

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ  
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ КОМИТЕТ РАН ПО ТЕПЛОМАССОБМЕНУ  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МЭИ»  
ИНСТИТУТ ТЕПЛОЙ И АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ НИУ «МЭИ»



# **МАТЕРИАЛЫ**

## **ВОСЬМОЙ РОССИЙСКОЙ НАЦИОНАЛЬНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ ПО ТЕПЛОБМЕНУ**

### **Том 1**

17 – 22 октября 2022  
Москва, НИУ «МЭИ»

Москва  
Издательство МЭИ  
2022

УДК 532:533:536  
ББК 22.365  
М 341

М 341      Материалы Восьмой Российской национальной конференции по  
теплообмену (Москва, 17—22 октября 2022 г.): в 2 т. Т.1 — М.:  
Издательство МЭИ, 2022. — 440 с.

В томе 1 представлены материалы конференции по вопросам вынужденной конвекции в однофазных средах, свободной конвекции, горения, тепломассообмена при химических превращениях, кипения, кризисов кипения, закризисного теплообмена, испарения, конденсации и двухфазных течений.

Материалы печатаются в авторской редакции методом прямого репродуцирования с авторских оригиналов

ISBN 978-5-7046-2678-7  
ISBN 978-5-7046-2679-4 (Т. 1)

**УДК 532:533:536**  
**ББК 22.365**

*Научное издание*  
**Материалы**  
ВОСЬМОЙ РОССИЙСКОЙ НАЦИОНАЛЬНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ ПО ТЕПЛООБМЕНУ  
Том 1

---

Подписано в печать	30.08.2022.	Печать цифровая	Формат 60×84/8
Печ. л. 55,0	Тираж 25 экз.	Изд.№22н-080	Заказ №

---

Оригинал-макет подготовлен в РИО НИУ «МЭИ».  
111250, г. Москва, ул. Красноказарменная, д. 14.  
Отпечатано в типографии НИУ «МЭИ».  
111250, г. Москва, ул. Красноказарменная, д. 13

ISBN 978-5-7046-2678-7  
ISBN 978-5-7046-2679-4 (Т. 1)

© Национальный исследовательский  
университет «МЭИ», 2022



## Уважаемые коллеги!

Перед Вами Материалы Восьмой Российской национальной конференции по теплообмену, которую по праву можно назвать традиционной. Один мудрец сказал, что уважение к традициям является одним из основных показателей стабильности любого сообщества.

Как и на предыдущих конференциях достаточно широка география участников конференции. В Материалы включены доклады представителей учебных и академических институтов, ведущих отраслевых НИИ, заводов, акционерных обществ.

В программу пленарного заседания конференции включены доклады ведущих отечественных ученых, работающих в различных областях теории теплообмена. Традиционными остаются и организационные формы проведения конференции: пленарные, общие проблемные доклады, доклады по двенадцати секциям в устном и стендовом представлении.

В конференции примут участие практически все отечественные ученые в области теплообмена, имеющие признанные научные школы. Значительный вклад в программу конференции вносят молодые ученые, аспиранты и студенты.

Не изменилась и традиция: проведение конференции на базе ведущего технического университета России – Национального исследовательского университета «МЭИ», который широко известен научными школами в области теплофизики и теплообмена как в России, так и за рубежом.

Наша конференция проходит в период повышенного интереса общества к вопросам энергетики, что накладывает дополнительную ответственность на участников конференции и, безусловно, будет способствовать проведению конференции на достойном научном и организационном уровне.

Нет сомнений в том, что Восьмая Российская национальная конференция по теплообмену станет очередной вехой в развитии отечественной науки о теплообмене, даст новый импульс ветеранам теплофизикам и привлечет молодежь к научным изысканиям.

Хотелось бы пожелать всем участникам конференции дальнейших творческих свершений на благо отечественной теплофизической науки.

Председатель Программного и научного комитета РНКТ-8  
академик А.И. Леонтьев



## ПРОГРАММНЫЙ И НАУЧНЫЙ КОМИТЕТ

Леонтьев А.И. — председатель, академик  
Клименко А.В. — зам. председателя, академик

Алексеев С.В., академик	Кузнецов Г.В., профессор
Алифанов О.М., академик	Липатов И.И., член-корр. РАН
Аметистов Е.В., член-корр. РАН	Лущик В.Г., д.т.н.
Арбеков А.Н., профессор	Майданик Ю.Ф., д.т.н.
Валуева Е.П., профессор	Маркович Д.М., академик
Вараксин А.Ю., член-корр. РАН	Мильман О.О., профессор
Виноградов А.В., д.т.н.	Митрофанова О.В., профессор
Гаряев А.Б., профессор	Михеев Н.И., профессор
Гурьянов А.И., профессор	Ненарокомов А.В., профессор
Деревич И.В., профессор	Ольховский Г.Г., член-корр. РАН
Дмитриев А.С., профессор	Онищенко Д.О., профессор
Домбровский Л.А., д.т.н.	Павленко А.Н., член-корр. РАН
Егоров И.В., член-корр. РАН	Петров О.Ф., академик
Ивочкин Ю.П., д.т.н.	Пиралишвили Ш.А., профессор
Зейгарник Ю.А., д.т.н.	Покусаев Б.Г., член-корр. РАН
Исаев С.А., профессор	Попов И.А., профессор
Кавтарадзе Р.З., профессор	Рогалев Н.Д., профессор
Карташов Э.М., профессор	Сапожников С.З., профессор
Кириллов П.Л., профессор	Синкевич О.А., профессор
Клименко В.В., член-корр. РАН	Смирнов Е.М., профессор
Ковальногов В.Н., профессор	Суржиков С.Т., академик
Комов А.Т., профессор	Терехов В.И., д.т.н.
Коротеев А.А., академик	Черкасов С.Г., профессор
Крюков А.П., профессор	Шеремет М. А., профессор
Кувыркин Г.Н., профессор	Ягов В.В., профессор
Кузма-Кичта Ю.А., профессор	Яновский Л.С., д.т.н.
Кузнецов В.В., профессор	Яньков Г.Г., профессор

## ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

<i>Председатель</i>	— Дедов А.В., чл.-корр. РАН
<i>Зам. председателя</i>	— Герасимов Д.Н., доцент
<i>Ученые секретари</i>	— Вершинина Ю.В., к.т.н.
	— Медвецкая Н.В., к.т.н.

## СОДЕРЖАНИЕ

Секция 1. Вынужденная конвекция в однофазных средах.....	7
Секция 2. Свободная конвекция.....	115
Секция 3. Горение, тепломассообмен при химических превращениях .....	171
Секция 4. Кипение, кризисы кипения, закризисный теплообмен.....	237
Секция 5. Испарение, конденсация.....	317
Секция 6. Двухфазные течения .....	375





## **Секция 1**

# **Вынужденная конвекция в однофазных средах**



## ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ КАРТИНА ТЕЧЕНИЯ В ПОВОРОТАХ ПРИ НАЛИЧИИ ПРЕДВКЛЮЧЁННЫХ УЧАСТКОВ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В различных энергетических установках, эксплуатируемых в промышленности (испарители, дистилляторы, теплообменные аппараты, системы подачи теплоносителей и др.), применяются большое разнообразие различных устройств с поворотом потоков жидкостей и газов. Такой подвод теплоносителя существенно влияет на теплогидравлические характеристики потока, а в конечном итоге на работу устройства, поэтому важным является установление закономерностей для этих течений.

В большинстве своем оценка гидравлического сопротивления в таких условиях ведется по известным рекомендациям, полученным, в основном экспериментальным путём и для достаточно габаритных конструкций [1, 2]. Как отмечалось в [5], в справочной литературе приводятся, в основном, значения коэффициентов местных гидравлических сопротивлений для области, не зависящей от величины числа Рейнольдса. Это область значительно превышает  $Re=5 \cdot 10^4$ . Современные пакеты прикладных программ дают возможность получить дополнительную информацию по особенностям течения и теплообмена в поворотах. Поэтому для расчёта изогнутого участка трубопровода и гидравлической эффективности численное моделирование является актуальной и носит практический интерес.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В данной работе представлены результаты моделирования движения однофазной жидкости с изменением направления потока. Целью работы является отработка методики численного моделирования потока в колене, для определения его гидродинамических характеристик и возможности дальнейшего изучения теплообмена как однофазного теплоносителя, так и при кипении в таких каналах. Данная методика позволит рассчитать характеристики колена на этапе проектирования.

Моделирование течения потока в колене было выполнено средствами коммерческого пакета Ansys Fluent 20.0 в трехмерной постановке, при разных, по геометрии и граничных условий, вариантах и велась в несколько этапов. Первый - построение геометрии расчётной области, которая выполнялась в отдельной CAD программе Kompas 3D v17. В качестве расчётной области было выбрано колено, диаметрами 8 мм, 10 мм и 14 мм с поворотом

на 90°. Длина входного участка  $L_{вх.уч.}$  изменялась в каждом варианте и составляла 25 мм, 50 мм, 75 мм, 100 мм, 125 мм и 150 мм соответственно. Выходной же участок  $L_{вых.уч.}$  составлял 400 мм, 600 мм, 800 мм и 1200 мм. (рис. 1).

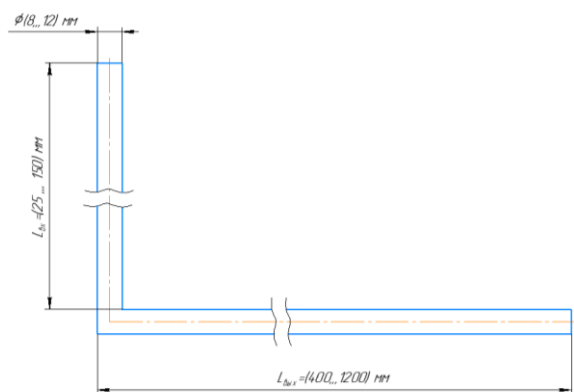


Рис. 1 Схема канала с прямоугольным коленом

Второй этап построение структурированной расчётной сетки, узлы которой объединяются в объёмные элементы. В пристеночной области для достоверного моделирования пограничного слоя сетка сгущалась за счёт добавления дополнительных призматических слоёв.

Установление граничных условий: на входе задавалась скорость (inlet-velocity) 1 м/с, 2 м/с, 3 м/с и 5 м/с. На выходе устанавливалось нулевое относительное давление (pressure-outlet).

Для вычислений использовалась двухпараметрическая RNG k-ε модель турбулентности. Эта модель турбулентности лучше описывает сложные течения [3, 4].

Как отмечалось в работе [1], в поворотных коленах, при увеличении длины выходного участка, коэффициент гидравлических потерь убывает, наличие же входного участка перед коленом оказывает обратное влияние. В результате расчётов были получены значения коэффициентов местного гидравлического сопротивления от числа Рейнольдса, при различных входных и выходных участках, отличающихся по длине.

### 3. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работах [1], [2] рассмотрены схемы распределения скоростей за коленом трубы. В данной работе, в результате численного исследования потока в колене, при различных входных и выходных условиях, были получены поля скоростей на участках входа и выхода. Выполнен анализ влияния входных и выходных условий на стабилизацию потока в выходном участке (рис. 2, 3). Исходя из которого определялась длина стабилизации потока рис. 2.

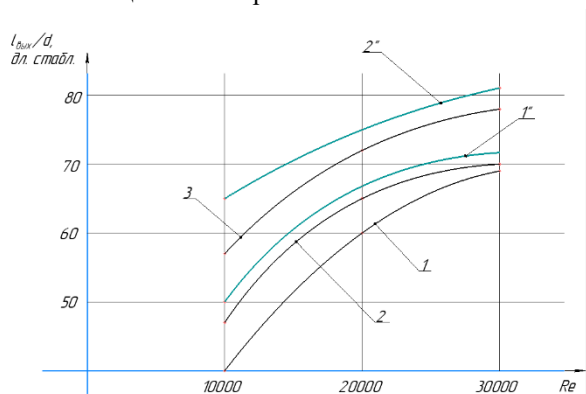


Рис. 2 Длина участка стабилизации в зависимости от числа Re при различных входных и выходных участках: 1 -  $l_{вх.уч.}=50$  мм,  $L_{вых.уч.}=800$ ; 2 -  $l_{вх.уч.}=100$  мм,  $L_{вых.уч.}=800$ ; 3-  $l_{вх.уч.}=150$  мм,  $L_{вых.уч.}=800$ ; 1'-  $l_{вх.уч.}=100$  мм,  $L_{вых.уч.}=1200$ ; 2'-  $l_{вх.уч.}=150$  мм,  $L_{вых.уч.}=1200$ ;

В работе [5] описывается резкоизменяющееся движение в трубе выше и ниже по течению, т. е. деформация потока в следствии поворота на  $90^\circ$ , которое может достигать 5 калибров. На рис. 3 показан участок влияния поворота на профиль скоростей во входном участке колена, при различных режимах течения.

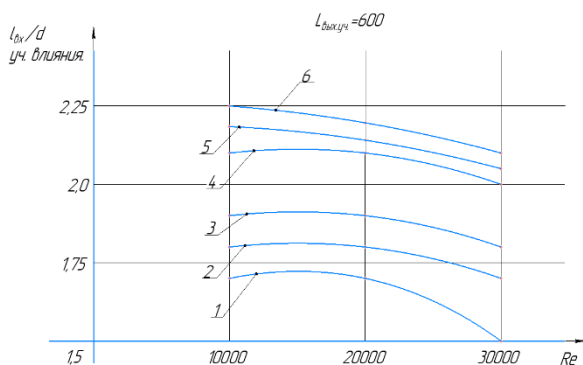


Рис. 3 Изменение зоны влияния поворота во входном участке, при различных его длинах и числа Re: 1 -  $l_{вх.уч.}=25$  мм, 2 -  $l_{вх.уч.}=50$  мм, 3 -  $l_{вх.уч.}=75$  мм, 4 -  $l_{вх.уч.}=100$  мм, 5 -  $l_{вх.уч.}=125$  мм, 6 -  $l_{вх.уч.}=150$  мм.

С увеличением длины входного участка, возмущения, вносимые поворотом, распространяются в верх по потоку.

Большое влияние на коэффициент гидравлического сопротивления оказывает форма поперечного сечения канала [1] На рис. 4

представлено изменение коэффициента гидравлического сопротивления при различных диаметрах колена.

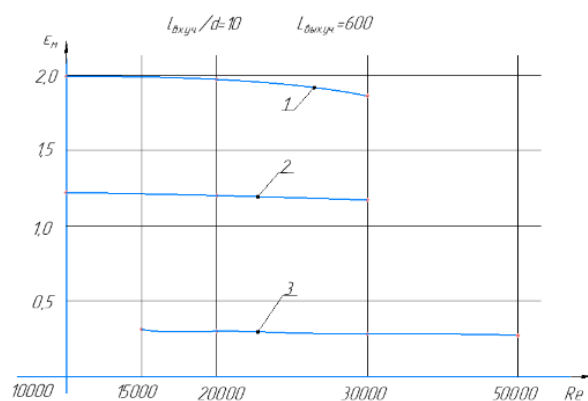


Рис. 4 Зависимости коэффициента гидравлических потерь от числа Re при различных диаметрах колена: 1-d=8 мм, 2-d=10 мм, 3-d=14 мм.

Характер зависимости проявляется уменьшением значения коэффициента гидравлических потерь с увеличением диаметра колена и незначительном влиянии числа Re. С ростом диаметра уменьшается протяженность вихревой зоны у внешней стенки, как следствие, уменьшением потерь кинетической энергии. В работе [1] отмечается влияние на сопротивление колена ширина канала: с увеличением относительной ширины канала коэффициент сопротивления падает, в следствии того, что вторичные токи занимают меньшую площадь поперечного сечения.

Таким образом было изучено влияние входных и выходных условий на гидравлическое сопротивление колена.

Полученные результаты согласуются с проведёнными ранее исследованиями и полученными эмпирическими значениями, подробно представленными в работах [1, 2].

В работе представлены первичные данные расчётов с подводом теплового потока после поворота в рассматриваемых каналах. Были получены поля температур (рис. 5-7). В местах вихревых зон наблюдается повышенные температуры. Общий характер распределения температур по длине канала неравномерный.

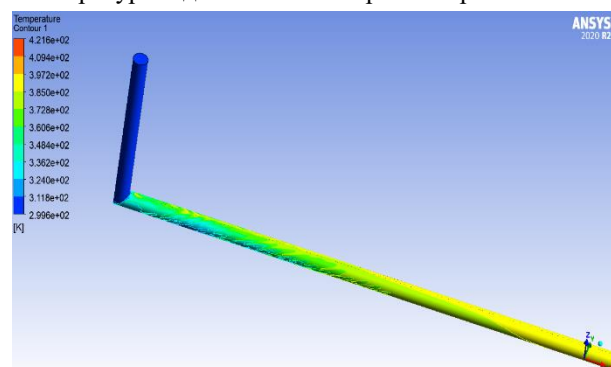


Рис. 5 Подвод теплового потока к выходному участку



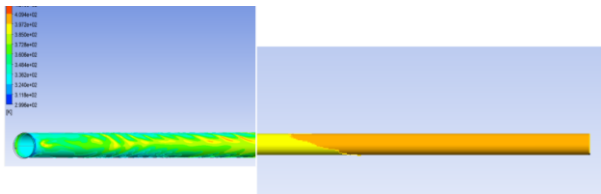


Рис. 6 Распределение температуры по длине выходного участка - вид сверху колена

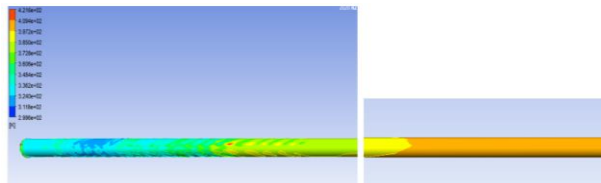


Рис. 7 Распределение температуры по длине выходного участка - вид снизу колена

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью прикладного пакета Ansys Fluent проведены представленные расчёты, результаты которых показали хорошее совпадение с имеющимися в литературе данными, а также были выявлены особенности течений в вышеуказанных каналах.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Повх И. Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении. Л.: Машиностроение, 1974. 480 с.
2. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение. 1992. 672 с.
3. Белов И. А, Исаев С. А. Моделирование турбулентных течений: Балт. гос. техн. ун-т. СПб., 2001. 108 с.
4. Снегирёв А. Ю. Высокопроизводительные вычисления в технической физике. Численное моделирование турбулентных течений: Учеб. пособие. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2009. — 143 с.
5. Гиргидов А. Д. Механика жидкости и газа (гидравлика): Учебник для вузов. 3-е изд., испр. и доп. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2007. 545 с.

## ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТЕПЛОВЫХ ЗАВЕС, СОЗДАВАЕМЫХ ВЕЕРНЫМИ ОТВЕРСТИЯМИ

Сегодня газовые турбины широко используются как для авиационных двигателей, так и для энергетических систем или силового привода. Тепловой КПД и удельная мощность газовых турбин возрастают с увеличением температуры газа на входе в турбину. Эта тенденция проиллюстрирована на рис. 1 [1,2], где показано изменение удельной мощности ГТД, отнесенной к удельной тяге двигателя в зависимости от температуры газа на входе в турбину. Как следует из этого рисунка, данные по авиационным двигателям, как правило, расположены довольно близко к линии идеальной эффективности, которая представляет собой мощность цикла со 100% эффективными турбинами без утечек и затрат воздуха на охлаждение. Очевидно, что повышение температуры газа перед турбиной является одной из ключевых технологий увеличения удельной мощности (тяги) газотурбинных двигателей.

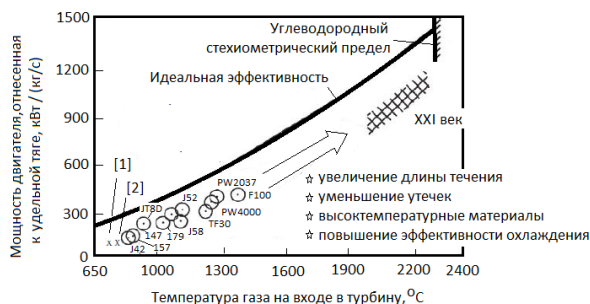


Рис.1. Уровни достигнутых значений удельной мощности двигателей в зависимости от температуры газа на входе в турбину. Сопоставление данных по двигателям Pratt & Whitney [2]

Рис. 2 показывает, что данная температура в современных газовых турбинах значительно выше, чем температура начала плавления материала лопаток. Поэтому лопатки турбин нуждаются в охлаждении. Современный уровень достигнутых значений температур газа перед турбиной составляет около 2000К [1,7-10]. При этом степень повышения давления воздуха в компрессоре должна увеличиться до 40 и выше. В перспективе авиационные газовые турбины будут иметь еще более высокую температуру газа на входе в турбину, поскольку основная цель их совершенствования – получить с каждого килограмма горячего газа больше мощности на валу турбины. При этом хладозапас предназначенного для охлаждения турбин воздуха будет, соответственно, снижаться. Поэтому наряду с разработкой жаропрочных, жаростойких сплавов и

термобарьерных покрытий должны создаваться высокоэффективные схемы воздушного охлаждения. Это – определяющее направление, позволяющее и в дальнейшем повышать удельные параметры газовых турбин.

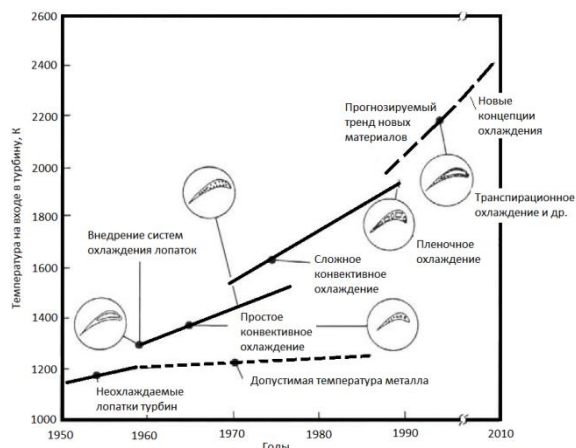


Рис.2. Изменение по годам температуры газа на входе в турбину [3]

Известно, что пленочное охлаждение является одной из основных технологий, позволяющих реализовать в современных газовых турбинах высокий уровень температур потока газа [5]. Важным аспектом здесь является разработка эффективных и экономичных систем пленочного охлаждения профильных поверхностей и поверхностей трактовых полок турбинных лопаток [6] (рис.3-5). Вдув охлаждающего воздуха на поверхность лопатки, обтекаемую высокотемпературным высокоскоростным потоком газа, приводит к значительному увеличению не только расхода охлаждающего воздуха, но и дополнительных термодинамических и газодинамических потерь энергии, связанных с охлаждением лопаток, особенно в турбине высокого давления. При этом в случае принятия неудачных инженерных решений по расчету и проектированию систем пленочного охлаждения можно свести на нет ожидаемый эффект от их внедрения.

За последние 10 лет количество публикаций, прямо или косвенно относящихся к разработке и исследованию систем пленочного охлаждения, увеличилось примерно до 3 тысяч. Многие из них посвящены исследованию всего многообразия факторов, возникающих при эксплуатации систем конвективно-пленочного охлаждения турбинных лопаток.

Результаты исследований в области разработки систем пленочного охлаждения однозначно приводят к необходимости перехода от цилиндрических отверстий для вдува охлаждающего воздуха к веерным отверстиям (рис.5). По имеющимся данным, угол полураствора диффузорной части отверстия назначают, как правило, в диапазоне  $\varphi = 10-15^\circ$ . Углы вдува  $\alpha$  охлаждающего воздуха из этих отверстий определяются выбранным участком поверхности лопатки и изменяются в широком диапазоне, как правило, от  $30$  до  $90^\circ$ . При больших углах вдува рекомендуется подрезка выходной кромки отверстия.

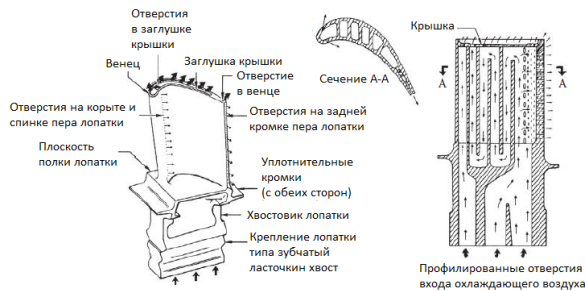


Рис.3. Сопловая лопатка 1-й ступени турбины высокого давления двигателя General Electric CF6-50 [4]



Рис.4. Сопловая лопатка 1-й ступени турбины высокого давления двигателя General Electric CF6-50 [4]

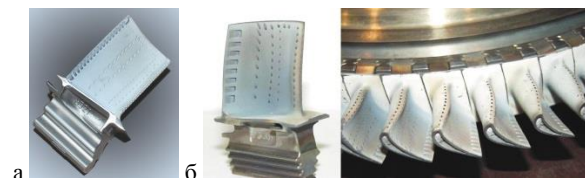


Рис.5. Лопатки турбины высокого давления двигателя ПД-14 (а) [11] и Д-18Т (б) [12]

Отметим, что переход от цилиндрических к веерным отверстиям позволяет существенно снизить потери энергии от почкообразных вихрей, образующихся за сечением вдува охлаждающего воздуха.

В настоящем докладе представлены результаты сравнительного экспериментального исследования эффективности тепловой завесы, обеспечиваемой вдувом воздуха через однорядные пояски веерных и цилиндрических отверстий, выполненных на плоской поверхности, в широком диапазоне изменения значений угла и параметра вдува. В работах [13–23] приводятся описания схем веерных отверстий различной формы и результаты их исследований. Авторами настоящего доклада исследованы варианты веерных отверстий, изображенные на

рис.6. Их форма существенно сложнее традиционных цилиндрических отверстий, что удорожает технологию изготовления. Однако полученные положительные результаты в сравнительном исследовании веерных и цилиндрических отверстий позволили рекомендовать такие схемы поясков веерных отверстий для систем конвективно-пленочного охлаждения лопаток турбины высокого давления.

Как видно на рис. 6а, веерные отверстия для небольших, порядка  $30^\circ$ , углов вдува  $\alpha$ , выполняются с одномерным диффузорным участком, расположенным в плоскости вдува. Средние и большие углы вдува воздуха в основной поток требуют увеличения степени диффузорности отверстия для более эффективного противодействия почкообразному парному вихрю. С этой целью в вертикальной плоскости выполняется дополнительное расширение канала по ходу потока вторичного воздуха. Дополнительная диффузорность веерного отверстия обеспечивается «подрезкой» выходной кромки отверстия на угол  $\gamma$  (рис. 6б, 6с).

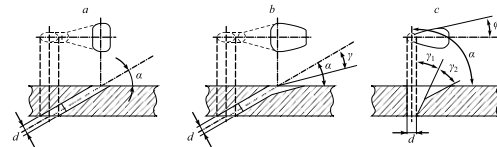


Рис.6. Схемы веерных отверстий для малых (а), средних (б) и больших (с) углов вдува. d - диаметр входного цилиндрического отверстия,  $\alpha$  - угол вдува вторичного потока в основной поток,  $\varphi$  - угол полураствора плоского диффузора в плане,  $\gamma$  - угол подрезки задней кромки веерного отверстия

Диффузорность веерного отверстия, помимо снижения скорости вдува, дополнительно формирует более широкие струи пленки в пояске отверстий, а диффузорность веерного отверстия в продольно-вертикальном сечении ( $\gamma_1, \gamma_2$ ) дополнительно снижает опасность возникновения отрывных явлений при вдуве воздушных струй из отверстия в основной поток путем уменьшения угла вдува  $\alpha$ .

Эффективность пленочного охлаждения записывается в виде  $\eta_{пл} = (T_{осн}^* - T_{пл}^*) / (T_{осн}^* - T_{вт}^*)$ , где  $T_{осн}^*$  и  $T_{вт}^*$  — температуры основного и вторичного потоков в сечении вдува,  $T_{пл}^*$  — температура пленки (адиабатной температуры стенки). При анализе результатов исследований с поясками веерных и цилиндрических отверстий параметр  $\eta_{пл}$  обозначим, соответственно, как  $\eta_{веер}$  и  $\eta_{цил}$ .

Известно, что для случая внутреннего конвективного охлаждения плотность теплового потока записывается в виде  $q_r = \alpha_r (T_r^* - T_{ст})$ , где  $\alpha_r$  — коэффициент теплоотдачи от горячего газа к конвективно охлаждаемой стенке,  $T_{ст}$  — температура стенки.

В условиях тепловой завесы тепловой поток рассчитывается по формуле  $q_{пл} = \alpha_{пл} (T_{пл}^* - T_{ст})$ , где  $\alpha_{пл}$

— коэффициент теплоотдачи от пленки к охлаждаемой стенке.

Проблема исследования эффективности тепловых завес, создаваемых веерными отверстиями, не ограничивается только изучением охлаждения турбинных лопаток. Подобного рода задачи решаются, например, при разработке противобледенительных систем крыла и других поверхностей летательных аппаратов. Кроме этого, существуют направления фундаментальных исследований в механике жидкости и газа, где тоже необходимы надежные экспериментальные данные для верификации соответствующих математических моделей. Таким образом, для расчета температурного состояния охлаждаемых конвективно-пленочным способом поверхностей актуальным является надежное определение температуры пленки  $T_{пл}^*$ . В связи с этим эффективность тепловой завесы исследуется как в фундаментальной постановке, так и в рамках технических приложений, обусловленных, например, необходимостью разработки эффективных и экономичных конвективно-пленочных систем воздушного охлаждения лопаток газовых турбин.

В настоящей работе используются следующие параметры пленочного охлаждения поверхности: число Рейнольдса, определенное по параметрам воздуха, вдуваемого в основной поток и по эквивалентной высоте щели  $Re_{вт} = W_{вт} S_{экв} / \nu_{вт}$ , параметр вдува  $m = (\rho_{вт} W_{вт}) / (\rho_{осн} W_{осн})$ , угол вдува  $\alpha$ . Здесь  $W_{осн}$  и  $W_{вт}$  — среднерасходные скорости основного и вторичного (вдуваемого) потоков,  $\rho_{осн}$  и  $\rho_{вт}$  — плотность основного и вторичного потоков,  $S_{экв}$  — эквивалентная высота щели пояaska отверстий,  $\nu_{вт}$  — кинематический коэффициент вязкости вторичного потока воздуха.

Отметим, что при обработке опытных данных исследования систем пленочного охлаждения формулы для расчета чисел Рейнольдса могут базироваться на параметрах вторичного или основного потоков. В данной работе принят первый подход.

Часть результатов выполненного экспериментального исследования приведена на рис.7-9 [24,25].

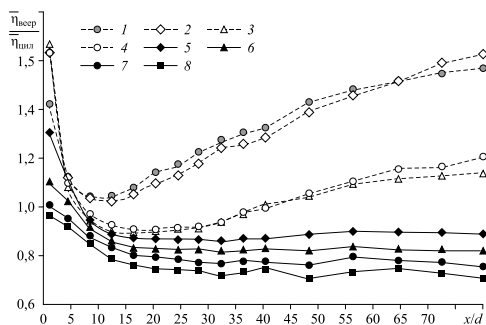


Рис. 7. Относительные значения эффективности пленочного охлаждения плоской поверхности  $\bar{\eta}_{ввер} / \bar{\eta}_{цил}$  при вдуве воздуха через веерные и цилиндрические отверстия с  $\alpha = 30^\circ$ .  $t/d = 2$ ,  $\varphi = 14^\circ$ ,  $Re_{вт} = 4 \div 76 \cdot 10^3$ ;  $m = 5,5$  (1), 4,5 (2), 3 (3), 2,5 (4), 1,5 (5), 1 (6), 0,7 (7), 0,5 (8)

Опыты проводились в диапазоне изменения числа Рейнольдса  $Re_{вт} = (4 \div 76) \cdot 10^3$ , угол вдува  $\alpha$  принимал

значения 30, 45 и  $75^\circ$ , угол полураствора диффузорной части веерного отверстия в плане составлял  $\varphi = 14^\circ$ , относительный шаг отверстий в ряду для  $\alpha = 30, 45^\circ$  составлял  $t/d = 2$ , а для  $\alpha = 75^\circ$  -  $t/d = 3$ . Рассмотрены особенности пленочного охлаждения поверхности при малых и больших параметрах вдува, достигающих значений  $m = 5$ .

Проведен сравнительный анализ опытных данных об эффективности пленочного охлаждения, полученных на плоской пластине вдувом через цилиндрические  $\bar{\eta}_{цил}$  и веерные  $\bar{\eta}_{ввер}$  отверстия.

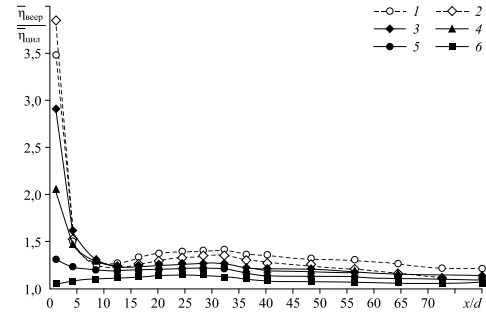


Рис. 8. Относительные значения эффективности пленочного охлаждения плоской поверхности при вдуве воздуха через веерные и цилиндрические отверстия с  $\alpha = 45^\circ$ .  $t/d = 2$ ,  $\varphi = 14^\circ$ ,  $Re_{вт} = 7 \div 48 \cdot 10^3$ ;  $m = 3,5$  (1), 2,5 (2), 1,5 (3), 1 (4), 0,7 (5), 0,5 (6)

При оптимальных параметрах вдува  $m \approx 0,5$  под углом  $\alpha = 30^\circ$  веерные отверстия имеют более низкие значения эффективности тепловой завесы по сравнению с цилиндрическими отверстиями на всем исследованном участке тепловой завесы.

При вдуве воздуха под углом  $\alpha = 45^\circ$  на начальном участке смешения  $0 < x/d < 10$  при оптимальном значении параметра вдува  $m \approx 0,5$  значение  $\bar{\eta}_{ввер} / \bar{\eta}_{цил}$  изменяется в пределах 1,1-1,2. При высоком значении параметра вдува ( $m = 3,5$ ) величина  $\bar{\eta}_{ввер} / \bar{\eta}_{цил}$  возрастает до 3,9.

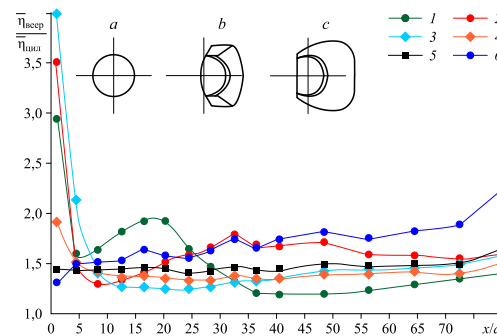


Рис.9. Выходные сечения в плане отверстий различной формы: цилиндрической (a), веерной с одномерной диффузорностью (b), веерной с двумерной диффузорностью (c) и относительные значения эффективности пленочного охлаждения плоской поверхности при вдуве воздуха через веерные и цилиндрические пояaska отверстий с  $\alpha = 75^\circ$ .  $t/d = 3$ ,  $\varphi = 14^\circ$ ,  $Re_{вт} = 6 \div 52 \cdot 10^3$ ;  $m = 3,5$  (1), 2,5 (2), 1,5 (3), 0,7 (4), 0,5 (5), 0,35 (6)

Формирование воздушной завесы при вдуве вторичного потока воздуха под большими углами одно-

значно приводит к развитому отрыву струи, что подтверждается многочисленными исследованиями [6]. На рис. 9 приведены схемы выходных сечений в плане отверстий различной формы и относительные значения эффективности пленочного охлаждения плоской поверхности при вдуве воздуха через веерные и цилиндрические отверстия. Эффективность тепловой завесы в рассматриваемом случае может быть повышена за счет применения веерных отверстий двумерной диффузорности (рис.6с). Как видно, в этом случае при вдуве под углом  $\alpha = 75^\circ$  степень диффузорности отверстия для вдува воздуха в основной поток обеспечивается не только расширением отверстия в плане, но и в вертикальном продольном сечении, что увеличивает суммарную степень диффузорности веерного отверстия.

Итак, при оптимальных параметрах вдува  $m \approx 0,5$  под углом  $\alpha = 30^\circ$  веерные отверстия имеют более низкие значения эффективности тепловой завесы по сравнению с цилиндрическими отверстиями на всем исследованном участке тепловой завесы.

В условиях высоких параметров вдува ( $m = 1 \div 3,5$ ) через веерные отверстия под углом  $\alpha = 45^\circ$  эффективность тепловой завесы выше, чем при вдуве через цилиндрические отверстия на всем исследованном участке  $x/d = 1 \div 8,0$ .

При вдуве воздуха под углом  $\alpha = 75^\circ$  значения  $\bar{\eta}_{\text{веер}}$  выше чем  $\bar{\eta}_{\text{цил}}$  во всем диапазоне изменения параметра вдува, включая и области отрыва вдуваемого в основной поток вторичного воздуха.

Отметим в заключение, что современные системы внутреннего конвективного охлаждения рабочих лопаток турбины высокого давления часто требуют для своего функционирования больших перепадов давления охлаждающего воздуха. Иначе не обеспечить требуемого расхода воздуха через лопатку.

В этом случае и возникают большие параметры вдува, существенно снижающие эффективность тепловых завес, организуемых цилиндрическими отверстиями, а использование веерных отверстий позволяет решить эту проблему.

Работа выполнена в рамках соглашения с Министерством науки и образования РФ № 075-03-2020-051/3 (№ гос.рег. НИОКТР АААА-А20-120102190039-6).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Han J.-C., Dutta S., Ekkad S. Gas Turbine Heat Transfer and Cooling Technology. Second Edition. CRC Press, Taylor & Francis Group. 2013. 843 p.
2. Sautner, M. et al., Determination of surface heat transfer and film cooling effectiveness in unsteady wake flow conditions, AGARD Conference Proceedings, Vol. 527, pp. 6-1-6-12, 1992.
3. Clifford, R.J., Rotating heat transfer investigations on a multi-pass cooling geometry, AGARD CP 390, 1985
4. Treager, I.E., General electric CF6, in Aircraft Gas Turbine Engine Technology, 2nd edn., McGraw-Hill, New York, Chapter 25, 1979, pp. 469-525
5. Bunker R.S. A review of turbine shaped film-cooling technology // J. of Heat Transfer. 2005. Vol. 127. P. 441-453.
6. Чжэн Д., Ван С., Юань Ц. Численное исследование влияния формы вихрегенератора на эффективность пленочного

- охлаждения // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26, № 3. С. 491-496.
7. Петреня Ю.К. Развитие газотурбинных энергетических технологий в России // Вестник Российской Академии наук, Т.89. № 4. 2019. С.331-334.
8. Ольховский Г.Г. Перспективные газотурбинные и парогазовые установки для энергетики (обзор) // Теплоэнергетика, 2013, № 2, с. 3-12.
9. Фаворский О.Н., Длугосельский В.И., Петреня Ю.К., Гольдштейн А.Д., Комисарчик Т.Н. Состояние и перспективы развития парогазовых установок в энергетике России // Теплоэнергетика, №2, 2003. С.9-15.
10. Иноземцев А.А., Нихамкин М.А., Сандрацкий В.Л. Основы конструирования авиационных двигателей и энергетических установок. М.: Машиностроение, 2008. Т. 2. - 368 с.
11. Испытание огнем // Популярная механика, №10, 2019.
12. Кравченко И.Ф., Степанов И.Ю., Хусточка А.Н. ГП "Ивченко-Прогресс": на пороге создания двигателей нового поколения // Двигатель. № 5(71), 2010.
13. Халатов А.А., Борисов И.И., Дашевский Ю.Я., Резник С.Б. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил. Киев: НТУУ «КПИ», Изд-во «Политехника», 2016. Т. 10: Перспективные схемы пленочного охлаждения. 238 с.\
14. Тихонов А.С., Самохвалов Н.Ю. Анализ использования профилированных отверстий перфорации для повышения качества пленочного охлаждения спинки сопловых лопаток турбин // Вестн. Уфимского гос. авиационного техн. ун-та. 2012. Т. 16, № 5. С. 20-27.\
15. Нестеренко В.Г., Матушкин А.А. Конструктивные методы совершенствования системы плёночного охлаждения рабочих лопаток ВРД // Электронный журнал «Труды МАИ». Выпуск № 39. Режим доступа: <http://trudymai.ru/published.php?ID=14813> (дата обращения: 23.03.2021).
16. Пахомов М.А., Терехов В.И., Халатов А.А., Борисов И.И. Тепловая эффективность пристенной газовой завесы при ее вдуве через круглые отверстия в траншее // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 3. С. 343-352.
17. Colban W.F., Thole K.A., Bogard D. A film cooling correlation for shaped holes on a flat-plate surface // J. of Turbomachinery. 2011. Vol. 133, No. 1. P. 011002-1-011002-11.
18. Kampe T., Sämel S., Völker S., Haneka C., Ladisch H., Schulz A., Bauer H.J. Experimental and numerical investigation of flow field and downstream surface temperatures of cylindrical and diffuser shaped film cooling holes // Proceeding of ASME Turbo Expo. 2011. GT2011-45106.
19. Laveau B., Abhari R.S. Influence of flow structure on shaped hole film cooling performance // ASME Paper. 2010. GT2010-23032.
20. Wright L.M., McClain S.T. PIV investigation of the effect of freestream turbulence intensity on film cooling from fan-shaped holes // Proceedings of ASME Turbo Expo. 2011. GT2011-46127.
21. Виноградов К.А. Повышение эффективности газовой турбины путем структурно-параметрической оптимизации обводов переходного канала и формы отверстий пленочного охлаждения /дис. ... канд. техн. наук. Рыбинск, 2015. 168 с.
22. Li X.C., Subbuswamy G., Zhou J. Performance of gas turbine film cooling with backward injection // Energy and Power Engng. 2013. No. 5. P. 132-137.
23. Saumveber C., Schulz A., Wittig S. Free-stream turbulence effects on film cooling with shaped holes // J. of Turbomachinery. 2003. Vol. 125, No. 1. P. 65-73.
24. Марчуков Е.Ю., Стародумов А.В., Щукин А.В., Ильинков А.В., Такмовцев В.В., Попов И.А., Ермаков А.М. Сравнительный анализ эффективности тепловой завесы за поясками веерных и цилиндрических отверстий в широком диапазоне изменений угла и параметра вдува // Теплофизика и аэромеханика, 2021, том 28, № 5. С.691-702.
25. Марчуков Е. Ю., Стародумов А. В., Ильинков А. В., Щукин А. В., Ермаков А. М., Такмовцев В. В., Попов И. А. Эффективность пленочного охлаждения плоской поверхности в ускоряющемся потоке при вдуве воздуха через веерные отверстия // Теплоэнергетика, 2022, № 4



Р.Г.Кадыров<sup>1</sup>, А.А.Миронов<sup>1</sup>, И.А. Попов<sup>1</sup>, Гортышов Ю.Ф.<sup>1</sup>, Ю.В. Жукова<sup>2</sup>, А.Д. Чорный<sup>2</sup>,  
Г.С.Маршалова<sup>2,3</sup>, Е.С.Данильчик<sup>2,3</sup>, И.И.Хабибуллин<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Казанский национальный исследовательский технический университет им.А.Н.Туполева- КАИ,  
420111, Казань, ул. К. Маркса, 10

<sup>2</sup> Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси,  
220072, Минск, ул. П. Бровки, 15

<sup>3</sup> Белорусский государственный технологический университет,  
220006, г. Минск, ул. Свердлова, 13а

<sup>4</sup> НИИ Турбокомпрессор им.В.Б.Шнеппа,  
420029, г. Казань, Сибирский тракт, 40

## ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОПЕРЕЧНО ОБТЕКАЕМЫХ ПУЧКОВ ТРУБ С ГЕНЕРАТОРАМИ ВИХРЕЙ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Впервые Г. Эйфелем [1] было обнаружено явление, заключающееся в том, что при возникновении в пограничном слое на обтекаемом теле (сферы, цилиндра) турбулентного течения резко уменьшается сопротивление. Внешний поток усиленно действует на пограничный слой и перемещивает его. Точка отрыва смещается вниз по течению. Для ламинарного пограничного слоя точка отрыва находится в окрестности угловой координаты  $90^\circ$ , тогда как после турбулизации пограничного слоя она смещается вниз по течению – на угловую координату  $110-140^\circ$ . Таким образом, область застойного течения за телом значительно сужается, а распределение давления становится подобным распределению давления при течении без трения.

Экспериментально этот парадокс подтвердил Л.Прандтль [2]. На поверхности шара, перед его миделевым сечением он укрепил тонкое проволочное кольцо. Наличие кольца вызвало искусственную турбулизацию пограничного слоя при умеренных числах Рейнольдса и привело к снижению сопротивления.

Предложенное и использованное в работе Л. Прандтля проволочное кольцо, установленное на обтекаемом теле для искусственной турбулизации пограничного слоя, при умеренных числах Рейнольдса может быть заменено на другие типы генераторов вихрей [3,4]. Одним из таких типов генераторов вихрей могут служить системы сферических выемок, хорошо известных в литературе по интенсификации теплоотдачи [5-7].

Известно [8**Ошибка! Источник ссылки не найден.**], что при внесении возмущений в пограничный слой на поверхности плохообтекаемого тела, в том числе кругового цилиндра, аэродинамическое сопротивление тела может резко уменьшиться. При этом, точка отрыва потока может сместиться вниз по потоку. Таким образом, отрывная область за телом будет иметь меньший поперечный размер, что приводит к значительному уменьшению сопротивления давления. Существует ряд методов, как пассивных, так и активных, позволяющих внести возмущения в пограничный слой. К таким методам относятся изменение структуры

потока перед/за плохообтекаемым телом за счет установки направляющих элементов (пластин, тел меньшего размера) [8-13]; нанесение упорядоченной шероховатости [14], нанесение на поверхность плохообтекаемого тела генераторов вихрей [5-8]. Нанесенные на поверхность генераторы вихрей могут не только снизить аэродинамическое сопротивление, но и увеличить теплоотдачу как за счет увеличения площади теплопередающей поверхности, так и за счет уменьшения толщины динамического пограничного слоя (следовательно – и теплового пограничного слоя).

Результаты численных исследований для одиночных труб показали уменьшение аэродинамического сопротивления, но и отсутствие роста теплоотдачи [15,16]. Необходима проверки гипотезы повышения теплогидравлической эффективности для пучков труб.

### 2. ЦЕЛЬ И ОБЪЕКТИССЛЕДОВАНИЯ

Цель работы – экспериментальное исследование возможности снижения сопротивления пучка теплообменных труб для повышения теплогидравлической эффективности теплообменного аппарата.

Объект исследования – пучки теплообменных труб. Размеры опытных образцов: длина  $0,076$  м, внешний диаметр образцов  $d_m=0,022$  м. Выемки на опытных образцах наносились на внешнюю поверхность в шахматном порядке и занимали 50, 75 и 100 % от внешней поверхности образца. Увеличение площади поверхности образцов составило  $f=1,21; 1,31; 1,41$ , соответственно. Основные геометрические размеры выемок на опытных образцах: диаметр выемок  $d=0,006$  м,  $h=0,003$  м продольный шаг  $t=0,012$  м, поперечный (по винтовой линии) шаг выступов  $s=0,008$  м (рис.1). В экспериментах исследовались относительно глубокие выемки  $h/d=0,5$ . Опытные образцы, помещенные в рабочий участок, исследовались при коридорной компоновке труб в пучке (рис.2) при продольных  $S_1$  и поперечных  $S_2$  шагах. При шахматной компоновке труб в пучке поперечный шаг  $S_1$  составлял  $0,044$  м и продольный шаг  $S_2$  составлял  $0,022$  м, что обеспечило значение относительных шагов  $a=S_1/d_t$  и  $b=S_2/d_t$  шагов и  $a \times b=2 \times 1$ . При коридор-

ной компоновке труб в пучке исследовались поперечный шаг  $S_1 = 0,044$  м и продольный шаг  $S_2 = 0,044$  м, что обеспечивало относительный  $a = S_1/d_T$  и  $b = S_2/d_T$  шагов и  $a \times b = 2 \times 2$ .

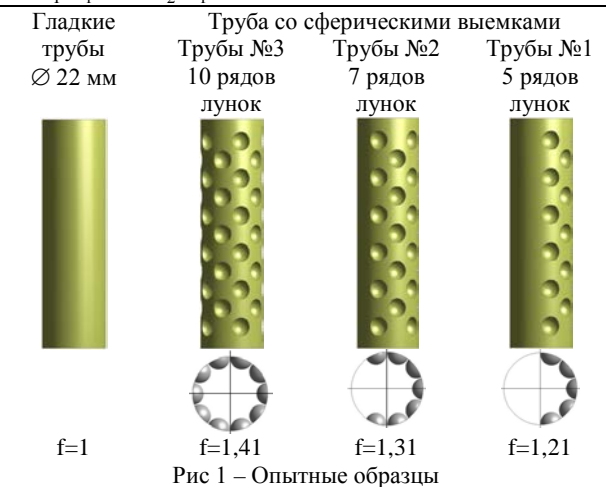


Рис 1 – Опытные образцы

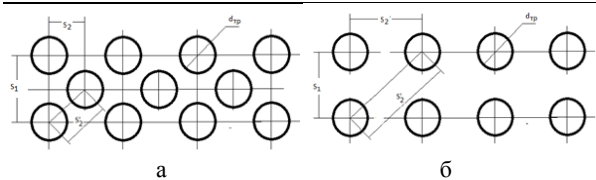


Рис.2 – Схемы расположения опытных образцов в рабочем участке: а – шахматное, б – коридорное

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

#### 3.1. Шахматный пучок

Результаты экспериментального исследования аэродинамического сопротивления в канале с пучками труб шахматной компоновки при различных вариантах нанесения вихрегенераторов представлены на рис.3. Выявлено, что в каналах с пучками труб №1 и №2 сопротивление возросло в среднем в 1,05 – 1,11 раз, что видно из рисунка 3. Сопротивление пучков труб №3 приблизительно равен уровню сопротивления в каналах с пучком гладких труб. Таким образом, нанесение сферических выемок незначительно увеличило коэффициент аэродинамического сопротивления пучков труб при шахматной компоновке.

В целом, в экспериментах не выявлено существенного снижения аэродинамического сопротивления в каналах с пучками труб с вихрегенераторами. Однако прослеживается, что при шахматной плотной компоновке аэродинамическое сопротивление труб №2 и №3, то есть с относительной площадью, занимаемой вихрегенераторами 75% и 100%, имеют сопротивление на уровне гладкого канала.

При исследовании коэффициентов теплоотдачи пучков труб ( $Re=21000$ ) при шахматной компоновке производилось определение местных коэффициентов теплоотдачи на поверхности труб во всех 7 рядах пучка с последующим определением коэффициентов теплоотдачи на трубах в каждом ряду. Показано, что теплоотдача ряда №1 составляет 68%, для ряда №2 – 88% от уровня теплоотдачи

труб третьего и последующих рядов (рис.4). Полученные данные качественно близки к результатам ранее выполненных работ, в которых эти значения составили 60 и 70%, соответственно.

Установленное распределение коэффициентов теплоотдачи характерно как для гладких труб, так и для труб с различными компоновками генераторов вихрей.

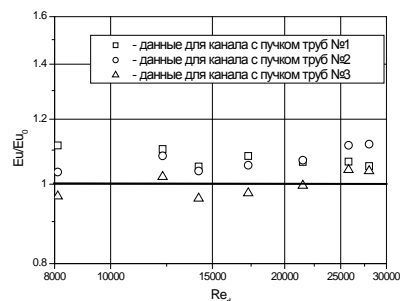


Рис.3. Результаты экспериментального исследования аэродинамического сопротивления в канале с пучком труб при шахматной компоновке

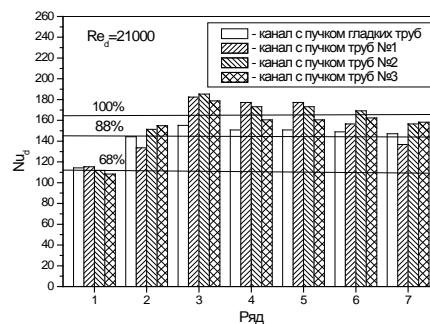


Рис. 4. Теплоотдача в различных рядах пучков труб при шахматной компоновке

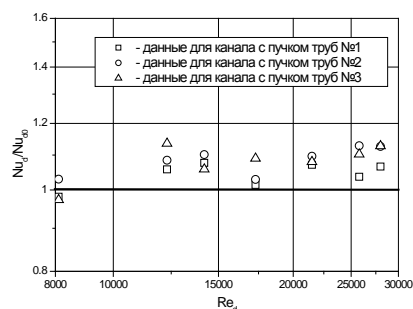


Рис.5. Результаты экспериментального исследования теплоотдачи в канале с пучком труб при шахматной компоновке

На рис.5 представлены результаты экспериментального исследования шахматных пучков труб с генераторами вихрей. Установлено, что наибольшая интенсификация теплоотдачи характерна для труб №3 и составляет 1,06 – 1,14 раз в диапазоне  $Re=(1-3) \cdot 10^4$ . Наименьшая интенсификация теплоотдачи наблюдается в пучках труб №1 и составляет 1,01-1,08 раз. При определении коэффициентов теплоотдачи использовалась площадь гладкого цилиндра. Учитывая, что для труб №1 увеличение

площади теплообмена составляет 1,21; труб №2 – 1,31; труб №3 – 1,41 раза, выявленные уровни интенсификации теплоотдачи в 1,01-1,14 раз показывают, что интенсификация не связана с увеличением площади поверхности теплообмена. Нанесение сферических выемок несколько ухудшило условия теплообмена на поверхности выемок. Однако, как было показано ранее, нанесение выемок снизило прирост аэродинамического сопротивления пучков труб.

Сравнение эффективности пучков теплообменных труб при шахматной компоновке и различными вариантами нанесения вихрегенераторов производилось с использованием безразмерного комплекса  $(Nu_d/Nu_{d0})/(Eu/Eu_0)$  (рис.6). Во всем диапазоне исследуемых чисел  $Re=(8-30)\cdot 10^3$  наибольшая теплоаэродинамическая эффективность характерна для пучков труб №3 с площадью нанесения вихрегенераторов 100%. Теплоаэродинамическая эффективность данных пучков составила  $(Nu_d/Nu_{d0})/(Eu/Eu_0)=1,1$ . Эффективность труб №2 с площадью нанесения вихрегенераторов 75% соответствует уровню гладкого канала. Однако интенсификация теплоотдачи в данных каналах составляет 1,1 раза. Наименьшая эффективность наблюдается у пучка труб №1 с площадью нанесения вихрегенераторов 50%. Уровень эффективности ниже гладкого канала и составляет в среднем 0,95 раз, несмотря на то, что уровень интенсификации теплоотдачи составляет порядка 1,05 раз

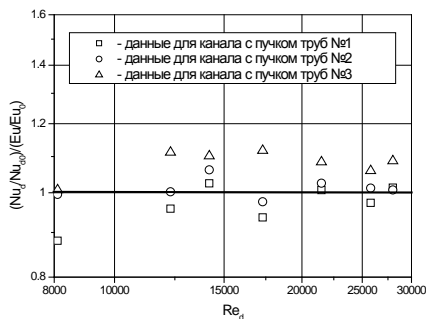


Рис.6. Теплоаэродинамическая эффективность каналов с пучками труб при шахматной компоновке

### 3.2. Коридорный пучок

Результаты экспериментального исследования аэродинамического сопротивления в канале с пучками труб коридорной компоновки при различных вариантах нанесения вихрегенераторов представлены на рис.7. Показано, что в каналах с пучками труб №1 и №2 и №3 сопротивление возросло в среднем в 1,1 – 1,3 раз. Таким образом, нанесение сферических выемок незначительно увеличило коэффициент аэродинамического сопротивления пучков труб при коридорной компоновке. Хотя при подобной компоновке на плоской поверхности увеличение сопротивления составляло бы 2,5 – 4 раза. На рис. 8 показано распределение коэффициентов теплоотдачи в различных пучках труб при коридорной компоновке. Уровень теплоотдачи

ряда №1 составляет 77%, а ряда №2 – 90% от уровня теплоотдачи третьего и четвертого рядов. Это качественно согласуется с литературными данными, в которых указывается, что теплоотдача первого ряда составляет 60%, а второго приблизительно 90% от теплоотдачи третьего и последующего рядов.

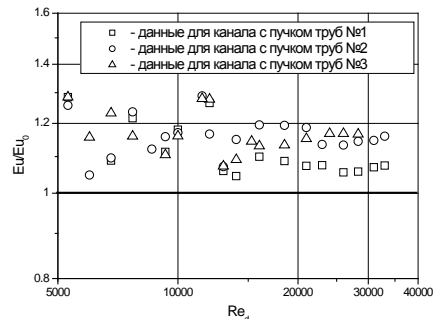


Рис.7. Результаты экспериментального исследования аэродинамического сопротивления в канале с пучком труб при коридорной компоновке

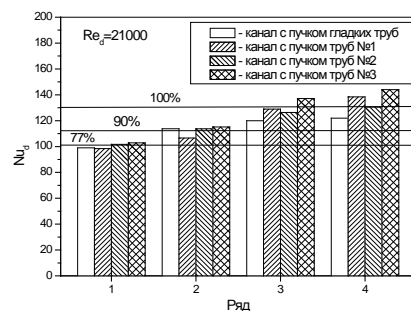


Рис.8. Теплоотдача в различных рядах пучков труб при коридорной компоновке

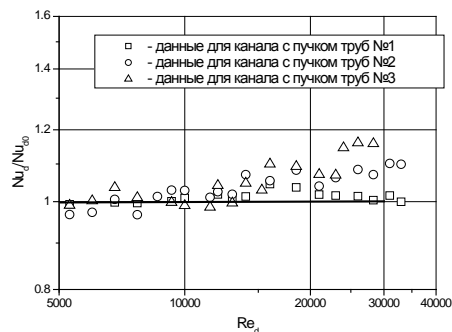


Рис.9. Результаты экспериментального исследования теплоотдачи в канале с пучком труб при коридорной компоновке

Установлено, что наибольшая интенсификация теплоотдачи характерна для труб №3 (рис.9) и составляет 1,05 – 1,16 раз. Наименьшая интенсификация теплоотдачи наблюдается в пучках труб №1 и в среднем составляет 1,02 раз в диапазоне  $Re=(1-3,5)\cdot 10^4$ .

При коридорной компоновке пучков теплообменных труб уровень теплоаэродинамической эффективности (рис.10) во всем диапазоне исследуе-



мых чисел  $Re$  ниже, чем эффективность гладкотрубного пучка. Наименьшая эффективность у пучка труб №1 и №2 и составила в среднем 0,9 в диапазоне  $Re=(15-34)\cdot 10^3$ . Наибольшая эффективность в этом диапазоне  $Re$  у пучков труб №3 с площадью нанесения вихрегенераторов 100% и составляет 0,98 – 1, при этом уровень интенсификации теплоотдачи составляет 1,1-1,16 раз.

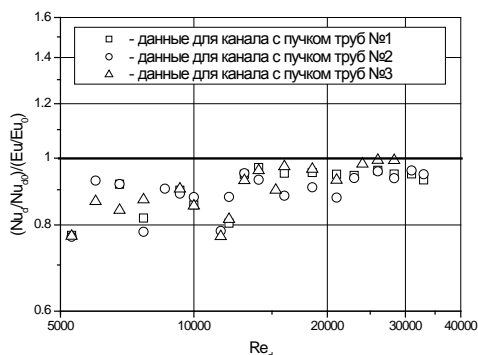


Рис.10. Теплоаэродинамическая эффективность каналов с пучками труб при коридорной компоновке

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование сопротивления шахматных и коридорных пучков труб с различными компоновками вихрегенераторов на поверхностях, распределения локальных коэффициентов теплоотдачи по длине окружности труб, распределения теплоотдачи в рядах труб и средней теплоотдачи пучков труб.

Наибольшая теплоаэродинамическая эффективность выявлена для пучков труб с площадью нанесения вихрегенераторов 100% при шахматной компоновки и составила 1,1. Наименьшая эффективность наблюдается у пучка труб с площадью нанесения вихрегенераторов 50% и составила 0,95, что ниже эффективности гладкого канала.

Наибольшая теплоаэродинамическая эффективность для пучков труб с площадью нанесения вихрегенераторов 100% при коридорной компоновки и составила 0,98 – 1,0. Наименьшая эффективность для пучка труб с площадью нанесения вихрегенераторов 50 и 75% и составила в среднем 0,89.

Исследования сопротивления пучков труб выполнены в рамках соглашения с Министерством науки и образования РФ № 075-03-2020-051/3 (№ гос.рег.НИОКТР АААА-А20-120102190039-6), исследования теплоотдачи – в рамках гранта РФФИ 20-58-04002 и грантах БРФФИ Т21РМ-019 и Ф21МС-011.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Eiffel G.**, Experiences sur la resistance de l'air, Comptes Rendus, Vol. 137, 1903, Pp. 30-32.
2. **Prandtl L.** Hydroaeromechanika. - Izhevsk: SIC "Regular and chaotic dynamics", 2000, - 576 p.

3. **Landau L. D., Lifshits E. M.** Hydrodynamics. Theoretical Physics: in 10 t. t. 6. Moscow: Nauka, 1986. 736с.
4. **Yurchenko N., River R., Pavlovsky R.** Control of the profile aerodynamics using streamwise vortices generated in a boundary layer / Proc. World Congress "Aviation in the XXI-st Century". Kyiv, Ukraine. 2003, Pp.14-16.
5. **Kalinin E.K., Dreitser G.A., Kopp I.Z., Myakotchin A.S.** Efficient Surfaces for Heat Exchangers Fundamentals and design. New-Work, 2002
6. **Gortyshov Yu. F., Popov I. A., Olympiev V. V., Shchelchikov A.V., Kaskov S. I.** Thermohydraulic efficiency of promising methods of heat transfer intensification in heat exchange equipment channels. Intensification of heat exchange: monograph - Kazan: Center of Innovative Technologies, 2009 – - 531 p.
7. **Isaev S. A., Baranov P. A., Gortyshov Yu. F., Guvernuyuk S. V., Mazo A. B., Smurov M. Yu., Sudakov A. G., Usachov A. E., Kharchenko V. B.** Aerodynamics of thickened bodies with vortex cells. Numerical and physical modeling. - St. Petersburg: Polytech University Publishing House. 2016 – 215 p.
8. **Zheng P.** Detached currents (in 3 volumes). - Moscow, Mir, 1972 – - 916 p.
9. **Roshko, A.** On the drag and shedding frequency of bluff cylinders. Nat. Adr. Comm. Aero., Wash., Tech. 1954, Note 3169
10. **Igarashi T.**, Correlation between heat transfer and fluctuating pressure in separated region of a circular cylinder, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 27, Issue 6, 1984, Pp. 927-937.
11. **Zhdanov, V., Kukharchuk, I., Terekhov V.** Velocity field behind a plate installed in the inner region of a turbulent boundary layer. Journal of Engineering Physics and Thermophysics, 2020. Vol. 93, No. 5, pp. 1233–1239.
12. **Dyachenko A. Yu., Zhdanov V. L., Smulsky Ya. I., Terekhov V. I.** Experimental study of heat transfer in the separation region behind the reverse ledge in the presence of tabs. Thermophysics and Aeromechanics, 2019, volume 26, N 4, 549 – 560
13. **Baranova T. A., Zhdanov V. L., Zhukova Yu.V., Isaev S. A.**, Reduction of Resistance and Heat Transfer Enhancement in Flow Past a Cylinder with Jet and Vortex Generators, Heat Transfer Research, Vol. 41, No. 4, pp. 401-411, 2010.
14. **Zukauskas A. A.** Convective transfer in heat exchangers. Moscow: Mir, 1982.
15. **Баранова Т.А., Данильчик Е.С., Жукова Ю.В., Кадыров Р.Г., Маршалова Г.С., Миронов А.А., Попов И.А., Скрышник А.Н., Чорный А.Д.** Сопротивление и теплообмен одиночной трубы с поверхностными генераторами вихрей // Тепловые процессы в технике. 2021. Т. 13. №11. С. 495–508
16. **Кадыров Р.Г., Миронов А.А., Попов И.А., Жукова Ю.В., Маршалова Г.С., Данильчик Е.С.** Теплоотдача и сопротивление пучков труб с вихрегенераторами // XXXVII Сибирский теплофизический семинар. Тезисы докладов. 14 – 16 сентября 2021. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 2021. С.47.

Маршалова Г.С.<sup>1,2</sup>, Баранова Т.А.<sup>1</sup>, Жукова Ю.В.<sup>1</sup>, Чорный А.Д.<sup>1</sup>, Сухоцкий А.Б.<sup>2</sup>,

Данильчик Е.С.<sup>1,2</sup>, Миронов А.А.<sup>3</sup>, Кадыров Р.А.<sup>3</sup>, Попов И.А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси,  
220072, Минск, ул. П.Бровки, 15

<sup>2</sup>УО «Белорусский государственный технологический университет», г. Минск  
220006, г. Минск, ул. Свердлова, 13а

<sup>3</sup>ФГБОУ ВО «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева –  
КАИ», 420111, Казань, ул. К.Маркса, 10

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА И АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ АППАРАТОВ ВОЗДУШНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ С ВЫТЯЖНОЙ ШАХТОЙ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Аппараты воздушного охлаждения (АВО) являются составной частью оборудования тепло-технологических процессов в нефтеперерабатывающей, химической, нефтехимической, газовой и пищевой промышленности, а также применяются на автомобильных газонаполнительных компрессорных станциях [1], в тепло- и электроэнергетике [3, 4], в холодильной технике, в деревообрабатывающей промышленности [5], на атомных станциях [6]. По данным работы [7] в странах Евразийского экономического союза в настоящее время работает около 52 000 АВО с установленной мощностью 1,93·10<sup>6</sup> кВт.

Для оптимизации работы АВО используются различные подходы и методы – как активные (например, установка вентиляторов, ионизация воздуха на входе в камеру АВО), так и пассивные (например, развитие площади теплопередающей поверхности, изменения режима течения в камере АВО за счет профилирования геометрической формы камеры за пучком теплопередающих труб и др.). При профилировании геометрической формы камеры за теплообменным пучком, например, при установке вытяжной шахты, изменяется характер течения воздуха, то есть функционально работа вытяжной шахты в качестве побудителя движения воздуха через теплообменные секции качественно подобна всасывающему действию вентилятора. Принципиальное отличие между способами ускорения потока в камере с теплообменными трубами состоит в том, что установка шахты не требует подвода энергии извне в явном виде и, таким образом, осуществляется интенсификация теплообмена в пучках секций пассивным способом, конечным результатом которого является соответствующая величина энергосбережения. Также применение вытяжной шахты позволяет исключить рециркуляцию воздуха в теплообменнике и повышает срок службы вентиляторов с приводами.

При эксплуатации АВО с вытяжной шахтой необходимо строго соблюдать температурные режимы и точно их регулировать [8]. Для этого необходима достоверная информация о характере теплоотдачи пучков оребренных труб в режимах есте-

ственной и смешанной конвекции воздуха. Однако в настоящее время отсутствуют методики теплового расчета АВО в этих режимах, а известные исследования смешанной конвекции воздуха [9–15] не охватывают распространенные компоновочные параметры пучков, не учитывают влияние аэродинамических характеристик и геометрических параметров вытяжной шахты, не предлагают рекомендаций на проектирование АВО.

При этом проведение экспериментальных исследований по изучению свободной и смешанной конвекции требует значительных расходов на реализацию, высокой мощности оборудования, а также больших временных затрат. Проведение экспериментальной визуализации структуры течения в камере АВО затруднено, поскольку накладываются значительные требования как на наблюдение фиксированного температурного режима, так и на оборудование для визуализации. Поэтому экспериментально охватить весь желаемый диапазон вариантов компоновок пучков, режимов конвективного теплообмена и методов интенсификации теплообмена, а также провести визуализацию структуры течения в камере не представляется возможным. Решением этой проблемы может выступить применение методов вычислительной газодинамики (CFD – computational fluid dynamics), которые позволяют расширить границы экспериментальных исследований.

Целью данной работы является численное исследование конвективного теплообмена четырехрядных шахматных равносторонних пучков аппаратов воздушного охлаждения с вытяжной шахтой, а также оценка влияния вытяжной шахты на теплоотдачу пучков оребренных труб в режимах естественной и смешанной конвекции воздуха.

### 2. РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Сопоставление численных исследований с экспериментальными проводились для модели АВО, состоящей из четырех рядов ( $z = 4$ ) шахматно расположенных оребренных труб с диаметром несущей трубы  $d_0 = 0,0264$  м. Поперечный шаг пучка составлял  $S_1 = 0,058$  м (безразмерный шаг  $S_1/d_0 = 2,2$ ). Трубы в пучке имели следующие геометрические параметры: наружный диаметр трубы

с оребрением  $d/d_0 = 2,152$ ; высота ребра  $h/d_0 = 0,576$ ; межреберный шаг  $s/d_0 = 0,092$ ; толщина ребра  $\Delta/d_0 = 0,0208$ ; длина трубы  $l/d_0 = 11,36$ ; коэффициент оребрения  $\phi = 21$ . Высота вытяжной шахты варьировалась в пределах  $H = 0,52-2,12$  м, диаметр выходного отверстия вытяжной шахты оставался постоянным,  $d_{\text{отв.}} = 0,105$  м. Подробное описание методики экспериментальных исследований изложено в [15–16].

Верификация расчетного алгоритма проводилась для АВО с вытяжной шахтой со следующими геометрическими размерами  $d_{\text{отв.}} = 0,105$  м,  $H = 1,16$  м. Затем по верифицированной методике проводились расчеты конвективного теплообмена шахматного пучка оребренных труб для различных высот вытяжной шахты.

Поставленная задача решалась в трехмерной постановке. Размеры расчетной области составляли  $4 \times 3,8 \times 0,00972$  м. Неструктурированная расчетная сетка (рис.1) генерировалась с использованием пакета Ansys Meshing. При построении сетки учитывался тот факт, что вблизи стенок на размер генерируемой ячейки накладывается условие  $y^+ \in [1;5]$ . Для описания расчетной области потребовалось порядка 30 млн тетрагексагональных ячеек.



Рис.1. Фрагменты расчетной сетки на поверхности трубы и в расчетной области

Для достижения поставленной цели решались стационарные уравнения Навье-Стокса, осредненные по Рейнольдсу (уравнения Рейнольдса), уравнение неразрывности и уравнение энергии в формулировке для энтальпии. Как показали верификационные расчеты, число Рейнольдса, построенное по диаметру несущей трубы и скорости на входе в расчетную область, соответствует ламинарному режиму течения. Однако, согласно рекомендациям [17], для задач естественной и смешанной конвекции необходимо решать уравнения Рейнольдса. Замыкание уравнений Рейнольдса осуществлялось с помощью  $k-\omega$ -модели переноса сдвиговых напряжений Ментера в стандартной формулировке.

В качестве граничных условий на внутренней поверхности несущей трубы задавалось значение теплового потока из условия согласования с экспериментом; на выходе из расчетной области – мягкие граничные условия, то есть равенство нулю градиентов рассчитываемых величин. Стенки шахты предполагались теплоизолированными. В начале расчёта во всей расчётной области задавалось статическое давление, равное атмосферному,

$P = 101325$  Па, и температура воздуха, равная температуре окружающей среды, измеренной экспериментально,  $T_{\text{вх}} = t_0$ . Численное моделирование теплопередачи от оребренных труб к воздуху осуществлялось в сопряженной постановке.

Сопоставление численных и экспериментальных данных проводилось по следующим величинам – средняя температура ребра нагреваемой оребренной трубы в каждом ряду пучка  $T_i$ ; температура воздуха на выходе из вытяжной шахты  $T_{\text{вых}}$ . Сравнение результатов эксперимента и численного моделирования представлено в виде зависимости температуры на ребре  $T_i$  (рис.1,а) и в выходном сечении вытяжной шахты (рис.1,б) от плотности теплового потока для  $d_{\text{отв.}} = 0,105$  м,  $H = 1,16$  м.

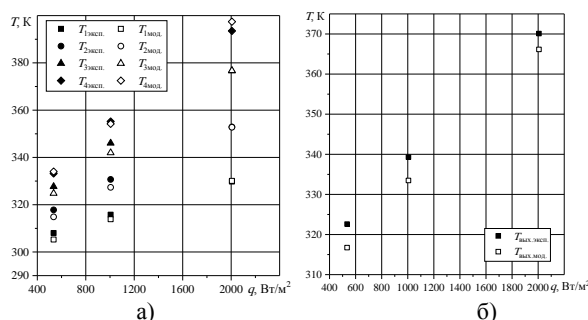


Рис. 2. Сравнение результатов эксперимента и численного моделирования: температура на ребре (а), температуры в выходном сечении вытяжной шахты

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Полученные результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными (расхождение результатов не превышает 5%). В дальнейшем разработанная методика будет использована для расширения границ параметров эксперимента и визуализации структуры течения в многорядных пучках труб с различными компоновками.

Численное исследование распределения температуры по поверхности ребер и в вытяжной шахте, а также структуры течения за пучком оребренных труб в режиме смешанной конвекции проведено для четырехрядного шахматного пучка с вытяжной шахтой со следующими геометрическими параметрами:  $H = 0,52; 1,48; 2,12$  м. Диаметр выходного отверстия был зафиксирован,  $d_{\text{отв.}} = 0,105$  м. Для каждой высоты вытяжной шахты численное моделирование проводилось для нескольких значений теплового потока на оребренной трубе, эквивалентных экспериментальным.

Распределение температур на пучках и в шахтах показано на рис.2-4. Для каждой используемой вытяжной шахты оно имеет идентичный характер.

Как видно из рис.2-4, первый ряд пучка охлаждается наилучшим образом, так как температура поступающего воздуха имеет наименьшее значение. По мере продвижения воздуха через пучок его температура повышается, за счет нагрева от оребренных труб, и температура четвертого ряда является самой высокой.

Однако характер распределения температур в вытяжной шахте зависит от высоты вытяжной шахты. Для  $H=0,52$  м наблюдается неравномерность распределения температур непосредственно над пучком. С увеличением высоты вытяжной шахты данная зона неравномерности смещается вверх по шахте, и для высоты  $H=2,12$  м температура воздуха на выходе из оребренного пучка равна температуре на выходе из вытяжной шахты. Для объяснения данного явления необходимо также исследовать распределения скоростей в пучке и вытяжной шахте (рис.2-4).

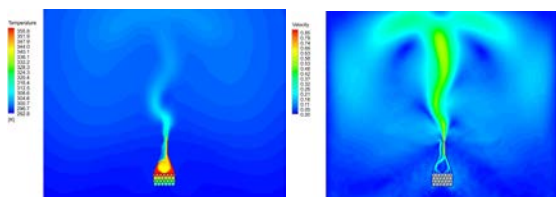


Рис. 2. Распределение температур и скоростей в пучке и в вытяжной шахте  $H = 0,52$  м,  $q = 534$  Вт /м<sup>2</sup>

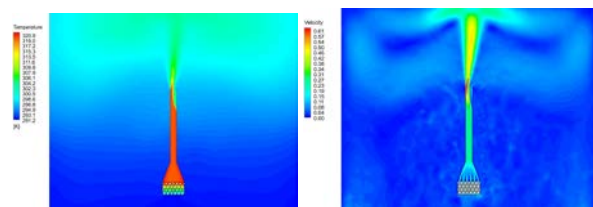


Рис. 3. Распределение температур и скоростей на пучке и в вытяжной шахте  $H = 1,48$  м,  $q = 422$  Вт /м<sup>2</sup>

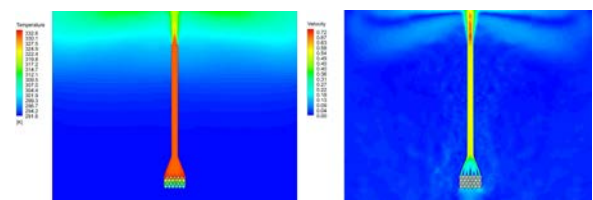


Рис. 4. Распределение температур и скоростей на пучке и в вытяжной шахте  $H = 2,12$  м,  $q = 1093$  Вт /м<sup>2</sup>

Для данных по изменению температуры значения численного моделирования и экспериментальных исследований отличаются на 1 % – 4 %, что говорит о достоверности применения модели.

Однако при определении скорости воздуха в сжатом сечении пучка погрешность составила для шахты  $H = 0,52$  м – 20 % – 40 %,  $H = 1,16$  м – 4 % – 6 %,  $H = 1,48$  м – 4 % – 12 %,  $H = 2,12$  м – 20 % – 23 %.

Как видно из рис.2-4, первый ряд пучка охлаждается наилучшим образом, так как температура поступающего воздуха имеет наименьшее значение. По мере продвижения воздуха через пучок его температура повышается, за счет нагрева от оребренных труб, и температура четвертого ряда является самой высокой.

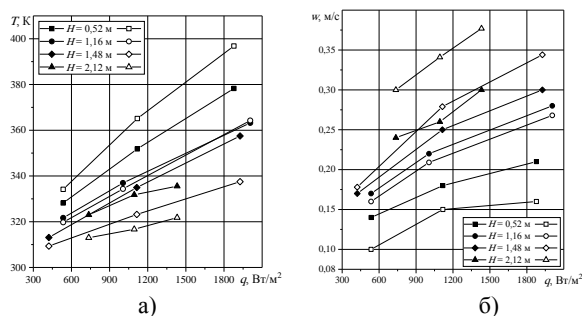


Рис. 5. Зависимость средней температуры на ребре (а) и скорости в сжатом сечении пучка (б) от подаваемой тепловой мощности

На рис.5 показаны графики изменения средней температуры на ребре и скорости в сжатом сечении пучка от подаваемой тепловой мощности (на рис.5 закрашенные символы) и их сопоставление с экспериментальными данными (на рисунке не закрашенные символы).

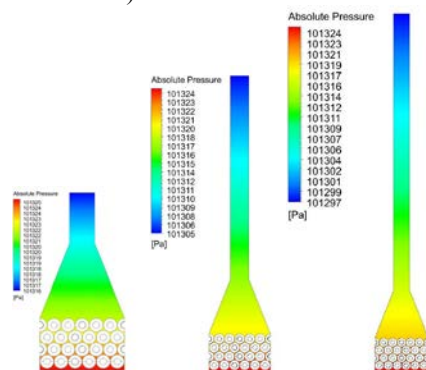


Рис. 6. Распределение давлений в оребренном пучке и вытяжной шахте а)  $H = 0,52$  м, б)  $H = 1,48$  м, в)  $H = 2,12$  м

Перепад давлений в вытяжной шахте повышается с увеличением высоты вытяжной шахты (рис.6). Стоит отметить, что с ростом высоты шахты поток в вытяжной шахте стабилизируется.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное исследование теплоотдачи и аэродинамического сопротивления четырехрядных шахматных равносторонних пучков аппаратов воздушного охлаждения с вытяжной шахтой. Полученные результаты позволили визуализировать течение воздуха в пучке и вытяжной шахте, установить неравномерность скоростей и температур. Численное моделирование позволило установить перепады давления на пучке, что ввиду их небольших значений сложно определить экспериментально.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, проекты Т21РМ-019, Ф21МС-011, и гранта РФФИ 20-58-04002

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Бессонный А. Н., Кунтыш В. Б.** Основы расчета и проектирования теплообменников воздушного охлаждения. СПб.: Недра, 1996. – 512 с.
2. **Королев И. И., Генова Е. В., Бенклян С. Е.** О комбинированных системах охлаждения ТЭЦ // Теплоэнергетика. 1996. № 11. С. 49–55.
3. **Быстров Ю.А., Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Леонтьев А.И.** Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. СПб.: Судостроение, 2005. – 392 с.
4. **Kong Y., Wang W., Zuo Zh., Yang L., Du X., Yang Y.** Combined air-cooled condenser layout with in line configured finned tube bundles to improve cooling performance // Applied Thermal Engineering. 2019. Vol. 154. P. 505-518.
5. **Кунтыш В. Б., Позднякова А. В., Мелехов В. И.** Теплоотдача естественной конвекцией одиночного ряда вертикальных оребренных труб calorиферов лесосушильных камер // Изв. ВУЗов. Лесной журнал. 2002. № 2. С.116–121.
6. **Зорин В. М.** Атомные электростанции: уч. пособие. М.: Изд. дом МЭИ, 2012. – 672 с.
7. **Кунтыш В. Б., Сухоцкий А. Б., Самородов А. В.** Инженерный метод теплового расчета аппарата воздушного охлаждения в режиме свободноконвективного теплообмена // Химическое и нефтегазовое машиностроение. 2013. № 12. С. 3–6.
8. **Самородов А. В.** Совершенствование методики теплового расчета и проектирования аппаратов воздушного охлаждения с шахматными оребренными пучками: дис. ... канд. техн. наук: 05.14.14 / А. В. Самородов. - Архангельск, 1999. – 176 с.
9. **Маргынченко О. Г., Соковишин Ю. А.** Теплообмен смешанной конвекцией. Мн.: «Наука и техника», 1975. – 256 с.
10. **Мильман О. О., Алешин Б.А.** Экспериментальное исследование теплообмена при естественной циркуляции воздуха в модели воздушного конденсатора с вытяжной шахтой // Теплоэнергетика. 2005. № 5. С. 16–19.
11. **Васильев Ю. Н. Марголин Г. А.** Системы охлаждения компрессорных и нефтеперекачивающих станций. М.: «Недра», 1977. – 222 с.
12. **Габдрахманов А. А.** Повышение эффективности эксплуатации аппаратов воздушного охлаждения на магистральных газопроводах: автореф. дис. ... канд. техн. наук: 25.09.19 / А. А. Габдрахманов; Уфим. гос. нефт. техн. ун. – Уфа, 2007. – 24 с.
13. **Маршалова Г. С.** Тепловой расчет и проектирование аппаратов воздушного охлаждения с вытяжной шахтой: дис. ... канд. техн. наук: 01.04.14 / Г. С. Маршалова. – Минск, 2019. – 153 л.
14. **Маршалова, Г. С. Сухоцкий А. Б., Кунтыш В. Б.** Повышение энергосбережения в аппаратах воздушного охлаждения интенсификацией внешнего теплообмена // Химическое и нефтегазовое машиностроение. 2020. № 2. С. 3–7.
15. **Сухоцкий А. Б., Маршалова Г. С.** Особенности гравитационного течения нагретого воздуха в вытяжной шахте над многорядным оребренным пучком // Инженерно-физический журнал. 2019. Т. 92, № 3. С. 619–625.
16. **Сухоцкий А. Б., Маршалова Г. С.** Особенности гравитационного течения нагретого воздуха в вытяжной шахте над оребренным пучком // Тепловые процессы в технике. 2018. Т. 10, № 1. С.62–70.
17. **Быстров Ю.А., Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Леонтьев А.И.** Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. СПб.: Судостроение, 2005. – 392 с.

## О РОЛИ ВТОРОЙ ВЯЗКОСТИ И СПРАВЕДЛИВОСТИ ГИПОТЕЗЫ СТОКСА ПРИ МАТЕМАТИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ТЕПЛООБМЕНА И ГИДРОДИНАМИКИ В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ТЕЧЕНИЯХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день одним из основных инструментов исследования течений наряду с экспериментальными исследованиями является численное решение системы нелинейных уравнений в частных производных, известная как система уравнений Навье-Стокса.

Форма данных уравнений является классической и используется подавляющим большинством авторов фактически как данность. В большинстве случаев практика показывает оправданность указанного подхода: во многих случаях решение системы уравнений Навье-Стокса в ее классической постановке позволяет получить результаты, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными. Считается, что уравнения Навье-Стокса в точности описывают физическую картину течения жидкостей и газов. Вместе с тем, необходимо отметить, что в большинстве современных работ, в которых система уравнений Навье-Стокса используется, не озвучивается применение т.н. гипотезы Стокса, что, как показывает практика, может играть достаточно существенное значение.

В данной работе приводится краткая суть и история вопроса, а также приводятся случаи, в которых отказ от гипотезы Стокса оказывает определенное влияние на получаемые результаты.

### 2. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ НАВЬЕ-СТОКСА И ГИПОТЕЗА СТОКСА

Для начала приведем здесь формулировку уравнений Навье-Стокса. Будет использована дивергентная форма данных уравнений с учетом возможной переменности плотности и других физических свойств жидкости (газа). Для записи применяется тензорная нотация в обобщенной системе координат. Предполагается, что внешние объемные силы, объемное тепловыделение и источники массы отсутствуют.

Система состоит из уравнений неразрывности, движения и энергии:

$$\partial \rho / \partial t = -\nabla_j (\rho u^j) \quad (1)$$

$$\partial (\rho u^i) / \partial t = \nabla_j (\tau^{ij} - p g^{ij} - \rho u^i u^j) \quad (2)$$

$$\partial (\rho E) / \partial t = \nabla_j [u^k \tau^{kj} g_{ik} - u^j (p + \rho E) - q^j] \quad (3)$$

где  $\rho$  - плотность,  $u$  - скорость,  $p$  - давление,  $g$  - метрический тензор,  $\tau$  - тензор вязких напряжений,  $E$  - полная энергия,  $q$  - плотность теплового потока.

В свете обозначенной во Введении проблемы основной интерес представляет уравнение (2), а именно – форма тензора вязких напряжений.

Для ньютоновской жидкости самая общая форма тензора напряжений может быть записана следующим образом [1]:

$$\tau^{ij} = 2\mu S_{mn} g^{im} g^{jn} + (\zeta - 2/3\mu) g^{ij} \nabla_m u^m \quad (4)$$

где  $S_{mn} = 1/2 (\nabla_m u_n + \nabla_n u_m)$  - тензор скоростей деформации,  $\mu, \zeta$  - коэффициенты динамической (первой) и второй вязкости соответственно.

Дж. Стокс в своей классической работе [2] предложил считать коэффициент второй вязкости равным 0. В указанной работе подчеркивалось, что такая гипотеза справедлива для несжимаемых и слабосжимаемых жидкостей, а также для случаев течений, когда изменение плотности жидкости происходит медленно. При этом Стокс указывал, что экспериментальные исследования таких течений не в состоянии ни подтвердить, ни опровергнуть указанную гипотезу. Всё это исходит из малости или тождественного равенства нулю дивергенции скорости в течениях указанного типа.

В общем же случае дивергенция скорости в потоке будет ненулевой. Ее величину можно оценить по следующей формуле (используя уравнение (1)):

$$\nabla_j u^j = -1/\rho (u^j \nabla_j \rho + \partial \rho / \partial t) \quad (5)$$

Из формулы (5) следует, что величина дивергенции скорости и, как следствие, значимость члена в формуле (4), содержащего коэффициент второй вязкости, прямо пропорциональна изменению плотности в пространстве и времени и обратна пропорциональна самой плотности.

Отсюда можно сделать вывод, что влияние второй вязкости может быть существенным, во-первых, для течений газа с относительно небольшой плотностью при высоких скоростях потока, а во-вторых, для нестационарных течений с резко изменяющимися характеристиками потока.

### 3. ДИАПАЗОН ЗНАЧЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТА ВТОРОЙ ВЯЗКОСТИ

В настоящее время существует очень малое количество экспериментальных работ по определению конкретных значений коэффициента второй вязкости веществ. По теоретическим оценкам Л.Д. Ландау [1] значение коэффициента второй вязкости может на порядки превышать значение коэффициента динамической вязкости. Т.Г. Елизарова и В.В. Серегин [3] предлагают ис-



пользовать упрощенную зависимость вида:

$$\zeta = \mu(5/3 - \gamma) \quad (6)$$

где  $\gamma$  - показатель адиабаты газа.

С.А.Лосевым и др. [4] приводится методика расчета коэффициента второй вязкости выполненная на основе молекулярно-кинетической модели шероховатых сфер. Методика отражает физический смысл коэффициента второй вязкости, представляющего механизм передачи энергии вращательных и колебательных степеней свободы молекул. Исходя из этого, для одноатомных газов коэффициент второй вязкости должен быть тождественно равен 0.

Формула коэффициента второй вязкости согласно С.А.Лосеву и др.:

$$\zeta = \left( \frac{mk_b T}{\pi} \right)^{0.5} \frac{1}{\sigma^2} \frac{(1+K)^2}{32K^2} \quad (7)$$

где  $K = 4I_\alpha / m\sigma^2$  - безразмерный момент инерции молекулы,  $m$  - ее масса,  $\sigma$  - молекулярный диаметр по Ван дер Ваальсу.

На рис.1 приведены результаты расчета коэффициента второй вязкости по формуле (7) для азота

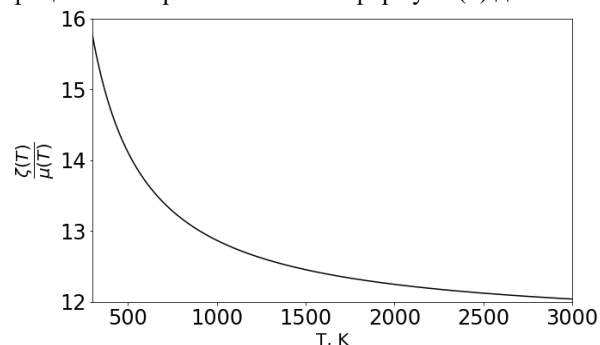


Рис.1. Зависимость относительного коэффициента второй вязкости азота от температуры.

Известны также расчеты М.С. Крамера для углекислого газа [5], согласно которым вторая вязкость  $\text{CO}_2$  может превосходить динамическую вязкость на три порядка.

Приведенные результаты показывают, что с физической точки зрения гипотеза Стокса соответствует действительности только для одноатомных газов.

#### 4. УЧЕТ ВТОРОЙ ВЯЗКОСТИ ПРИ РАСЧЕТЕ ТЕЧЕНИЙ

В рамках данной работы, руководствуясь соображениями, указанными в п.2 и моделью (7), был проведен ряд расчетов различных течений.

Расчетами подтверждается влияние второй вязкости на толщину скачков уплотнения. Ее учет помогает получать толщину скачков более близкую к результатам экспериментальных исследований.

Обнаруживается влияние второй вязкости и на характеристики внешнего обтекания, в особенности для случаев, когда расстояние от поверхности тела до отошедшей ударной волны невелико.

На рис.2 показаны результаты расчета обтекания притупленного конуса. Влияние второй вязкости на распределение параметров (давление, температура, тепловой поток) на поверхности обтекаемого тела - до 10%. Наибольшее влияние второй вязкости обнаруживается в ПКТ

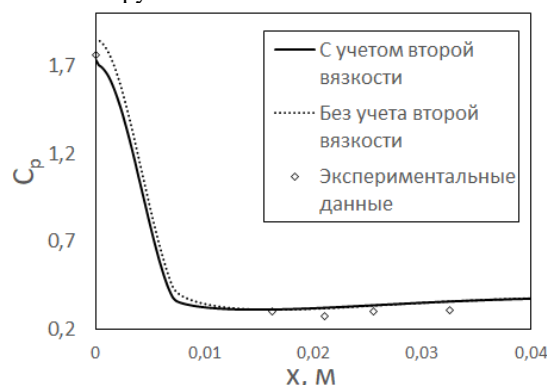


Рис.2. Коэффициент давления при обтекании притупленного конуса потоком  $M=11,3$  в сравнении с данными экспериментов согласно [6-8].

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Практика расчетов показывает, что в большинстве случаев даже для течения многоатомных газов и жидкостей гипотеза Стокса о равенстве нулю коэффициента второй вязкости применима.

Однако существует ряд экстремальных случаев, когда ее учет позволяет получить более достоверные результаты расчетов. К таким случаям можно отнести течения газа при больших скоростях с малой плотностью и существенно нестационарные течения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том VI. Гидродинамика. М:ФИЗМАТЛИТ, 2006, 736 с.
2. Stokes G. G. On the Theories of the Internal Friction of Fluids in Motion, and of the Equilibrium and Motion of Elastic Solids // Transactions of the Cambridge Philosophical Society, 1845, vol.8, no. 22, pp. 287-342.
3. Елизарова Т.Г., Серегин В.В. Квазигидродинамические уравнения и аппроксимационная формула для объемной вязкости//Вестник МГУ, Серия 3, 2006, №1, с. 15-18
4. Физико-химические процессы в газовой динамике. Справочник. Том 3 /В. М. Жданов, В. С. Галкин и др.; под ред. С.А.Лосева. М:ФИЗМАТЛИТ, 2012, 284 с.
5. Cramer M.S. Numerical estimates for the bulk viscosity of ideal gases // Physics of Fluids 2021, no.24, 066102; <https://doi.org/10.1063/1.4729611>
6. Wang W-L, Boyd I.D. Hybrid DSMC-CFD Simulations of Hypersonic Flow Over Sharp and Blunted Bodies // AIAA Paper 2003-3644, 2003, 13 pp.
7. Holden M. S. Measurement in Regions of Laminar Shock Wave/Boundary Layer Interaction in Hypersonic Flow - Code Validation // CUBRC Report in CD-ROW, 2003.
8. Wells P.B., Thornley P.D. Blunt cone pressure correlations for supersonic and hypersonic flow // AIAA Paper 96-2447-CP, 1996., 27 pp.

В.М. Молочников<sup>1,2</sup>, А.Б. Мазо<sup>2</sup>, Е.И.Калинин<sup>2</sup>, М.А.Клюев<sup>3</sup>, А.А.Паерелий<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр РАН», Казань, 420111, Казань, Лобачевского, 2/31

<sup>2</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008, Казань, ул. Кремлевская, 18

Казанский национальный исследовательский технический университет – КАИ, 420111, Казань, К.Маркса, 10

## ВИХРЕВАЯ СТРУКТУРА СЛЕДА ЗА ЦИЛИНДРОМ В ОГРАНИЧЕННОМ БОКОВЫМИ СТЕНКАМИ КАНАЛЕ ПРИ УМЕРЕННЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Обтекание кругового цилиндра потоком вязкой жидкости моделирует широкий класс отрывных течений. Обеспечение номинально двумерного процесса формирования вихрей в следе цилиндра в экспериментах достигается за счет увеличения его удлинения. Численное моделирование поперечного обтекания цилиндра выполняют либо по двумерной модели, либо с использованием на боковых границах расчетной области периодических граничных условий или условий скольжения. Известно, что при  $150 < Re < 300$  в следе цилиндра происходят переходные процессы, которые сопровождаются модами трехмерной неустойчивости А и В [1, 2]. Практически все результаты формирования вихрей за цилиндром на переходных режимах получены при минимизации (в эксперименте) или отсутствии (при численном моделировании) влияния боковых стенок. Влияние граничных условий прилипания на боковых границах на обтекание цилиндра практически не изучено [3]. В настоящей работе определяется влияние различных граничных условий на боковых стенках канала и его ширины (удлинения цилиндра) на вихревую структуру следа и интегральные характеристики потока за цилиндром при умеренных числах Рейнольдса.

### 2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Экспериментальные исследования проводились в специализированной установке [4]. Рабочий участок установки имел форму канала прямоугольного поперечного сечения шириной  $B = 50$  мм и высотой  $H = 20$  мм. Цилиндр диаметром  $d = 3$  мм устанавливался на равном удалении от верхней и нижней стенок канала. Выполнялась визуализация течения методом дымящейся проволоки и SIV измерения мгновенных векторных полей скорости потока [5].

Прямое численное моделирование выполнялось на основе решения трехмерных нестационарных уравнений Навье-Стокса для несжимаемой жидкости в безразмерных естественных переменных. Во входном сечении канала задавался равномерный единичный профиль скорости, а в выходном – конвективные граничные условия. На поверхности цилиндра, на верхней и нижней стенках канала ставились граничные условия прилипания. На бо-

ковых стенках канала задавалось граничное условие прилипания, а при моделировании обтекания бесконечно длинного цилиндра – либо условия периодичности, либо условия свободного скольжения. Число ячеек сетки (для  $B = 16d$ ) составляло приблизительно  $1,5 \times 10^6$ . Расчеты проводились в пакете ANSYS Fluent 15.0 по методу конечных объемов, схема SIMPLE второго порядка.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Установлено, что при  $Re = 60$  от боковых стенок к центру канала развивается вихревое движение (периферийные вихри). При  $Re > 100$  в следе цилиндра начинают формироваться крупномасштабные вихри Кармана, а область периферийных вихрей уменьшается по размаху цилиндра. Обнаружено, что при граничных условиях периодичности на боковых стенках канала течение в следе при  $Re = 150 - 250$  соответствует модам А и В трехмерной неустойчивости [1, 2] (рис.2, а). При граничных условиях прилипания структура данного течения принципиально нарушается вследствие поперечного (в направлении цилиндра) движения жидкости от боковых стенок канала к его центру (рис.2, б). Это нарушение наблюдается во всем исследуемом диапазоне изменения ширины канала (от 2 до  $44d$ ). При этом структура течения в следе за препятствием определяется двумя типами нестационарных вихрей: вихрями Кармана и периферийными вихрями. Механизм возникновения периферийных вихрей заключается в следующем: вихри Кармана порождают непосредственно за препятствием зону циркуляционного течения, в которой формируется

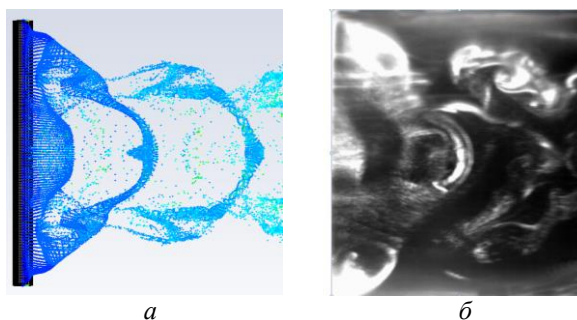


Рис.1. Структура следа в горизонтальной плоскости при  $Re = 155$ : а – DNS; б – визуализация



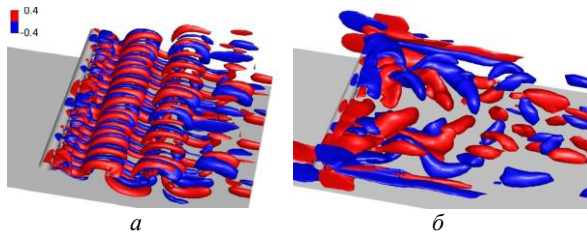


Рис.2. Исоповерхности завихренности за цилиндром (DNS) при  $Re = 250$ : *a* – периодические граничные условия; *б* – условия прилипания на боковых стенках канала

пониженное давление. При этом в концевых зонах, вблизи боковых стенок вращение жидкости в вихрях тормозится вязкостью, и давление остается близким к среднему по потоку. Поперечный градиент давления в зоне вращения вихрей и обеспечивает встречное спиралевидное движение жидкости от боковых стенок канала к его оси.

При граничном условии прилипания при  $B \geq 5d$  в следе за цилиндром происходит переход к турбулентности. В случае  $B = 5d$  течение в ближнем следе теряет устойчивость и нарушается симметрия относительно оси канала, при  $B = 8d$  в среднем следе появляется выраженное пятно турбулентности (рис.3), при  $B = 12d$  начинаются отрывы жидкости с боковых стенок, а при  $B = 20d$  в центре канала образуется близкая к двумерной дорожка Кармана.

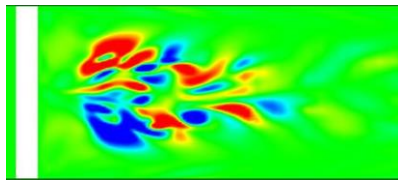


Рис.3. Поле завихренности за цилиндром в горизонтальной плоскости для условий прилипания на боковых стенках при  $B = 8d$

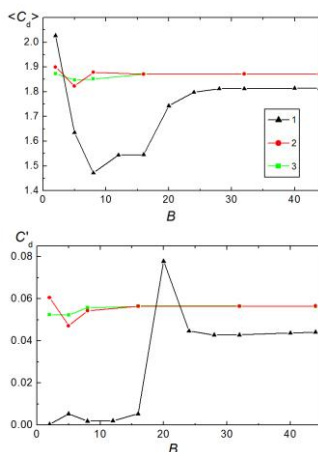


Рис.3. Зависимость коэффициента сопротивления (а) и его среднеквадратичного отклонения (б) от ширины канала: 1 – условие прилипания, 2 – периодичности, 3 – скольжения.

становится незначительным при  $B > 30d$ , что

Для случая  $Re = 250$  численно изучено влияние ширины канала на коэффициент сопротивления  $\langle C_d \rangle$  срединного участка повер-

хности цилиндра длиной  $d$  (для снижения влияния концевых эффектов) и его среднеквадратичное отклонение  $C_d'$ .

Установлено, что при граничных условиях периодичности или скольжения указанные интегральные коэффициенты перестают изменяться уже при  $B > 10d$ . При граничных условиях прилипания изменение интегральных коэффициентов становится незначительным при  $B > 30d$ , что

связано с тем, что снос периферийных вихрей происходит раньше, чем они достигнут оси канала. Тем не менее, для всех каналов шириной  $B \leq 44d$  коэффициенты  $\langle C_d \rangle$  и  $C_d'$  несколько отличаются от соответствующих значений, полученных при периодических граничных условиях и условиях скольжения, моделирующих обтекание бесконечно длинного цилиндра. Можно ожидать, что влияние ограничения потока боковыми стенками полностью прекратится при  $B > 200d$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены экспериментальные исследования и прямое численное моделирование обтекания кругового цилиндра в канале прямоугольного поперечного сечения при числах Рейнольдса  $Re = 50 - 250$ , вычисленных по диаметру цилиндра и скорости невозмущенного потока в канале. Установлено, что в следе цилиндра от боковых стенок канала к его центру формируются периферийные спиралевидные вихри. Объяснен механизм их образования. По результатам DNS обнаружено, что при  $Re = 200 - 250$  и граничных условиях периодичности или скольжения на боковых стенках канала в следе цилиндра наблюдаются моды трехмерной неустойчивости А и В, характерные для цилиндра бесконечного удлинения. При граничных условиях прилипания структура течения в следе кардинально изменяется. Выявлено влияние удлинения цилиндра (ширины канала) на интегральные характеристики его обтекания. Установлено, что при граничных условиях периодичности или скольжения эти характеристики перестают изменяться при  $B > 10d$ , а в случае реальных граничных условий прилипания – при  $B > 30d$ .

Исследования выполнены при финансовой поддержке гранта РФФ 20-61-47068 (апробация метода SIV для отрывных течений) и гранта РФФИ 20-08-00621 (научные результаты).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Williamson C. H. K. Vortex dynamics in the cylinder wake // Annu. Rev. Fluid Mech., 1996. Vol. 28. P.477 – 539
2. Thompson M., Hourigan K., Sheridan J. Three-dimensional instabilities in the wake of a circular cylinder // Experimental Thermal and Fluid Science, 1996. Vol. 12. No. 2. P. 190-196.
3. Strandenes H., Pettersen B., Andersson H. I., Manhart M. Influence of spanwise no-slip boundary conditions on the flow around a cylinder // Computers & Fluids. 2017. Vol. 156. P. 48-57.
4. Kalinin E., Mazo A., Molochnikov V., Dushina O. Spectral analysis of a vortex wake behind a circular cylinder in a channel at moderate Reynolds numbers // Lobachevskii J. Math. 2021. Vol.42 (8), P.1989-1997
5. Mikheev N. I. and Dushin N. S. A Method for Measuring the Dynamics of Velocity Vector Fields in a Turbulent Flow Using Smoke Image-Visualization Videos // Instruments and Experimental Techniques. 2016, Vol. 59, Issue 6, pp. 882–889

## **СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛОПЕРЕНОС В ИМПАКТНОЙ СИНТЕТИЧЕСКОЙ СТРУЕ. ЭКСПЕРИМЕНТ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Одним из классических типов ограниченных струйных течений является импактная струя, т.е. струя, натекающая на преграду нормально или под углом к ней. Такие течения характеризуются экстремально большими значениями тепло- и массообмена в районе точки торможения импактной струи. Изучению аэродинамики течения и теплообмена в турбулентных импактных струях посвящено большое количество работ (см. списки литературы в монографиях [1,2] и в обзорных работах [3–5]). Импактные струи используются во многих практических приложениях (охлаждение различных элементов энергетического оборудования, лопаток турбин, нанесение покрытий, сушка и закалка различных материалов и т.д.). Отметим, что большая часть исследований сфокусирована на изучении характеристик и тепломассопереноса в стационарных импактных струях. Наряду с акустическим воздействием и закруткой потока одним из активных методов управления структурой течения и теплообменом является импульсная подача потока. Другим типом активного управления течением и теплообменом является применение синтетических импактных струй (СИС) [6]. Синтетическая струя формируется периодическими колебаниями диафрагмы внутри полости, что приводит к организации потока по типу «вдвух-отсос» [6,7]. Вдвух-отсос потока (жидкости) происходит без закачки массы дополнительной жидкости, что позволяет создавать довольно компактное устройство для локального охлаждения. Это является основным отличием СИС от классических систем охлаждения, использующих вентилятор для организации движения потока охладителя. Эта особенность делает синтетические импактные струи привлекательными для применений в задачах интенсификации теплообмена, например в элементах микроэлектроники и различных устройствах.

Основной целью работы является проведение экспериментального и численного исследования СИС. Имеется только одна недавняя работа [8], посвященная экспериментальному и численному исследованию синтетических импактных струй. Сравнение экспериментального и численного моделирования, полученного с использованием современных инструментов, не только позволяет провести надежную апробацию разработанного численного алгоритма, но и дает надежные и новые данные по исследуемой проблеме. В наших

экспериментах измеряются нестационарный локальный тепловой поток и спектры мощности пульсаций плотности теплового потока по длине набегающей поверхности. Эти данные были получены с помощью современных пленочных датчиков теплового потока с высоким пространственным и временным разрешением [9]. Экспериментальные данные о флуктуациях теплового потока на стенке и его спектрах в литературе до настоящего времени отсутствуют. Знание мгновенных значений тепловых потоков и их пульсаций необходимо для оценки максимального термического напряжения во времени. Известно, что пиковые характеристики теплового потока могут значительно превышать средние значения, что представляет интерес при проектировании термонапряженных устройств.

### **2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД**

Экспериментальный стенд включает: систему формирования импактной синтетической струи (генератор низкочастотных сигналов, громкоговоритель с пластиной и соплом), нагреваемый рабочий участок для изучения теплообмена (медная пластина диаметром 190 мм и толщиной 50 мм, электрический нагреватель, термопары и датчики теплового потока и термоанемометра DISA 55M). Формирование струй осуществлялось с помощью отверстия в пластине  $d = 7$  мм. Числа Рейнольдса составляли  $Re = U_0 d / \nu = 400\text{--}3800$ . Толщина пластины составляла 1.2 мм. Измерения и численные расчеты выполнены при  $T_w = \text{const} = 323\text{--}333$  К. Миниатюрные датчики теплового потока размером  $2.5 \times 2.5$  мм позволяют проводить измерения в полосе частот до  $f = 1$  кГц [9]. С помощью быстрого преобразования Фурье определялся спектр мощности пульсаций теплового потока. Локальные средние значения коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  определялись по тепловому потоку  $Q$  и разности температур между поверхностью обогреваемой стенки  $T_w$  и воздушной струей на начальном участке  $T_0$ . Температуры пластины и струи измеряли хромель-копелевыми термопарными проволоками диаметром 0.2 мм, термоЭДС регистрировали милливольтметром СЧ-301-1.

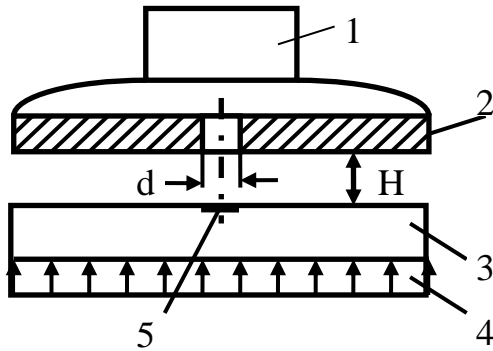


Рис. 1. Экспериментальный стенд. 1 – динамик, 2 – ограниченная плоская пластина с отверстием, 3 – медная плоская пластина, 4 – электронагреватель, 5 – датчик теплового потока.

### 3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для описания динамики и теплопереноса нестационарного осесимметричного импактного течения применяется система URANS уравнений [10]. Для описания турбулентности газа используется модель переноса рейнольдсовых напряжений [11]. Модель турбулентности состоит из системы уравнений для вторых моментов и уравнения диссипации турбулентной кинетической энергии в однофазном импактном потоке по модели [11].

Численное решение было получено с использованием метода конечных объемов на разнесенных сетках. Для конвективных слагаемых дифференциальных уравнений применялась процедура QUICK второго порядка точности. Для диффузионных потоков были использованы центральные разности второго порядка точности. Коррекция поля давления осуществлялась по конечно-объемной согласованной процедуре SIMPLEC.

На оси струи задаются условия симметрии. На стенке ставятся условия непроницаемости и прилипания для газа и условие постоянной величины температуры стенки  $T_w = \text{const}$ . Граничные условия на внешней границе струи ставились нулевые значения искомых параметров. На периферии пристенной струи задаются условия равенства нулю производных искомых параметров в направлении параллельном импактной поверхности.

В течение полупериода «вдува» из полости вытекает поток со среднемассовой скоростью  $U_0$ , а в течение полупериода отсоса газ с той же среднемассовой скоростью поступает обратно в полость (время всасывания). Поэтому массовый расход за период «вдува–отсоса» равен нулю. Для упрощения процесса моделирования синтетической струи процесс колебаний диафрагмы не учитывается, а в выходном сечении сопла принимается известный синусоидальный нестационарный профиль скорости. Диафрагма представляет собой плоскую твердую поверхность (наподобие поршня). Этот же метод используется в

[12,13]. Очевидно, что это только один из способов моделирования колебаний диафрагмы. Другим является моделирование на основе движущейся границы [14]. Он был использован в недавней работе [8].

### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ

#### 4.1. Данные измерений

Изменение мгновенной величины плотности теплового потока в синтетической импактной струе показано на рис. 2. Здесь  $Re_0$  – число Рейенольдса,

$$U_0 = \frac{1}{t_C} \int_0^{t_C/2} U(t) dt - \text{средняя скорость потока за}$$

полупериод «вдува» синтетической струи и  $t_C$  – период цикла. Как видно из рисунка изменение мгновенного значения теплового потока по времени выглядит в виде периодической функции и варьируется в пределах  $q' = 2460\text{--}3640$  Вт/м<sup>2</sup>. Среднее значение при этом составляет  $Q = 2840$  Вт/м<sup>2</sup>, а пульсация теплового потока составляет  $q = 226$  Вт/м<sup>2</sup>. Отличие данного сигнала от гармонической функции связано с высоким уровнем амплитуды колебаний акустического динамика. Увеличение амплитуды колебаний позволяет увеличить число Рейнольдса. Как известно [1,2] в распределении  $Q$  по радиусу имеется локальных экстремум примерно при  $r/d = 2$ . Такое радиальное распределение среднего теплового потока  $Q$  характерно для стационарных импактных струи при малых соотношениях  $H/d$  и низком уровне начальной турбулентности струи. Наши данные также подтвердили факт существования локального экстремума как для среднего теплового потока  $Q$ , так и для г.м.с. пульсаций  $q$  при  $r/d = 2$  для синтетической струи.

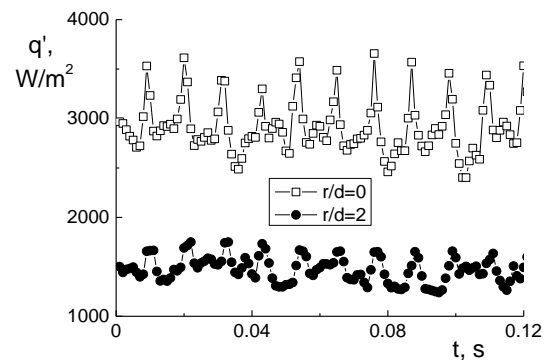


Рис. 2. Временной ряд плотности теплового потока на поверхности преграды при  $r/d = 0$  и 2.  $H/d = 2$ ,  $f = 90$  Гц,  $Re_0 = U_0 d / \nu = 3147$ .

#### 4.2. Результаты экспериментов и численных расчетов

Результаты сравнений результатов численных расчетов по теплообмену в точке торможения СИС

по модели с данными наших измерений и полуэмпирической корреляцией [15] показаны на рис. 3 при вариации числа Рейнольдса  $Re_0 = 1900\text{--}3800$ . Получено увеличение теплообмена в синтетической импульсной струе с ростом числа Рейнольдса и частоты импульсов. Следует отметить, что авторы [15] использовали другое определение характеристической скорости:  $U_0 = 2fL_0$ . Мы использовали более общее определение  $U_0 = fL_0$  и, следовательно  $Re_{0,[15]} = 2 \times Re_0$ . Дополнительно на рис. 3 приведены результаты обобщения по полуэмпирической корреляции [15] для теплообмена в точке торможения в зависимости от безразмерной глубины проникновения (ГП) (в англоязычной литературе stroke length  $L_0 = U_0 f^{-1}$ ):

$$\begin{cases} Nu_0 = (0.19 + 0.532 \times L_0 / H) \times 2^{0.32} = \\ = 0.237 + 0.668 \times L_0 / H, L_0 / H \leq 2.5, \\ Nu_0 = 1.52 \times 2^{0.32} = 1.9, L_0 / H > 2.5. \end{cases}$$

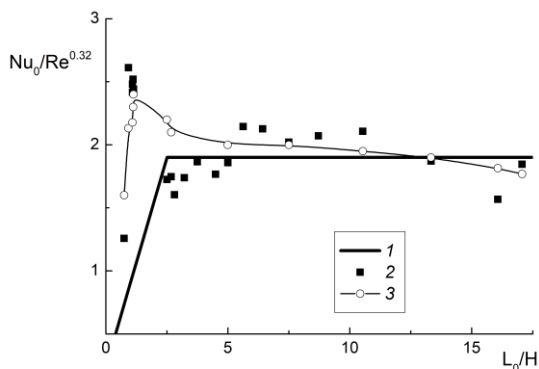


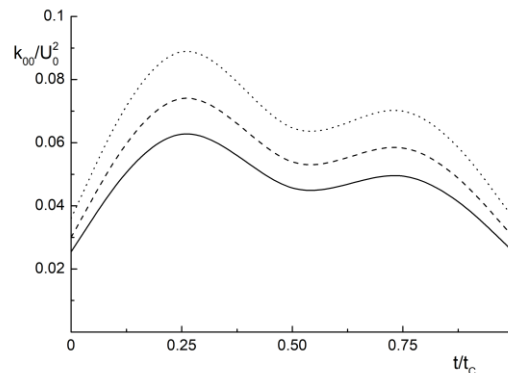
Рис. 3. Распределения числа Нуссельта в точке торможения СИС.  $Re_0 = 1900\text{--}3800$ ,  $H/d = 2$ ,  $f = 18\text{--}460$  Гц,  $U_0 = 4.3\text{--}7$  м/с,  $T_w = 323$  К,  $T_0 = 293$  К,  $L_0/H = 0.75\text{--}17.1$ . 1 – полуэмпирическая корреляция [15], 2 and 3 – данные экспериментов и численных расчетов авторов соответственно.

Все данные представлены для фиксированного  $H/d = 2$ . По данным анализа наших экспериментальных (2) и численных (3) данных видно, что ГП в области малых  $L_0/H \leq 2.5$  ( $L_0/d \leq 5$ ) () оказывает существенное влияние на теплообмен в точке торможения СИС. При больших  $L_0/H > 2.5$  это влияние уменьшается, и синтетическая струя приобретает закономерности развития импульсных импульсных струй.

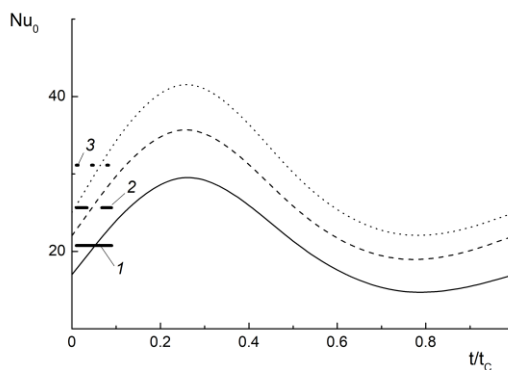
На рис. 4 показаны результаты численных расчетов по изменению нестационарных турбулентной кинетической энергии (ТКЭ) (а) на оси синтетической струи при  $x/H = 0$  и числа Нуссельта в точке торможения (б) за период. Период осреднения был равен 10 циклам для всех результатов, приведенных на рис. 4. При этом первая половина цикла соответствует полупериоду “вдув”, а вторая половина – полупериоду “отсос”. На рисунках приведены результаты расчетов при вариации частоты гармонических осцилляций в 20, 60 и 100 Гц. Необходимо отметить, что при этом

фиксированной величиной был массовый расход газа за полупериод “вдува”, то есть изменялась амплитуда аксиальной скорости. Линии 1, 2, и 3 (см. рис. 4б) – это осредненные по времени числа Нуссельта за весь период.

Видно, что изменения всех исследованных параметров по времени цикла носит гармонический характер. Показано заметное влияние на структуру течения и теплообмен частоты импульсов. Рост частоты импульсов вызывает возрастание локальной турбулентности газа на оси синтетической импульсной струи и теплопереноса. Максимальные значения турбулентности газа и теплопереноса в точке торможения получены в момент времени периода  $T = 0.25$  (полупериод “вдува”), а минимальные – при  $T = 0.75$  (полупериод “отсоса”). Величина теплообмена в момент полного отсутствия движения потока газа не становится равной нулю. Это говорит о некоторой инерционности процесса и формировании на поверхности преграды пограничного слоя.



а



б

Рис. 4. Нестационарные профиль турбулентной кинетической энергии на оси струи (а) и теплообмен в точке торможения (б) в импульсной синтетической струе за цикл.  $Re_0 = U_0 d / \nu = 3000$ ,  $H/d = 2$ ,  $G_0 = \text{const}$ ,  $T_w = 323$  К,  $T_0 = 293$  К. 1 –  $f = 20$  Гц, 2 – 60 Гц, 3 – 100 Гц, 4, 5, and 6 осредненные по времени числа Нуссельта.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное и численное исследование локального теплообмена в импульсной

синтетической струе на плоской пластине в диапазоне чисел Рейнольдса  $Re_0 = 400-4000$  и частотах импульсов  $f = 20-400$  Hz. Измерения осредненного и пульсационного теплообмена в точке торможения выполнены с использованием пленочного датчика теплового потока. В расчетной части работы был использован осесимметричный URANS метод и модель переноса реинольдсовых напряжений.

В работе проведены измерения и численные расчеты локального коэффициента теплообмена при вариации расстояния до пластины, амплитуды и частоты пульсаций синтетической струи. Для локальных значений теплоотдачи выявлены зоны с максимальным мгновенным значением теплового потока и коэффициента теплоотдачи, в этих зонах выполнен спектральный анализ пульсаций теплового потока. Рост частоты импульсов вызывает возрастание локальной скорости потока, турбулентности газа на оси СИС и теплопереноса.

Проведено сопоставление между измеренными и рассчитанными данными по локальному теплообмену как в точке торможения, так и радиусу поверхности преграды в СИС как с нашими данными, так и с результатами других работ и обобщающих полуэмпирических корреляций. Получено удовлетворительное согласие, что говорит о работоспособности разработанной авторами математической модели.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-58-26003 Чехия\_a).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Юдаев Б.Н., Михайлов М.С., Савин В.К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами. М.: Машиностроение, 1977. 248 с.
2. Дыбан Е.П., Мазур А.И. Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел. Киев: Наукова думка, 1982. 303 с.
3. Martin K. Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces // *Adv. Heat Transfer*. 1977. V. 13. P. 1–60.
4. Jambunathan K., Lai E., Moss M.A., Button B.L. A review of heat transfer data for single circular jet impingement // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 1992. V. 13. P. 106–115.
5. Carlomagno G.M., Ianiro A. Thermo-fluid-dynamics of submerged jets impinging at short nozzle-to-plate distance: A review // *Exp. Thermal Fluid Sci*. 2014. V. 58. P. 15–35.
6. Krishan G., Aw K.C., Sharma R.N. Synthetic jet impingement heat transfer enhancement – A review // *Appl. Thermal Eng.* 2019. V. 149. P. 1305–1323.
7. Glezer A., Amitay M. Synthetic jets // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2002. V. 34. P. 503–539.
8. Hatami M., Bazdidi-Tehrani F., Abouata A., Mohammadi-Ahmar A. Investigation of geometry and dimensionless parameters effects on the flow field and heat transfer of impingement synthetic jets // *Int. J. Therm. Sci.* 2018. V. 127. P. 41–52.
9. Mityakov A.V., Sapozhnikov S.Z., Mityakov V.Y., Snarskii A.A., Zhenirovsky M.I., Pyrhonen J.J. Gradient heat flux sensors for high temperature environments // *Sens. Actuators A*. 2012. V. 176. P. 1–9.
10. Pakhomov M.A., Terekhov V.I. Numerical study of fluid flow and heat transfer characteristics in an intermittent turbulent impinging round jet // *Int. J. Thermal Sci.* 2015. V. 87. P. 85–93.
11. Craft T.J., Launder B.E. New wall-reflection model applied to the turbulent impinging jet // *AIAA J.* 1992. V. 30. P. 2970–2972.
12. Bazdidi-Tehrani F., Karami M., Jahromi M. Unsteady flow and heat transfer analysis of an impinging synthetic jet // *Heat Mass Transf.* 2011. V. 47. P. 1363–1373.
13. Zhang D., Yang K., Qu H.C., Gao J. Numerical investigation of heat transfer performance of synthetic jet impingement onto dimpled/protrusioned surface // *Therm. Sci.* 2015. V. 19. P. S221–S229.
14. Timoshenko S., Woinowsky-krieger S. Theory of plates and shells. New York, McGraw-Hill, 1959. 575 p.
15. Valiorgue P., Persoons T., McGuinn A., Murray D.B. Heat transfer mechanisms in an impinging synthetic jet for a small jet-to-surface spacing // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2009. V. 33. P. 597–603.

## ЗАКРУТКА ПОТОКА КАК СПОСОБ УЛУЧШЕНИЯ ТЕПЛООБМЕНА В МГД-ПОТОКЕ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА ПРИ ТЕЧЕНИИ В КАНАЛАХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Предметом исследования является эффект начального «закручивания» потока за счет установки цилиндрических элементов в области начального течения, находящегося при воздействии сильного магнитного поля. В частности, рассматриваются различные конструкции (продольное, поперечное и наклонное расположение по отношению к магнитному полю) и размеры цилиндрических элементов. Для создания более предсказуемых и, возможно, более эффективных с точки зрения теплогидравлики жидкометаллических систем, экспериментально исследованы течения в прямоугольном канале с внутренними размерами 56×16 мм. Впервые установлено, что наличие начального возмущения потока приводит к существенным изменениям течения на значительной длине (700 мм).

### 2. ОПИСАНИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

В некоторых конфигурациях теплообменных систем течение жидкого металла происходит в условиях влияния сильного магнитного поля (МП) [1]. При этом быстро подавляется традиционная турбулентность, снижаются коэффициенты теплоотдачи, во многих случаях происходит развитие магнитно-конвективных пульсаций скорости и температуры. Границы существования таких режимов и порождающие их структуры течений в различных конфигурациях являются предметом активных исследований, как экспериментальных, так и численных [1], но уже сейчас ясно, что с технической стороны они представляют скорее негативное влияние, усложняя разработку инженерных систем своим разнообразием.

В рамках данной работы проведено экспериментальное исследование начального возмущающего воздействия на нисходящий поток жидкого металла в нагретом канале под действием поперечного МП (т.е. копланарного поля, когда его индукция направлена вдоль широкой стороны канала). Исследовались как конфигурации с односторонним обогревом канала, так и с симметричным двусторонним обогревом при разных значениях расхода. Далее воздействие на поток путем его закрутки за счет элементов потока будем называть пассивным, в отличие от активных способов воздействия на поток: электрического заряда, активного изменения геометрии канала или перемешивания жидкости с помощью подвижных механических устройств [2]. Пассивное воздействие на течение представляет

наибольший практический интерес, так как активные системы сложнее в управлении и координации с другими системами.

В качестве источников начального возмущения использовались сменные секции (составные части экспериментального рабочего участка), в каждой из которых монтировались «завихрители» различной конструкции.

Зондовым методом измерялись профили температуры и интенсивность колебаний температуры в обогреваемом канале. На основе полученных данных рассчитаны безразмерные параметры теплоотдачи, такие как интенсивность пульсаций температуры, температура в потоке и у стенки, локальные коэффициенты теплоотдачи. Данные представлены в виде зависимости параметров теплообмена от величины влияния МП (числа Гартмана  $Ha$ ).

Экспериментальные исследования проводились на базе Лаборатории Инженерной теплофизики Объединенного института высоких температур РАН.

### 3. ИССЛЕДУЕМАЯ КОНФИГУРАЦИЯ

Схема экспериментального рабочего участка и соотношение зон нагрева, область влияния МП и исследуемое сечение показаны на рис. 1. В качестве источников начального возмущения потока использовались устройства закрутки потока («завихрители»). Всего было изготовлено и исследовано четыре варианта «завихрителей» (рис. 2). Измерения в исследуемом сечении проводились микротермопарным зондом шарнирного типа.

Физические и безразмерные параметры эксперимента рассчитываются следующим образом:

- внутреннее сечение канала:

$$2a \times 2b = 16 \cdot 10^{-3} \text{ м} \times 56 \cdot 10^{-3} \text{ м};$$

- характерный размер:  $D=4a$ ;

- число Рейнольдса  $Re = \frac{U \cdot D}{\nu}$ , где  $U$  – средняя скорость (м/с),  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости ртути (м<sup>2</sup>/с) [3];

- число Грасгофа  $Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot q \cdot D^4}{\lambda \cdot \nu^2}$ , где  $g$  – ускорение свободного падения ( $\approx 9,8 \text{ м/с}^2$ ),  $\beta$  – коэффициент теплового расширения (1/К),  $q$  – плотность теплового потока (Вт/м<sup>2</sup>),  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности ртути (Вт/(м·К)) [3],  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости ртути (м<sup>2</sup>/с) [3];

- число Гартмана  $Ha = B \cdot D \cdot \sqrt{\zeta/\eta}$ , где  $B$  – магнитная индукция (Тл),  $\zeta$  – коэффициент элек-



тропроводности (См/м),  $\eta$  – коэффициент динамической вязкости ртути (Па·с) [3].

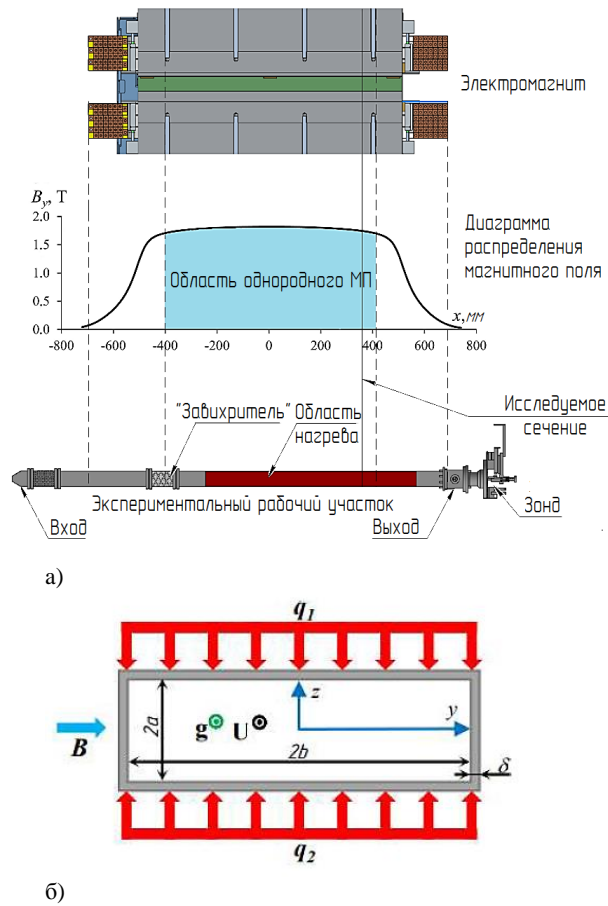


Рис. 1. Схема экспериментального рабочего участка и соотношение зон нагрева, распределения МП и исследуемого сечения. а) общая конфигурация; б) схема исследуемого сечения.

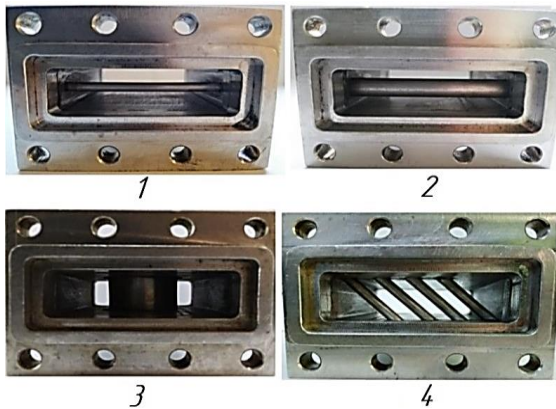


Рис. 2. Фотографии сменных секций с исследуемыми «завихрителями»: №1 - стержень 4 мм, №2 - стержень 8 мм, №3 - цилиндр, №4 - наклонные стержни.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Результаты экспериментов представлены для точки исследуемого сечения, расположенной вблизи обогреваемой стенки.

Полученные экспериментальные данные представлены для экспериментов с «завихрителем» номер 2 (рис. 2), который по результатам предшествующих исследований продемонстрировал наилучшие показатели по влиянию на теплообменные характеристики по сравнению с другими конструкциями.

На рис. 3-5 приведены зависимости коэффициентов теплоотдачи от величины воздействующего МП, которые представлены в виде зависимостей числа Нуссельта от числа Гартмана.

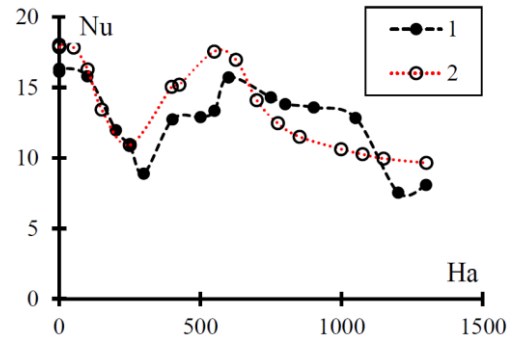


Рис. 3. Зависимость коэффициента теплоотдачи от величины приложенного МП для режима:  $Re=18 \times 10^3$ ,  $Gr=7 \times 10^8$ ; 1 – эксперименты без «завихрителя»; 2 – эксперименты с «завихрителем».

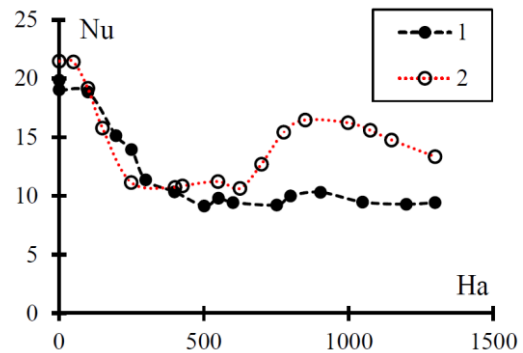


Рис. 4. Зависимость коэффициента теплоотдачи от величины приложенного МП для режима:  $Re=34 \times 10^3$ ,  $Gr=7 \times 10^8$ ; 1 – эксперименты без «завихрителя»; 2 – эксперименты с «завихрителем».

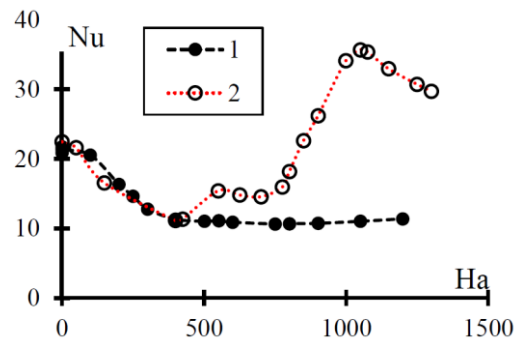


Рис. 5. Зависимость коэффициента теплоотдачи от величины приложенного МП для режима:  $Re=52 \times 10^3$ ,  $Gr=7 \times 10^8$ ; 1 – эксперименты без «завихрителя»; 2 – эксперименты с «завихрителем».

В ходе проведения исследований выявлено, что при относительно низких числах Рейнольдса (рис. 3) влияние начального возмущения на поток не очень выражено, теплоотдача практически не изменяется. С увеличением расхода (рис. 4) усиливается эффект закрутки начального потока. Генерируемые вихри не только подавляют развитие крупномасштабных пульсаций температуры, но и приводят к улучшению теплообмена - восстановление его до значений, близких к турбулентным. Магнито-конвективные колебания и генерируемые вихри имеют частоты, отличающиеся на порядок. Дальнейшее увеличение расхода (рис. 5) приводит к полному преобладанию образующихся вихрей. Магнито-конвективных эффектов в этом случае не возникает (так как длина канала и величина нагрева не достаточно для их создания), а в свободном потоке пульсации температуры практически полностью подавляются при  $Na=750$ . Число Нуссельта увеличилось почти вдвое в области сильного МП.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные исследования показали, что пассивное управление потоком возможно с помощью обычных геометрических устройства, монтируемых в теплообменный канал. Их применение в практике модельных экспериментов не вызывает затруднений, связанных с конструктивной частью, что на практике выглядит оптимистично для их применения в реальных инженерных системах. Таким образом, формирование потока на входе с помощью, к примеру, конструкций в виде стержня, ось которого параллельна линиям индукции МП, может создавать устойчивые возмущения.

В наблюдаемых режимах течения генерируемые вихри существовали на длине десятков калибров канала, они наиболее сильны при более высоких скоростях потока. Генерируемые вихри глубоко изменяют структуру течения. При определенных условиях теплоотдача оказывается в два раза эффективнее, что представляет интерес для практического применения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Zikanov O. et al.** Mixed convection in pipe and duct flows with strong magnetic fields //Applied Mechanics Reviews. – 2021. – Т. 73. – №. 1.
2. **Ashill P. R.** Flow Control: Passive, Active, and Reactive Flow Management M. Gad-el-Hak Cambridge University Press, The Edinburgh Building, Cambridge CB2 2RU, UK. 2000. 421pp. Illustrated.£ 60. ISBN 0-521-77006-8 //The Aeronautical Journal. – 2001. – Т. 105. – №. 1045. – С. 150-150.
3. **Кириллов П. Л., Терентьева М. И., Денискина Н. Б.** Теплофизические свойства материалов ядерной техники: учебное справочное пособие //ПЛ Кириллова. М.: Атомиздат. – 2008.



## 3-D ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛЁНОЧНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ НИЖНЕЙ БАНДАЖНОЙ ПОЛКИ СОПЛОВОГО АППАРАТА ТУРБИНЫ С РАЗЛИЧНЫМИ ВАРИАНТАМИ ВЫДУВА ОХЛАЖДАЮЩЕГО ВОЗДУХА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Сопловые блоки турбины являются одними из самых теплонапряженных элементов двигателя, которым необходимо охлаждение [1]. Температура газа в горле соплового блока (СА) локально может достигать 2000К, что в совокупности с окружающей неравномерностью может приводить к прогару и растрескиванию трактовых полок СА. Решением этой проблемы является оптимизация пленочной завесы. В камерах сгорания нередко используют щелевой выпуск охладителя в направлении, близком к тангенциальному [2]. Вниз по потоку от щели у поверхности пластины при выпуске охлаждающего воздуха организуется защитная пелена, состоящая из двух областей: внешней – струйной защитной пелены и внутренней – пристенной, последняя считается турбулентной на срезе щели. В данной работе рассматривается влияние формы входной щелевой завесы на равномерность распределения защитной пелены нижней полки СБ.

В работе [3] было выполнено экспериментальное исследование модели охлаждения, рассматривалось влияние угла вытекающего потока охлаждающего воздуха через щелевой канал на трактовую полку соплового аппарата (СА). Однако, исследования производились для большиеразмерных стационарных турбин.

В данной работе рассматриваются модели исходной и модернизированных конструкций СБ турбины АГТД: с варьированием площади щелей и угла выдува охладителя на поверхность нижней трактовой полки. С целью сравнения внесённых изменений для оптимизации пленочной завесы, были выполнены 3D расчёты в ANSYS CFX в стационарной постановке.

### 2. 3-D ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛЕЙ

#### 2.1. Исходная модель

Исходная модель представляла собой газовый домен [4], включающий в себя проточную часть СБ турбины с выдувом охлаждающего воздуха из вторичной зоны камеры сгорания через щель между кольцом и корпусом турбины. Перед входными кромками сопловых лопаток имеются два выступа без угла поворота потока (рис. 1).

Исходные данные для всех расчётов идентичны на входе и выходе из газового домена [5]. Параметры домена заданы в виде полного давления и тем-

пературы воздуха на входе, выходящего из вторичной зоны камеры сгорания. Параметры газа, выходящего из камеры сгорания, заданы эпюрами полного давления и температуры.

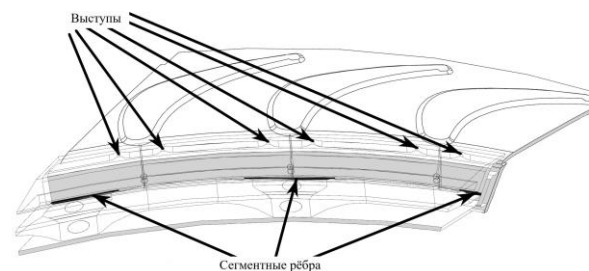


Рис. 1. Исходная расчётная модель.

По результатам расчёта исходной 3D модели установлено, что защитная пелена воздуха неравномерно распределяется, а поток газа, выходящий из камеры сгорания, сносит охладитель на спинку сопловой лопатки. Со стороны корытца нижняя полка остаётся практически без защиты. При детальном рассмотрении распределения скоростей можно видеть, что не только поперечный градиент давления влияет на неравномерность пелены, но и наличие выступов между входным кольцом и корпусом СБ (рис. 1). Ребра создают существенные гидравлические потери, скорость потока над ребром падает, в то время как между ними – значительно возрастает, также накладывается отпечаток из-за различных относительных местоположений этих ребер относительно межлопаточного канала (соотношение составляет 1,5) [6]. Всё это негативно сказывается на охлаждении нижней полки СБ. Модернизированные конструкции имеют уменьшенную в 9,5 раз длину сегментного ребра в окружном направлении, ребро уменьшено симметрично относительно его середины, при этом размещение ребер остается тем же.

#### 2.2. Модернизированные конструкции

В модернизированных конструкциях исследуется влияние угла выдува воздуха на поверхность нижней полки газового тракта СА турбины, а также влияние формы дискретных каналов, образованных между выступами на внешней поверхности торца корпуса для выпуска охлаждающего воздуха.

Первый вариант отличается от исходного (осевой выдув) тем, что выступы рис.1 остаются в исходном положении, но повернуты на небольшой угол относительно оси СА, что способствует от-

клонению выдуваемого потока воздуха, в направлении к корытцу сопловой лопатки. При этом течение воздуха становится более закрученным и менее равномерным, чем в исходном варианте, происходит небольшая закрутка потока.

Второй вариант представляет собой конструкцию с увеличенным в 3 раза количеством выступов, при том же угле поворота, как и в первом варианте. По линиям тока можно наблюдать наличие подкрутки охладителя, так как пелена находится ближе к корытцу и имеет более «округлый» профиль. При этом образованные с помощью выступов наклонные каналы не обеспечивают формирование струи с равномерным профилем скорости по сечению, из-за чего струи, при вытекании в проточную часть, сносятся потоком в направлении спинки сопловых лопаток и не «доходят» до корытца.

Третий вариант учитывает недостатки второго варианта, количество выступов увеличено в 4,5 раза, при этом угол поворота выступов увеличен в 3 раза в сравнении с первым вариантом. Исходя из температурного состояния, распределение охладителя получено наиболее равномерным из трех вариантов. Полка имеет меньшую среднюю температуру, что указывает на более эффективное охлаждение, при этом расход воздуха в третьем варианте составляет на 7% большую величину в отличие от предыдущего варианта. Линии тока скоростей указывают на значительный «сдвиг» потока в сторону корытца, при этом линии тока эффективности пленочного охлаждения практически симметричны относительно средней линии межлопаточного канала.

Основное отличие четвёртого варианта от третьего заключается в скруглении канала выдува с целью уменьшения гидравлических потерь, в соответствии с этим расход воздуха устанавливается почти в 2 раза большим, чем в предыдущем варианте. Исходя из линий тока скоростей видно, что поток охладителя более равномерно поступает в щелевые каналы, также средняя скорость выдува из щели практически в 2 раза меньше. Тепловые изоляции в целом схожи с третьим вариантом.

Пятый вариант конструкция представлял собой геометрию, полученную в результате анализа достоинств и недостатков предыдущих схем. Угол поворота выступов был увеличен в 11 раз в сравнении с первым вариантом, а в каналах между выступами выполнено сужение на выходе из щели. Перед непосредственным входом в сопловые лопатки выполнен канал большей площади выдува. Таким образом, закрученный поток воздуха из большего канала «прижимался» к корытцу, а на спинку поступал за счёт поперечного градиента давления. Ещё одно нововведение коснулось компенсационной прорези в кольце СА. Она была передвинута относительно сопловой лопатки в сторону корытца. Линии тока скорости, равномерно распределялись по нижней полке СБ, получено снижение температуры на 50 - 100°C в отличие от исходного варианта при меньшем на 13% расходе воздуха. Снижение

расхода выдуваемого воздуха приводит к существенному повышению КПД турбины.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье анализируются результаты численного моделирования 3D исследования плёночного охлаждения нижней бандажной полки соплового аппарата турбины с различными вариантами выдува охлаждающего воздуха. Расчёты проводились в стационарной постановке в программном комплексе ANSYS CFX. Рассматривалось 6 вариантов конструкции. При этом исходная конструкция обладала существенным недостатком - повышенными температурами нижней полки СБ у корытца сопловой лопатки. Это проблема возникала вследствие сноса защитной пелены в сторону спинки. Одним из решений данной проблемы являлось изменение угла выдува охладителя из кольцевой щели перед СБ турбины. Проанализировав приведенные выше варианты, наилучшим решением признан вариант 5, где в каналах между выступами выполнено сужение на выходе из щели, а перед входом в сопловые лопатки имеет место канал большей площади выдува. Данная конструкция показала наиболее равномерное распределение охладителя по всей поверхности полки, температура полки при этом не превышает 1000°C.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Б.М. Галицейский, В.Д. Совершенный, В.Ф. Формалев, М.С. Черный.** Тепловая защита лопаток турбин. Изд.: МАИ. 1996. 357 с.
2. **А.В. Деревянко, В.А. Журавлёв, В.В. Зикеев** и др. Основы проектирования турбин авиадвигателей. М.: Машиностроение, 1988. – 328 с.: ил.
3. **Yang Zhang, Xin Yuan.** Experimental Investigation of Turbine Phantom Cooling on Endwall with Trailing Edge Discharge Flow // Proc. of the ASME Turbo Expo, June 16–20, 2014, Düsseldorf, Germany. GT2014-26781. P. 1–13.
4. **Силуянова М.В., Золотухина Д.А.** Сравнительный анализ влияния качества сетки 3D-моделей на результаты расчета. 16-я Международная конференция «Авиация и космонавтика -2017» 20-24 ноября 2017 года. Москва. Тезисы С.98-99
5. **Силуянова М.В., Золотухина Д.А.** Оптимизация защитной пелены на поверхности полок соплового аппарата турбины высокого давления. Гагаринские чтения – 2018: XLIV Международная молодёжная научная конференция: Сборник тезисов докладов. Том 3: М.; Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), 2018. С.177-178
6. **Горелов Ю.Г., Ананьев В.В.** 3D исследования конвективного и конвективно-плёночного охлаждения трактовых полок сопловых блоков турбины ВД. Изв. вузов. Авиационная техника. 2018, №3, с. 126 – 132.

Н.И. Михеев<sup>1</sup>, В.М. Молочников<sup>1</sup>, Д.В. Кратиров<sup>2</sup>, М.В. Еронин<sup>2</sup>, А.Р. Тухватуллин<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт энергетики и перспективных технологий Федерального исследовательского центра «Казанский научный центр РАН»,  
420111, Казань, Лобачевского, 2/31

<sup>2</sup> ООО Научно-производственное предприятие ИРВИС,  
420095, Казань, Восстания, 98Н

<sup>3</sup> Всероссийский научно-исследовательский институт расходомерии – филиал Федерального государственного унитарного предприятия «Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д.И. Менделеева»,  
420088, Казань, 2-ая Азинская, 7А

## ПОДДЕРЖАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ РАСХОДА ЖИДКОСТИ В ЭТАЛОННОЙ УСТАНОВКЕ ЭУЗ ГЭТ 63-2019

### 1. ВВЕДЕНИЕ

К техническим и метрологическим характеристикам национальных первичных эталонов единиц массового и объемного расходов (массы и объема) предъявляются чрезвычайно высокие требования [1, 2]. Как правило, принцип действия таких эталонов основан на гравиметрическом методе: измерении массы жидкости, поступившей в весоизмерительную емкость за время измерения при условии стабильности расхода жидкости [3, 4]. При необходимости создания более высокого давления жидкости в измерительной линии использование схемы с постоянным статическим напором затруднительно. Альтернативой является схема эталона, в которой жидкость поступает в измерительную линию напрямую от насосов и давление в измерительной линии определяется расходно-напорными характеристиками насосов. В этом случае для демпфирования колебаний расхода, создаваемых насосом, используют демпфирующие устройства, которые, однако, эту проблему в полной мере не решают [5]. В настоящей работе предложен новый подход к обеспечению стабильности потока в измерительной линии эталона расхода жидкости, который заключается в активном демпфировании колебаний давления жидкости. Выполнена серия экспериментальных исследований системы обеспечения стабильности потока в измерительной линии Государственного первичного специального эталона массового и объемного расходов жидкости ГЭТ 63-2019 (Казань, Россия). Результаты экспериментов подтвердили работоспособность предложенного подхода.

### 2. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ ЭТАЛОНА

В соответствии с предлагаемым подходом в водном тракте эталона разрывается связь между насосной группой и измерительной линией. В этот разрыв включен напорный бак, над уровнем жидкости в котором создается воздушная подушка с автоматическим поддержанием в ней заданного давления. Кроме того, автоматически стабилизируется и уровень жидкости в напорном баке. Упрощенная схема эталона приведена на рис. 1.

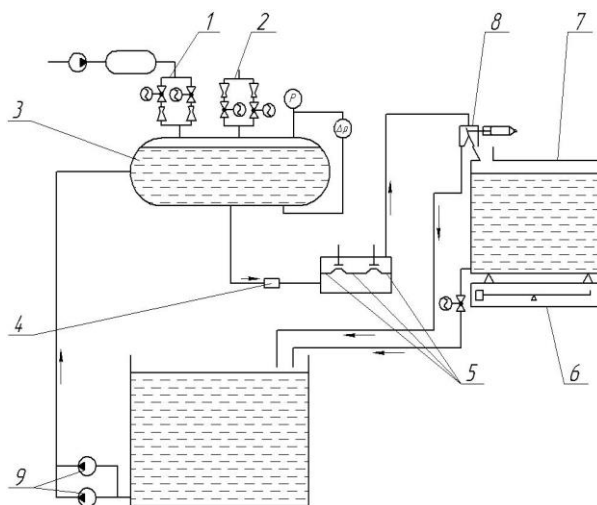


Рис.1. Схема ГЭТ 63-2019: 1, 2 – блок сопел нагнетания и сброса воздуха; 3 – напорный бак; 4 – поверяемое средство измерения расхода; 5 – радиусные сопла; 6 – весовая группа; 7 – мерный бак; 8 – дивертер; 9 – насосная станция

Принцип работы эталона традиционно основан на сличении расхода жидкости через поверяемое средство измерения и расхода, определенного весовым способом. Для грубой настройки требуемого расхода подбирается необходимая комбинация радиусных сопел 5, по динамике изменения перепада давления на которых можно судить о динамике изменения расхода в измерительной линии [6].

После выхода установки на режим стабильность значения расхода через поверяемое средство измерения 4 обеспечивается регулированием давления в воздушной подушке напорного бака и частоты вращения привода насосов 9 на основе информации об измеренном значении текущего давления и скорости изменения уровня жидкости в напорном баке 3. Полное давление на входе в измерительную линию складывается из давления в воздушной подушке и давления столба жидкости в напорном баке. Для уменьшения колебаний уровня жидкости цилиндрический напорный бак большого удлинения расположен горизонтально, чтобы увеличить площадь поверхности раздела фаз.

## 2.1. Стабилизация давления и уровня жидкости в напорном баке

В процессе стабилизации давления ( $P$ ) сжатый воздух поступает в воздушную подушку и удаляется из нее с помощью дискретного набора критических сопел 1 и 2 (рис.1). Регулирование уровня жидкости ( $h$ ) происходит посредством изменения частоты вращения привода центробежных насосов насосной станции эталонной установки при помощи частотных преобразователей. Связь регулируемых параметров ( $P$  и  $h$ ) с параметрами установки учитывает система дифференциальных уравнений, описывающих баланс массы воздуха с учетом изменения объема воздушной подушки при изменении уровня жидкости в напорном баке. При автоматическом управлении установкой эти уравнения используются для оценки скорости реакции давления в воздушной подушке на поступление (удаление) сжатого воздуха. Кроме того, применяются специальные алгоритмы управления частотой вращения насосов и блоком включения в работу критических сопел, обеспечивающие подачу или отвод воздуха их воздушной подушки напорного бака.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Предложенный подход был реализован в усовершенствованном Государственном первичном эталоне массового и объемного расходов жидкости ГЭТ 63-2019. Эталон обеспечивает воспроизведение массового расхода жидкости в диапазоне от 5 до 2000 т/ч. Абсолютное давление в измерительной линии – до 0,7 МПа при расходе выше 500 т/ч и 1,1 МПа при расходе менее этой величины. Результаты экспериментальных исследований показали высокую эффективность данного подхода. Было подтверждено, что средние величины абсолютного давления и уровня жидкости в напорном баке соответствуют заданным значениям, а колебания давления в воздушной подушке напорного бака носят относительно высокочастотный характер и хорошо отрабатываются системой стабилизации. Также были получены зависимости относительного среднеквадратичного отклонения усредненной на интервале времени  $\Delta t$  величины давления в воздушной подушке напорного бака и относительного отклонения усредненного давления столба жидкости в напорном баке от интервала усреднения  $\Delta t$  при номинальных значениях абсолютного давления в воздушной подушке. Пользуясь этими зависимостями, можно оценить отклонение параметров от заданного значения при любом характерном для данного режима поверки интервале времени осреднения  $\Delta t$ , например, на интервале, равном времени поверки средства измерения расхода или времени наполнения мерного бака при отличном от максимального значении расхода.

Оценки показали, что на установившемся режиме работы эталона относительное среднеквадратичное отклонение мгновенного расхода составляет 0,013%, а отклонение расхода при его усреднении на интервале  $\Delta t = 57$  с (время заполнения мерных баков при расходе 2000 т/ч) – не превышает 0,00336% от его среднего значения.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен новый подход к поддержанию стабильности расхода жидкости в эталонной установке, в соответствии с которым в водяной тракт установки включен напорный бак, над уровнем жидкости которого создается воздушная подушка с автоматически регулируемым значением давления. Тем самым напорный бак выполняет роль активного демпфера и стабилизатора напора на входе в измерительную линию. Практически в предложенном подходе реализуются преимущества эталонных установок с постоянным статическим напором, но без необходимости дорогостоящего подъема напорного бака (резервуара) на значительную высоту.

Подход реализован в усовершенствованном Государственном первичном специальном эталоне единиц массы и объема жидкости в потоке, массового и объемного расходов жидкости ГЭТ 63-2017 (Россия). Показано, что для стабилизации полного давления жидкости в измерительной линии эталона достаточно управляющих воздействий в виде подачи/отвода воздуха в воздушную подушку напорного бака и регулирования частоты вращения привода насосов. Экспериментально подтверждена высокая эффективность стабилизации полного давления жидкости на входе в измерительную линию эталона.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. W. Pöschel, R. Engel, The Concept of a New Primary Standard for Liquid Flow Measurement at PTB Braunschweig, 9th FLOMEKO, Lund, Sweden, 1998. P. 7-12
2. R. Engel, H.-J. Baade Quantifying impacts on the measurement uncertainty in flow calibration arising from dynamic flow effects // Flow Measurement and Instrumentation. – 2015. Vol.44. – 51–60.
3. Engel R 2007 Modeling the uncertainty in liquid flowmeter calibration and application - requirements and their technical realization for PTB's national water flow standard Proc. SENSOR Conf. 2007. (Nurnberg, Germany)
4. R. Engel and H.-J. Baade. Model-based flow diverter analysis for an improved uncertainty determination in liquid flow calibration facilities // IOP Publishing. Meas. Sci. Technol. 21 (2010) 025401 (11pp) doi:10.1088/0957-0233/21/2/025401
5. Miller J. E. Liquid dynamics of reciprocating pumps. Part 2. Pulsation-control devices and techniques // Oil Gas J.;(United States). 1983. T. 81. №. 18
6. D.V. Kratirov, N.I. Mikheev, V.M. Molochnikov, I.I. Saushin, A.R. Tukhvatullin, V.A. Fafurin. Radial nozzles for non-cavitating flow of water at high pressure drops // Measurement Techniques, December 2017, Vol. 60, No. 9. P.912-915

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ БЕЗМАШИННОГО ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПРИ БОЛЬШИХ СКОРОСТЯХ ПОТОКА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Безмашинным энергоделением называется самопроизвольный процесс перераспределения полной энергии (температуры) потока газа без совершения им технической работы и теплообмена с окружающей средой. В результате энергоделения в потоке образуются холодные и горячие области. Наиболее известными устройствами безмашинного энергоделения являются вихревые трубы Ранка–Хилша [1, 2] и резонансные трубы Гартмана–Шпренгера [3].

В 1997 г. А. И. Леонтьевым [4] был предложен новый метод безмашинного энергоделения газового потока. Метод основан на использовании эффекта энергоделения газового потока в сжимаемом пограничном слое.

Как известно, профиль температуры торможения в пограничном слое над теплоизолированной поверхностью может существенно изменяться в зависимости от молекулярного числа Прандтля. На рис. 1 показаны профили температур

$$\theta = \frac{T - T_\infty}{T_\infty^* - T_\infty}, \quad \theta^* = \frac{T^* - T_\infty}{T_\infty^* - T_\infty},$$

в ламинарном пограничном слое на теплоизолированной пластине для разных значений числа  $Pr$ .

Как видно из рисунка, для случаев  $Pr \neq 1$ , температура торможения распределена неравномерно по сечению пограничного слоя, иными словами имеет место энергоделение. Для этих случаев температура на стенке ( $\eta = 0$ ) отличается от температуры ядра потока и носит название «температуры восстановления» или «температуры теплоизолированной стенки» и определяется из следующего соотношения:

$$T_{aw}^* = T^* \frac{1 + r \frac{k-1}{2} M^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2}, \quad (1)$$

где  $r$  — коэффициент восстановления температуры.

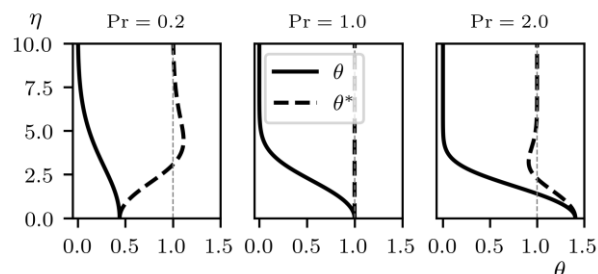


Рис. 1. Распределение безразмерных термодинамической ( $\theta$ ) и температуры торможения ( $\theta^*$ ) по толщине ( $\eta$ ) ламинарного пограничного слоя теплоизолированной пластины при различных числах Прандтля

Мерой отклонения температуры теплоизолированной стенки от температуры торможения ядра потока является коэффициент восстановления температуры

$$r = \frac{T_{aw}^* - T_\infty}{T_\infty^* - T_\infty}.$$

На рис. 2 приведено сопоставление известных корреляций для расчёта коэффициента восстановления температуры в турбулентном пограничном слое. Кроме того, на рисунок так же нанесены доступные данные экспериментальных исследований, а также результаты расчётов по двумерной модели из п. 2 (2D).

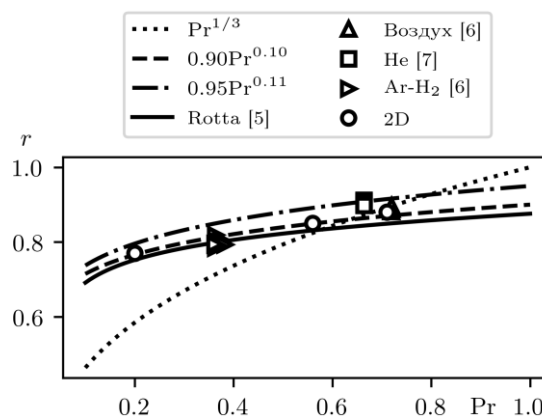


Рис. 2. Влияние молекулярного числа Прандтля на коэффициент восстановления температуры в турбулентном пограничном слое

Как видно из рис. 2 коэффициент восстановления является сильной функцией молекулярного числа Прандтля. При этом, по данным многих исследователей, значение коэффициента восстановления практически не зависит от величин чисел Маха и Рейнольдса.

Факт отличия температуры теплоизолированной стенки от температуры торможения ядра потока может быть использован в рассмотренных ниже устройствах энергоделения

### 2. ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЕ УСТРОЙСТВО ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ

В работе [4] предложено газодинамическое устройство, представляющее собой теплообменный аппарат типа «труба в трубе» (см. рис. 3). Принцип работы такого устройства состоит в следующем.

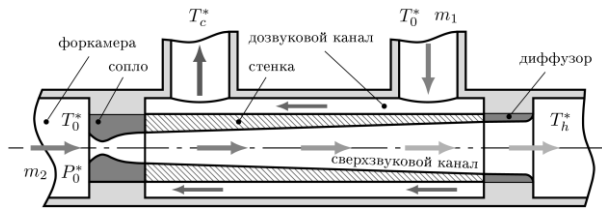


Рис. 3. Схема устройства газодинамического энергоразделения

Газ, поступающий из форкамеры с параметрами  $P_0^*$  и  $T_0^*$ , разгоняется в профилированном сопле до сверхзвуковых скоростей и поступает в конический, расширяющийся канал. В наружный, кольцевой канал, газ поступает с теми же параметрами торможения ( $P_0^*$  и  $T_0^*$ ), и, не претерпевая геометрического воздействия, остаётся дозвуковым. Два канала разделены между собой теплопроводной цилиндрической стенкой. При  $Pr \neq 1$  температуры стенки со стороны дозвукового и сверхзвукового потоков будут различны и, согласно (1), будет иметь место теплообмен между потоками.

Количественной мерой или интегральным эффектом энергоразделения (температурного разделения) газового потока служит разность между средне-массовыми температурами торможения потока на входе и на «горячем» ( $\Delta T_h^* = T_h^* - T_0^*$ ) и «холодном» выходах ( $\Delta T_c^* = T_c^* - T_0^*$ ) из устройства. Другими словами, сжатый газ с температурой торможения  $T_0^*$  на входе в устройство, пройдя через него, разделяется на два потока — «холодный» и «горячий» с температурами  $T_c^* < T_0^*$  и  $T_h^* > T_0^*$ , соответственно.

Для количественных оценок работы такого устройства воспользуемся одномерной и двумерной моделями, разработанными в [8].

На рис. 4 приведены сопоставления локальных экспериментальных данных работы [9] с данными численного моделирования.

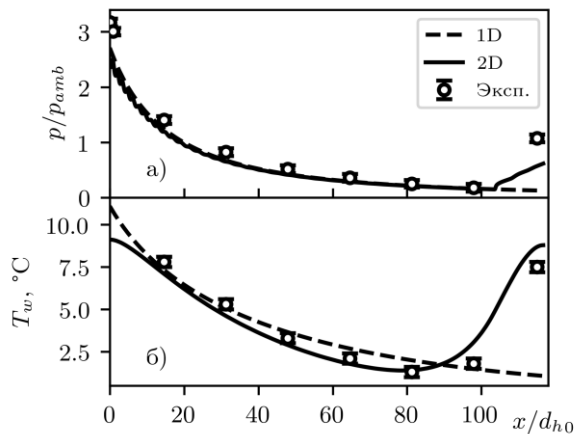


Рис. 4. Распределение статического давления (а) и температуры наружной стенки (б) по длине конического сверхзвукового канала.  $M_{2, is} = 1.8$ ;  $P_0^* = 13.9$  атм;  $T_0^* = 25$  °C.

Как видно из рисунка, разработанные модели демонстрируют хорошее согласование с экспериментальными данными.

Интегральный эффект энергоразделения показан на рис. 5 в зависимости от соотношения расходов по сверх- ( $m_2$ ) и дозвуковому ( $m_1$ ) каналам. При этом, как в эксперименте, так и в расчёте варьировался расход через дозвуковой канал ( $m_1$ ). Вертикальными штриховыми линиями показаны границы критических чисел Рейнольдса для дозвукового канала.

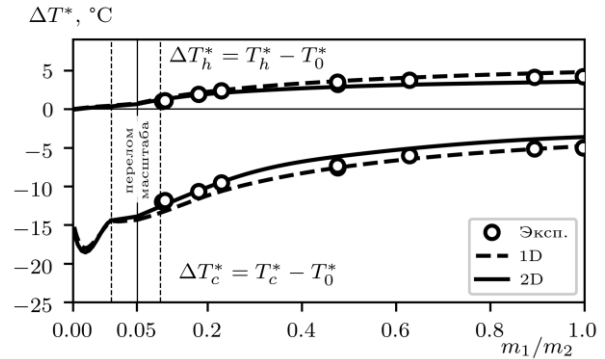


Рис. 5. Нагрев сверхзвукового и охлаждение дозвукового потоков при противоточной схеме организации течения в зависимости от соотношения расходов.  $M_{2, is} = 1.8$ ;  $P_0^* = 13.9$  атм;  $T_0^* = 25$  °C.

Использование численного моделирования позволило определить поведение кривой охлаждения дозвукового потока при соотношениях расходов близких к нулю: обнаружен максимум охлаждения при  $m_1/m_2 \approx 0.01$ . Это объясняется тем, что при противоточной схеме течения и при малых значениях массового расхода в дозвуковом канале температура торможения дозвукового потока довольно быстро достигает уровня адиабатной температуры сверхзвукового потока, а далее начинает расти в соответствии с изменением адиабатной температуры сверхзвукового потока. Т.е. тепловой поток в стенку со стороны дозвукового канала  $q_{w1}$  на некоторой длине обращается в нуль, а далее, вниз по течению дозвукового потока меняет знак и становится положительным. При дальнейшем увеличении расхода существует такое значение  $m_1/m_2$  (в данном случае 0.01) при котором тепловой поток становится максимальным, далее с ростом  $m_1/m_2$  тепловой поток падает и после этого всюду сохраняет свой знак  $q_{w1} < 0$ .

Как уже отмечалось выше, молекулярное число Прандтля влияет на коэффициент восстановления температуры, а, следовательно, и на температуру теплоизолированной стенки (1). На рис. 6 показаны результаты расчёта нагрева и охлаждения потоков в устройстве газодинамического энергоразделения для смесей различных газов с низким молекулярным числом Прандтля. Как видно из рисунка, при переходе с воздуха ( $Pr = 0.71$ ) на водород-ксеноновую смесь ( $Pr = 0.18$ ) максимальное охлаждение дозвукового потока увеличивается почти в два раза.

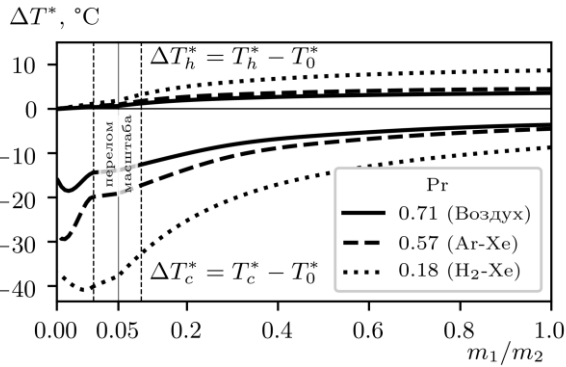


Рис. 6. Влияние вида рабочего тела на величину температурного разделения.  $M_{2, is} = 1.8$ ;  $P_0^* = 13.9$  атм;  $T_0^* = 25$  °C.

### 3. УСТРОЙСТВО ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ С ПРОНИЦАЕМОЙ СТЕНКОЙ

Другим возможным способом использования энергоразделения в пограничном слое может быть использование проницаемых поверхностей.

Если сверхзвуковой поток газа направить в канал с проницаемыми стенками (см. рис. 7), то при определённом запасе давления пристеночные слои газа с температурой близкой к температуре теплоизолированной стенки будут удалены из потока и среднemasовая температура торможения на выходе из такого канала будет отличаться от начальной.

Первые результаты исследования подобного устройства представлены в работе [10]. В работах [11, 12] проведено экспериментальное исследование течения в устройстве, состоящем из сопла и пористой (проницаемой) трубки.

Математические модели такого устройства, по аналогии с предыдущим, разработаны в работе [12].

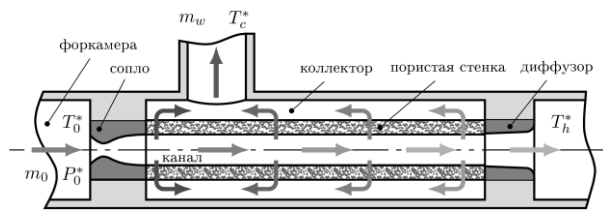


Рис. 7. Схема устройства энергоразделения с проницаемой стенкой

На рис. 8 показано сопоставление экспериментальных и расчётных данных по длине канала с проницаемыми стенками (статическое давление  $p$ ; среднemasовое число Маха  $M$ ; относительный массовый поток через стенку  $\bar{j}_w$  и температура наружной поверхности стенки  $T_w$ ) для случая давления в форкамере  $P_0^* = 3.98$  атм. Как видно из рисунка, данные расчётов хорошо согласуются с экспериментом.

Как видно из рис. 8, на протяжении всей длины давление в канале превышает атмосферное и, следовательно, по всей длине канала реализуется отсос газа ( $\bar{j}_w < 0$ ) через боковую поверхность. Комбинация расходного воздействия и трения приводят к тому, что на некоторой длине ( $x/d_h \approx 27$ ) число

Маха принимает критическое значение  $M = 1$ , а затем число Маха переходит в дозвуковую область течения. Стоит отметить, что переход не сопровождается скачками уплотнения, о чём можно судить по замеренному распределению давления (см. рис. 8). Т.е. имеет место бескачковое торможение сверхзвукового потока в канале постоянного сечения при наличии трения и отсоса. На базе одномерной модели был проведён подробный анализ физической реализации подобного вида течений.

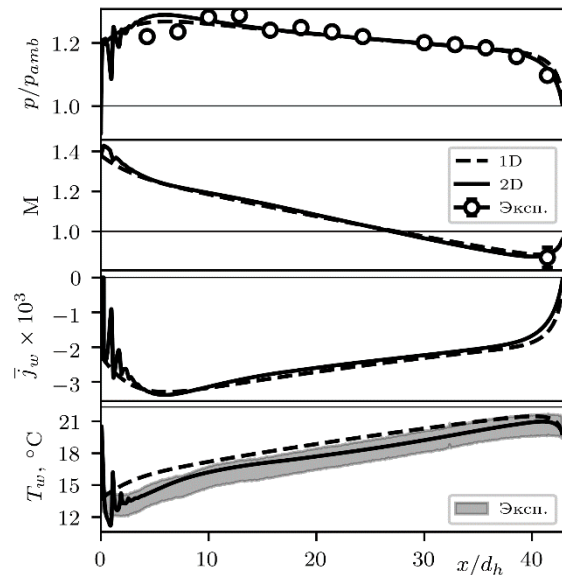


Рис. 8. Изменение основных параметров по длине канала с проницаемыми стенками.  $M_{is} = 1.43$ ;  $P_0^* = 3.98$  атм;  $T_0^* = 22.5$  °C.

Интегральный эффект энергоразделения в устройстве с проницаемой трубкой показан на рис. 9. Значения нагрева  $\Delta T_h^*$  и охлаждения  $\Delta T_c^*$  потоков показаны в зависимости от начального давления в форкамере  $P_0^*$ . Как видно из рисунка, в эксперименте давление в форкамере достигало значения  $P_0^* = 22.5$  атм. При таких высоких давлениях газ уже некорректно считать совершенным, поэтому при моделировании использовалось уравнение состояния реального газа Соаве-Редлиха-Квонга.

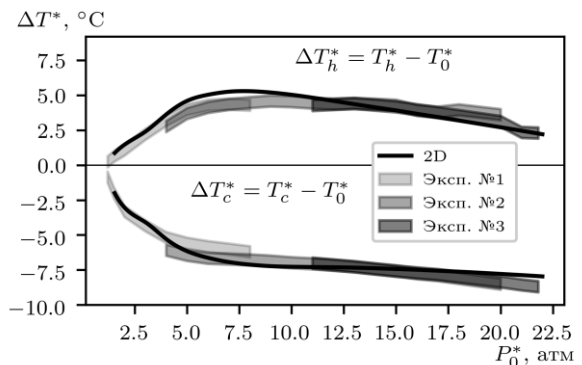


Рис. 9. Нагрев и охлаждение потока при тчении в канале с проницаемыми стенками.  $M_{is} = 1.43$ ;  $T_0^* = 22.5$  °C;  $L/d_h = 45$



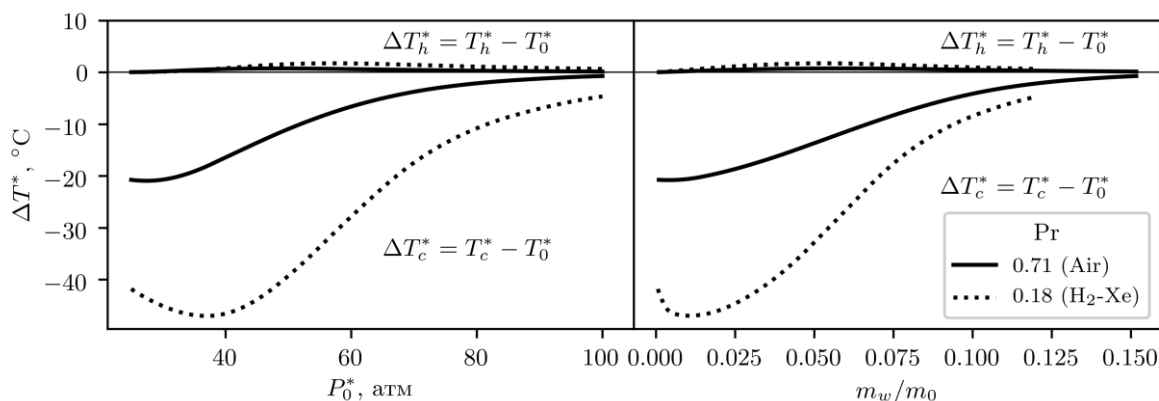


Рис. 10. Влияние вида рабочего тела на величину температурного разделения при течении в канале с проницаемыми стенками.  $M_{is} = 3.0$ ;  $T_0^* = 15^\circ\text{C}$ ;  $L/d_h = 10$

По аналогии с газодинамическим устройством энергоразделения были проведены расчёты с использованием в качестве рабочих тел смесей газов с малым молекулярным числом Прандтля.

Результаты расчётов показаны на рис. 10 в виде зависимости нагрева и охлаждения от начального давления в форкамере  $P_0^*$ , а также соотношения расходов  $m_w/m_0$ , где  $m_w$  — расход через боковую поверхность канала;  $m_0$  — расход на входе в канал (см. рис. 7). Как видно из рис. 10, применение  $\text{H}_2\text{-Xe}$  смеси, в данном случае, увеличивает величину энергоразделения  $\Delta T_c^*$  более чем в два раза.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены два устройства безмашинного энергоразделения, основанные на эффекте отличия температуры теплоизолированной стенки от температуры торможения ядра потока: устройство газодинамического энергоразделения и канал с проницаемой стенкой.

Проведены сопоставления данных физического эксперимента и результатов численного моделирования рассматриваемых устройств.

Показано, что при переходе на смеси газов с малым молекулярным числом Прандтля ( $Pr = 0.2$ ) эффект охлаждения увеличивается почти вдвое (по сравнению с воздухом  $Pr = 0.7$ ).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пиралишвили Ш. А. Вихревой эффект. Т. 1: Физическое явление, эксперимент, теоретическое моделирование. — М., 2013. — 343 с.
2. Eiamsa-ard S., Promvong P. Review of Ranque-Hilsch effects in vortex tubes // Renewable and Sustainable Energy Reviews. — 2008. — No. 12 (7). — P. 1822–1842.
3. Raman G., Srinivasan K. The powered resonance tube: From Hartmann's discovery to current active flow control applications // Progress in Aerospace Sciences. — 2009. — No. 45. — P. 97–123.
4. Леонтьев А.И. Температурная стратификация сверхзвукового газового потока // Докл. РАН. 1997. Т.354. №4. С.475–477.

5. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1974. — 711 с.
6. Измерение равновесной температуры стенки сверхзвукового сопла при течении смеси газов с низким значением числа Прандтля / Ю. А. Виноградов, И. К. Ермолаев, А. Г. Здитовец, А. И. Леонтьев // Известия Российской академии наук. Энергетика. — 2005. — № 4. — С. 128–133.
7. Rudy David H., Weinstein Leonard M. Investigation of turbulent recovery factor in hypersonic helium flow // AIAA Journal. — 1970. — Vol. 8, no. 12. — Pp. 2286–2287.
8. Хазов Д. Е. Численное исследование безмашинного энергоразделения воздушного потока // Тепловые процессы в технике. — 2018. — Т. 10, № 1–2. — С. 25–36.
9. Здитовец А. Г., Виноградов Ю.А., Стронгин М. М. Экспериментальное исследование безмашинного энергоразделения воздушных потоков в трубе Леонтьева // Тепловые процессы в технике. — 2015. — № 9. — с. 397–404.
10. Здитовец А. Г., Виноградов Ю. А., Стронгин М. М. Экспериментальное исследование температурной стратификации воздушного потока, протекающего через сверхзвуковой канал, с центральным телом в виде пористой проницаемой трубки // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. — 2013. — № 5. — С. 134–145.
11. Experimental investigation of energy (temperature) separation of a high-velocity air flow in a cylindrical channel with a permeable wall / A. I. Leontiev, A. G. Zditovets, N. A. Kiselev et al. // Experimental Thermal and Fluid Science. — 2019. — Vol. 105. — Pp. 206–215.
12. Energy separation in a channel with permeable wall / D.E. Khazov, A.I. Leontiev, A.G. Zditovets et al. // Energy. — 2021. — Vol. 239. — P. 122427.

## ЭЛЕКТРОВИХРЕВЫЕ ТЕЧЕНИЯ МЕЖДУ ДВУМЯ ЦИЛИНДРАМИ ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Электровихревые течения возникают в хорошо проводящей жидкости при прохождении через нее электрического тока переменной плотности. В таком случае он взаимодействует со своим собственным магнитным полем, что приводит к возникновению закрученных потоков в среде. Данные течения играют большую роль в задачах электрометаллургии, характеризуя структуру потоков расплавов металлов при электрошлаковом переплаве, электросварке и многих других важных технологических процессах. Нельзя не отметить, что подобные явления имеют также очень большой интерес с фундаментальной точки зрения, приводя к интересным задачам с точки зрения математической физики. Впервые электровихревые течения начали изучаться в Институте физики Латвийского университета еще в 1970-е годы. Эти исследования носили как экспериментальный, так и теоретический характер. Значительный вклад был внесен специалистами Института механики сплошных сред УрО РАН (г.Пермь), Объединенного института высоких температур РАН (г.Москва), Магнитогорского государственного технического университета имени Г.И.Носова, ряда других российских и зарубежных научных центров. Отметим, что первые теоретические исследования были связаны с решением уравнений для движения среды в различных приближениях. Они проводились с использованием спектральных разложений, автомодельных решений и т.д. В то же время, начиная с конца 1990-х годов, когда появилась высокопроизводительная (по сравнению с прошлым) вычислительная техника, все более популярным становится компьютерное моделирование, причем как правило оно проводится с использованием стандартных пакетов, таких как OpenFOAM, ANSYS Fluent и т.д. Это позволяет получить достаточно аккуратные решения, которые с хорошей точностью описывают поведение среды под действием электрического тока. Между тем, важно отметить, что подобные решения, по сути, являются результатами «вычислительных экспериментов», и при этом не позволяют оценить принципиальные особенности поведения решения. В связи с этим роль различных аналитических решений остается весьма существенной. Можно отметить ряд работ, посвященных аналитическому решению задачи об электровихревом тече-

нии в полусферическом сосуде, когда ток растекается от центрального электрода, приводя к полоидальным электровихревым течениям [1][2]. В таком случае задачу можно свести к спектральному разложению решения по собственным функциям одного из дифференциальных операторов. Также весьма интересны результаты, связанные с исследованием движения среды между двумя плоскими электродами одинаковой полярности [3]. В таком случае имеет смысл решение задачи при малых токах в линейном приближении, после чего учесть более тонкие эффекты как нелинейные поправки, рассматриваемые в рамках методов теории возмущений [4].

Настоящая работа посвящена изучению электровихревого течения между двумя цилиндрами, имеющими достаточно большую глубину. (Отметим, что в рамках наших моделей их можно считать полубесконечными.) Предполагается, что внутренний цилиндр играет роль электрода положительной полярности, а внешний – отрицательной. Ток растекается от центральных областей к краям, что приводит к возникновению восходящих потоков около внутреннего цилиндра, и нисходящих – около внешнего. Линии тока жидкости замыкаются около поверхности. Кроме того, система находится в вертикальном магнитном поле, которое приводит к возникновению азимутальной компоненты скорости.

Данная задача может быть решена с помощью прямого численного моделирования. Тем не менее, гораздо больший интерес представляет построение автомодельного решения, использующего ряд физических соображений о характеристиках исследуемого течения. Оно позволяет свести систему уравнений Навье – Стокса к обыкновенным дифференциальным уравнениям. Кроме того, для широкого класса практически важных случаев можно считать токи достаточно малыми, что допускает возможность линеаризации задачи, а значит – получения точных решений сформулированных уравнений.

### 2. УРАВНЕНИЯ ЭЛЕКТРОВИХРЕВОГО ТЕЧЕНИЯ

Будем рассматривать течение, которое описывается уравнениями Навье – Стокса. Напомним, что от внутреннего электрода к внешнему растекается ток, а также присутствует вертикальное магнитное поле

(рис.1). Кроме того, примем во внимание тот факт, что мы рассматриваем достаточно слабые токи. Это приводит к тому, что скорости течений, с одной стороны, невелики, с другой – быстро приходят к стационарным распределениям. Это позволяет пользоваться линейной моделью, в которой также отсутствуют производные по времени.

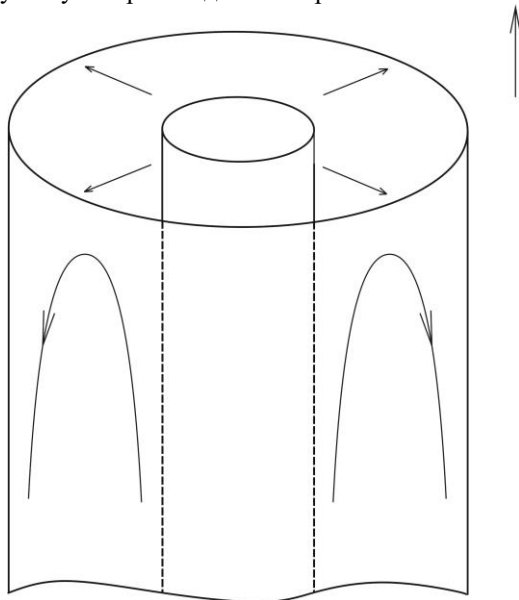


Рис.1 Схематичное изображение рассматриваемого течения.

Для нас будет удобным использование безразмерных переменных, где расстояния измеряются в типичных линейных масштабах  $L$ , а времена – в единицах  $L^2/\nu$ . Ввиду несжимаемости жидкого металла полой часть течения можно описывать при помощи следующего выражения [5]:

$$\vec{v} = \nabla \times (\psi \vec{e}_\varphi) + z \Omega(r) \vec{e}_\varphi,$$

где  $\psi$  - скалярная функция тока,  $\Omega(r)$  - некоторая функция, характеризующая азимутальное вращение. Задача решается в области

$$r_1 < r < r_2; \quad z > 0; \quad 0 \leq \varphi < 2\pi;$$

где  $r_1$  и  $r_2$  - радиусы внутреннего и внешнего электрода, соответственно

В рамках используемого нами класса автомодельности скалярную функцию тока удобно представить в форме:

$$\psi(r, z) = z f(r).$$

Для функции  $f(r)$  можно записать следующее уравнение:

$$f^{(IV)}(r) - \frac{2}{r} f'''(r) + \frac{3}{r^2} f''(r) - \frac{3}{r^2} f'(r) = S r^2,$$

где  $S$  - параметр электровихревого течения. Граничные условия для данной функции будут выглядеть следующим образом:

$$f|_{r=r_1} = f|_{r=r_2} = \frac{df}{dr}|_{r=r_1} = \frac{df}{dr}|_{r=r_2} = 0.$$

Для функции  $\Omega(r)$  можно записать следующее

уравнение:

$$r \frac{d}{dr} \left( \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \Omega) \right) = B,$$

где  $B$  - величина магнитного поля. Граничные условия выглядят так:

$$\Omega|_{r=r_1} = \Omega|_{r=r_2} = 0.$$

Результаты решения задачи для азимутальной скорости показаны на рис.2. Также в задаче имеют место соленоидальные течения, направленные вверх в центральных областях и вниз – вдали от центрального электрода.

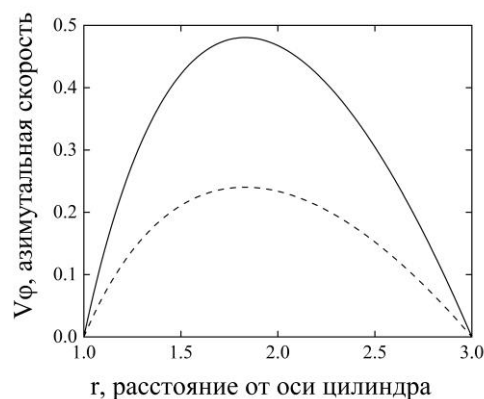


Рис.2 Азимутальная скорость (сплошная линия показывает  $z = 1$ , пунктирная –  $z = 2$ ).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Михайлов, Е.А., Тепляков, И.О. Аналитическое решение задачи об электровихревом течении в полусфере с электродами конечного размера в стоковом приближении
2. Sozou C., Pickering W.M. Magnetohydrodynamic flow in a container due to the discharge of an electric current in a hemispherical container / Sozou C., Pickering W.M. // Journal of Fluid Mechanics, 1976. – V.73. – P.641 – 650..
3. Михайлов, Е.А., Чудновский, А.Ю. Асимптотическое разложение решения уравнения для медленного осесимметричного электровихревого течения между двумя плоскостями / Михайлов Е.А., Чудновский А.Ю. // Сибирский журнал индустриальной математики, 2020. – Т.23. – С.88 – 100.
4. Ивочкин, Ю.П., Тепляков, И.О., Гусева, А.А., Токарев, Ю.Н. Численное и экспериментальное исследование структуры закрученного электровихревого течения / Ивочкин И.О., Тепляков Ю.П., Гусева А.А., Токарев Ю.Н. // Тепловые процессы в технике, 2012. – 8. – С.345 – 352
5. Бояревич В.В., Фрейберг Я.Ж., Шилова Е.И., Щербинин Э.В. Электровихревые течения / Рига: Зинатне, 1985. – 315 с.

*И.В. Колесниченко*<sup>1</sup>, *Р.И. Халилов*<sup>1</sup>, *А.В. Шестаков*<sup>1</sup>, *А.Н. Крылов*<sup>2</sup>, *В.В. Пахолков*<sup>2</sup>,  
*А.М. Павлинов*<sup>1</sup>, *А.Д. Мамыкин*<sup>1</sup>, *А.Ю. Васильев*<sup>1</sup>, *С.А. Рогожкин*<sup>2</sup>, *П.Г. Фрик*<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт механики сплошных сред УрО РАН,  
614013, Пермь, Академика Королева, 1

<sup>2</sup>ОКБМ им. Африкантова  
603074, Нижний Новгород, Бурнаковский проезд, 15

## **ПЕРЕМЕШИВАНИЕ РАЗНОТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОТОКОВ ЖИДКОГО НАТРИЯ**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Повышение безопасности эксплуатируемых и проектируемых реакторных установок является одной из основных задач в отрасли. Несмотря на действующие консервативные подходы при проектировании и изготовлении оборудования, во время эксплуатации РУ БН были зафиксированы случаи разгерметизации оборудования и трубопроводных систем, приводящие к истечению натриевого теплоносителя.

В октябре 1993 г. на РУ БН-600 произошла течь натрия в тройнике системы очистки теплоносителя первого контура [1]. Причиной послужило воздействие на тройник пульсаций температур, возникших в результате смешения разнотемпературных потоков натрия. Термоциклическая усталость материала стенок тройника привела к его разгерметизации. С аналогичной проблемой столкнулись и на французском реакторе Phenix, где после 90000 часов работы произошла разгерметизация главных трубопроводов двух из трех петель второго контура, в месте расположения сварного соединения [2]. На расстоянии 160 мм до сварного соединения в главный трубопровод врезан патрубок меньшего диаметра, по которому подавался натрий, имеющий температуру на 90 градусов выше, чем в основном потоке. Попеременное воздействие более нагретого (горячего) и менее нагретого (холодного) теплоносителя привело к появлению течи.

Данные инциденты свидетельствуют о недостаточной изученности процесса смешения неізотермических потоков натриевого теплоносителя в Т-образных соединениях труб и необходимости уделять особое внимание этому явлению при проектировании и эксплуатации РУ БН. Опасность течи из натриевых контуров связана с одной из особенностей натрия, а именно его высокой химической активностью по отношению к воздуху и воде. Мировая практика насчитывает немало количество экспериментальных исследований по смешению разнотемпературных потоков [3-5], однако данные эксперименты, в основном, проводились на воде. Также исследование проводились на сплаве Розе [6]. Гидродинамика и теплообмен натрия в условиях, характерных для РУ БН, имеют свои существенные особенности и отличия. К числу специфических свойств, присущих натриевому теплоносителю, относится его высокая теплопроводность, намного

превышающая теплопроводность других типов теплоносителей, при сравнительно небольшой кинематической вязкости. Это означает, что молекулярный перенос тепла в жидком металле протекает интенсивнее, чем молекулярный перенос количества движения. Молекулярная теплопроводность в турбулентном потоке натрия дает основной вклад в поперечный перенос тепла не только в пристенном слое, но и в ядре потока [7]. Высокая теплопроводность натрия, так же обеспечивает значительные, по сравнению с водой или газом, коэффициенты теплоотдачи и малые перепады температур между теплоносителем и поверхностью, что приводит к проникновению пульсаций температур вглубь стенки.

Исследование процесса теплопереноса в жидкометаллическом теплоносителе на эксплуатируемых РУ не представляется возможным по следующим причинам: малое количество точек измерения, трудности по установке новых датчиков, опасность появления течи. Наиболее полную информацию о трехмерных процессах теплообмена можно получить с помощью методов вычислительной гидродинамики (CFD коды), возможности которых расширились с появлением современных компьютерных технологий [8]. При таком подходе важным является вопрос верификации кодов на адекватность реализованных в них моделей реальным физическим процессам. Наиболее представительные с точки зрения верификации CFD кодов экспериментальные данные по перемешиванию разнотемпературных потоков теплоносителя возможно получить только на натриевых стендах, что и послужило причиной проведения данного исследования.

### **2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА**

Экспериментальные исследования проводились на модели тройника. Тройник представлял собой Т-образное перпендикулярное соединение прямых труб из нержавеющей стали (рис. 1), толщина стенки труб 1,45 мм, внутренний диаметр 39,5 мм. Горячий натрий циркулирует на проход, холодный натрий подводится через боковой подводящий трубопровод. Нестационарное турбулентное перемешивание разнотемпературных потоков жидкометаллического теплоносителя приводит к появлению температурных пульсаций в ядре потока, но отдельные вихри горячего и холодного

натрия достигают внутренней поверхности трубопровода, что в свою очередь вызывает пульсации температур в металлоконструкции тройника.

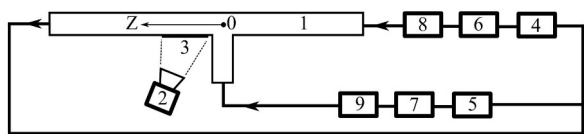


Рис. 1. Схематическое изображение установки (пояснения в тексте)

Выбранная толщина стенки модели тройника обеспечивает низкую тепловую инерционность, что позволяет измерять пульсации температур на внешней поверхности контура с помощью тепловизора. Тройник окружен тепловым кожухом, в котором размещены два окна из селенида цинка, обеспечивающих пропускание ИК-излучения и возможность использования тепловизора 2 для измерения пульсаций температуры на наружной поверхности 3 тройника. Наружная поверхность каналов тройника и внутренняя поверхность кожухов покрыты термостойкой краской для повышения точности определения температуры. Конструкция кожухов и выбранный угол зрения позволяют изучать тепловизором исследуемую область выходного патрубка тройника. Для исследования эволюции поля температуры на поверхности труб с натрием использовался тепловизор модели «FLIR SC5000» с его стандартным объективом для работы в ИК диапазоне.

Тройник 1 встроен в натриевый контур ИМСС УрО РАН [9] (рис. 1). В состав контура входят: нагреватель 4, конструктивно объединенный со своим расширительным баком, холодный теплообменник 5 с воздушным охлаждением, конструктивно объединенный со своим расширительным баком. Течение жидкого натрия обеспечивалось коаксиальными электромагнитными насосами бегущего поля 6 (насос горячей ветки) и 7 (насос холодной ветки) [10]. Расход жидкого натрия определялся электромагнитными расходомерами [11] 8 в горячей и 9 в холодной ветках. Температура натрия контролировалась термопарами, установленными на входах в тройник, где также установлены выравниватели потока. Основной контур выполнен без механических клапанов и вентилях, что позволило снизить гидравлическое сопротивление контура. Элементы контура соединяются трубопроводами из нержавеющей стали с внутренним диаметром 68 мм. Вся регулировка расхода по каждой ветке контура осуществляется с помощью электромагнитных насосов, которые обеспечивают более устойчивое управление расходом в широком диапазоне. Контур окружен тепловым кожухом с системами термостабилизации и пожаротушения, а также снабжен системами хранения, заливки и очистки натрия, вакуумной и аргоновой системами.

Тепловизор выдает видеофайл с двумерным изображением с разрешением кадров 320 на 256 пикселей глубиной 14 бит. Во время эксперимента достигается стационарное состояние с выбранными значениями расходов и температур (табл. 1). Затем производится съемка поля температуры в течение 30 минут с частотой кадров 50 Гц. Эти результаты позволяют изучить характер распределения поля температуры и пульсаций. Наиболее достоверные значения температуры располагаются на образующей цилиндра канала, расположенной на кратчайшем расстоянии от тепловизора, что обусловлено криволинейностью поверхности канала. Поэтому, исследование температуры производилось в нескольких точках, расположенных на этой образующей. Координаты этих точек из системы координат, связанной с изображением тепловизора, переводятся в систему координат, связанную с тройником, центр которой расположен в точке пересечения трубопроводов тройника, а ось Z направлена вдоль течения потока смешения (рис. 1).

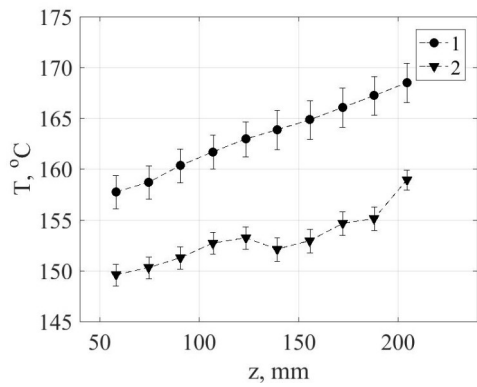
### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В ходе цикла исследований изучен процесс смешения при разных наборах параметров. В табл. 1 в качестве примера указаны значения параметров для двух режимов, которые, следуя классификации в [4], обеспечивают генерацию малого вихря рециркуляции (wall jet) вблизи стенки (режим 1), либо более крупную структуру струйного течения (re-attached jet) (режим 2), которая обеспечивает менее стабильную зону рециркуляции большего масштаба.

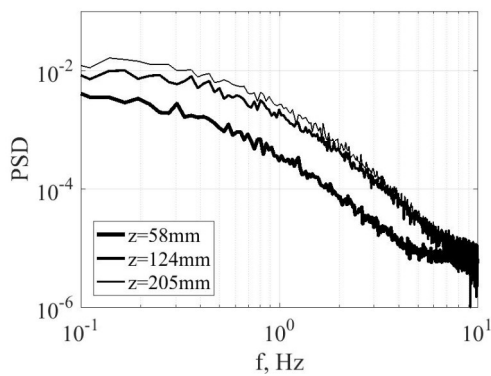
Таблица 1. Значения параметров двух изученных режимов

Параметр	Режим 1	Режим 2
Расход горячей ветки, л/с	1,042	0,915
Расход холодной ветки, л/с	0,493	0,830
Число Рейнольдса в зоне смешения	48000	54000
Температура в горячей ветке, С	204	186
Температура в холодной ветке, С	151	141

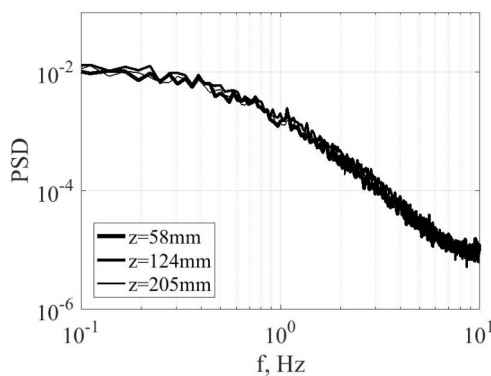
Зависимости средней температуры от координаты вдоль образующей показывают монотонный рост для режима 1 и неравномерный рост с провалом в центральной части для режима 2 (рис. 2а). В последнем случае именно туда попадает струя с более холодным натрием. При этом среднеквадратичные отклонения в первом режиме нарастают вдоль потока, а во втором случае существенно не изменяются. Об этом же свидетельствуют Фурье-спектры, приведенные для двух крайних и центральной точек исследуемой области (рис. 2б, в).



а



б

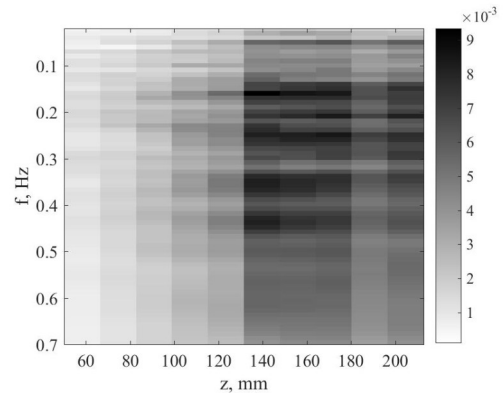


в

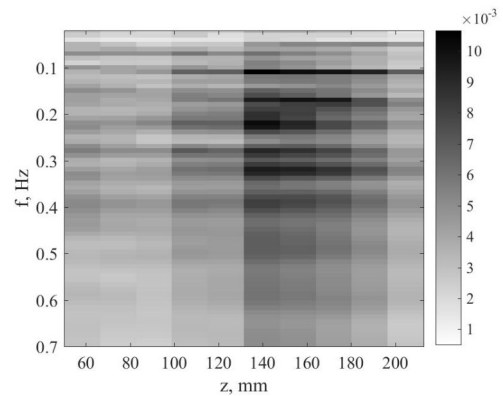
Рис. 2. Зависимость температуры от координаты для двух режимов (а); Фурье-спектры для трех выбранных точек для режима 1 (б) и режима 2 (в).

При визуальном анализе эволюции температурных полей видно, что по поверхности трубопровода вдоль течения распространяются нерегулярные, но повторяющиеся структуры сложной формы. Частоту колебания не удастся определить с помощью Фурье-анализа, что и видно на спектрах (рис. 2б, в), поэтому для определения средней частоты использовался вейвлет-анализ. Он лучше всего подходит для анализа нерегулярных сигналов. Вейвлет-спектрограммы всех сигналов температуры в выбранных точках позволили выявить наличие нерегулярных всплесков температуры в ходе замера. Тем не менее, на вейвлет-спектрах присутствует область с выделенными частотами. Все вейвлет-спектры для всех точек измерений объединены на диаграммах (рис. 3а, б). Темная область на диаграммах показывает область частот колебаний, характерных

для данного процесса. В данном случае наибольшая интенсивность колебаний лежит в дальней области по потоку. При этом в первом режиме (рис. 3а) область характерных частот лежит в интервале 0,1-0,5 Гц, и она менее локализована, чем во втором режиме (рис. 3б), которая лежит в интервале 0,1-0,35 Гц.



а



б

Рис. 3. Диаграмма вейвлет-спектров для десяти выбранных точек вдоль исследуемой области для режима 1 (а) и режима 2 (б).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, получены уникальные экспериментальные данные по смешению разнотемпературных потоков натриевого теплоносителя, необходимые для проведения верификации CFD кодов. Подтверждение адекватности реализованных в CFD кодах моделей будет способствовать их внедрению в инженерную практику, что позволит повысить безопасность эксплуатируемых и проектируемых РУ БН.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Безопасность АЭС с реакторами на быстрых нейтронах** / Кузнецов И.А., Поплавский В.М. М.: ИздАт, 2012.
2. **Validation of fast reactor thermomechanical and thermohydraulic codes.** Final report of co-ordinated research project. International atomic energy agency, Vienna, IAEA-TECDOC-1318, 2002.
3. **Westin J.** Thermal mixing in a T-junction. model tests at vattenfall research and development ab 2006. boundary conditions and list of available data for CFD validation.

- Report Memo U 07-26, Vattenfall R&D AB, Alvkarleby, Sweden, 2007. P. 1–17.
4. **Hosseini S.M., Yuki K., and Hashizume H.** Classification of turbulent jets in a t-junction area with a 90-deg bend upstream // *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2008. Vol. 51. P. 2444–2454.
  5. **Chen M.-S., Hsieh H.-E., Zhang Z.-Yu and Pei B.S.** Experimental investigation of thermal mixing phenomena in a tee pipe // *Kerntechnik*, 2015. Vol. 80. No 2. P. 116–123.
  6. **Кашинский О., Лобанов П., Курдюмов А., Прибатурин Н.** Экспериментальное моделирование течения жидкометаллического теплоносителя в Т-образном смесителе // *Журнал технической физики*, 2016, Т. 86. С. 145-147.
  7. **Жидкометаллические теплоносители** / Боришанский В.М., Кутателадзе С.С., Новиков И.И. и др. М.: Атомиздат, 1967.
  8. **Рогожкин С.А., Аксенов А.А., Жлуктов С.В., Осипов С.Л., Сазонова М.Л., Фадеев И.Д., Шепелев С.Ф., Шмелев В.В.** Разработка модели турбулентного теплопереноса для жидкометаллического натриевого теплоносителя и её верификация // *Вычислительная механика сплошных сред*, 2014. Т. 7. № 3. С. 306–306.
  9. **Kolesnichenko I., Khalilov R., Shestakov A. and Frick P.** ICM two circuit sodium loop: a tool to study the mixing of flows with different temperature // *Magnetohydrodynamics*, 2016. Vol. 52. No 1. P. 87–94.
  10. **Khalilov R. and Kolesnichenko I.** Annular linear induction pump for liquid sodium // *Magnetohydrodynamics*, 2015. Vol. 51. No 1. P. 95–103.
  11. **Khalilov R., Kolesnichenko I., Mamykin A. and Pavlinov A.** A combined liquid sodium flow measurement system // *Magnetohydrodynamics*, 2016. Vol. 52. No 1. P. 53–60.



## ИССЛЕДОВАНИЕ МГД И ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В КОМБИНИРОВАННОМ КАНАЛЕ В СИСТЕМЕ ДВОЙНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Тяжелые жидкометаллические (ЖМ) теплоносители (свинец и его сплавы) рассматриваются для охлаждения активной зоны реакторов на быстрых нейтронах, экспериментальных модулей blankets ИТЭР, blankets гибридного реактора (термоядерного источника нейтронов).

Геометрия blankets предполагает сложные коробчатые конструкции системы теплообменных каналов, которые в отличие от труб плохо выдерживают нагрузки давления, температуры и деформации. Поэтому перспективны системы двойных каналов, когда конструкцию blankets пронизывают трубы с текущим теплоносителем, а межтрубное пространство заполнено средой неподвижного ЖМ с невысоким давлением.

Ртуть, как модельная жидкость класса тяжелых ЖМ, позволяет детально измерить локальные характеристики гидродинамики и теплоотдачи в трубах и каналах в условиях турбулентного теплообмена, осложненного свободной конвекцией и сильными магнитными полями (МП).

Существующий ЖМ комплекс, состоящий из трех ртутных МГД-стендов, расположенных в НИУ МЭИ и ОИВТ РАН позволяет изучать МГД и теплообмен в не исследованных ранее конфигурациях неизотермического течения в продольном или поперечных магнитных полях [1, 2]. Применение зондовых методик измерений позволяет получать более надежные данные и переносить их методами подобия на реальные теплоносители, а также верифицировать расчетные коды.

В работе рассматривается комбинированный канал с двойными стенками «канал – труба» (рис. 1 а): в трубе – вынужденное течение, в межтрубном пространстве – свободно-конвективное или магнито-конвективное. Измерения проводились при однородном обогреве стенок канала, в диапазоне чисел Рейнольдса  $Re=(5-90)\cdot 10^4$ , Грасгофа  $Gr$  до  $10^8$ , в поперечном МП с числами Гартмана  $Na=0-500$ .

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальное исследование проводилось на ртутном стенде ОИВТ РАН. Исследуемая схема течения ЖМ и контура показаны на рис. 1. На

существующем стенде была смонтирована петля естественной циркуляции, связанная с межтрубным пространством канала. Петля включает два вертикальных участка: первый представляет собой квадратный канал, на который смонтирован нагреватель косвенного нагрева, обеспечивающий условие  $q_c = \text{const}$  длиной 0.8 м, внутри которого коаксиально расположена круглая труба, на другой – холодильник типа «труба в трубе» с водяным охлаждением и регулировочный вентиль. Рассматривается вынужденное подъемное течение ртути в обогреваемой трубе с внутренним диаметром  $d=18$  мм и толщиной стенки 1.0 мм. Труба расположена по оси квадратного канала, со стороны внутри 32 мм и толщиной стенки 1.5 мм. Плотность теплового потока  $q_c$  достигает  $40 \text{ кВт/м}^2$ , индукция поперечного МП  $B - 0.92 \text{ Тл}$ .

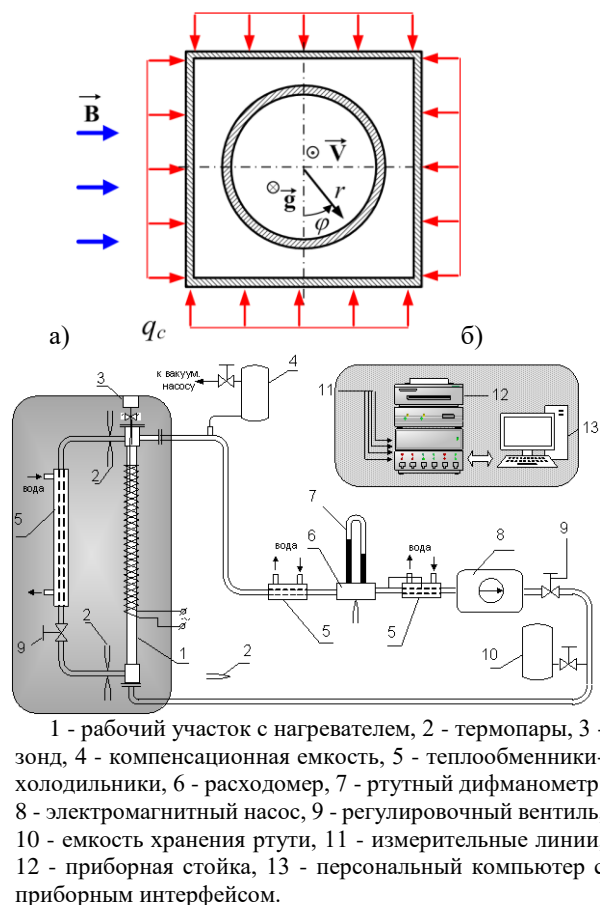


Рис. 1. Исследуемый канал в сечении (а) и схема контура с петлей естественной циркуляции (б).

Для проведения измерений профилей температуры по длине канала использовался изготовленный многотермопарный зонд типа «гребенка». На рис. 2 показаны вид сбоку и с торца канала. Размер королька каждой из микротермопар ~0.2 мм, термопары определяют температуру с точностью ~ 0.2 °С. Зонд можно перемещать по длине трубы и поворачивать на любой угол.

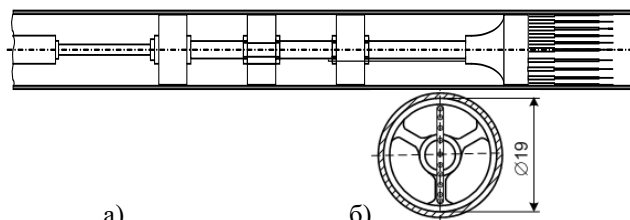


Рис. 2. Продольный микротермопарный зонд типа «гребенка»: а) вид сбоку; б) вид с торца трубы.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Характерные результаты измерений в круглой трубе при различных режимах работы внешнего контура (квадратный канал) представлены на рис. 3-4.

Эксперименты проводились в следующем порядке: I- петля естественной циркуляции перекрыта; II- петля естественной циркуляции полностью открыта, охлаждение выключено; III- петля открыта полностью, охлаждение включено.

На рис. 3 представлено распределение безразмерной температуры стенки  $\Theta_c$  по периметру сечения трубы. Измерения проводились в сечении трубы, удаленном на расстояние  $z/d=38$ . Безразмерная температура стенки рассчитывается

$$\text{как } \Theta_c = \frac{(T_c - \bar{T})\lambda}{q_c d}, \text{ где } d - \text{ диаметр трубы, } \lambda -$$

теплопроводность ртути,  $\bar{T}$  - среднemasовая температура. В режиме I в отсутствии магнитного поля распределение температуры стенки практически однородно и оказывается на уровне турбулентных значений  $Nu_T = \frac{1}{\Theta_c} = 7 + 0,025Pe^{0,8}$

В магнитном поле температура стенки повышается, но остается ниже ламинарных значений  $Nu_{Ha,l} = 7$ . Распределение неоднородно, присутствуют два локальных максимума и минимума.

В режиме II, при открытой петле естественной циркуляции, теплоотдача улучшается, температура стенки падает вследствие естественной циркуляции.

В магнитном поле теплоотдача также улучшается вследствие возникновения магнитоконвекции и работы внешней петли в режиме МГД насоса. При этом эффект оказывается сильнее чем при режиме естественной циркуляции при отсутствии магнитного поля.

В режиме III добавляется охлаждение петли естественной циркуляции. При этом температура

стенки еще снижается в отсутствии магнитного поля и незначительно снижается при его наличии.

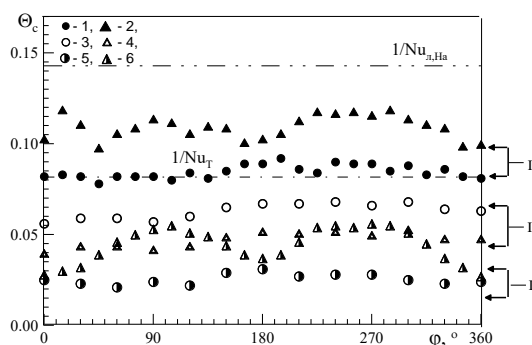


Рис. 3 Распределение безразмерной температуры стенки  $\Theta_c$  в сечении  $z/d=38$  трубы  $Re=35000$ ,  $q_c=30$  кВт/м<sup>2</sup>  
I – петля перекрыта: 1 -  $Ha=0$ , 2 -  $Ha=200$ ;  
II – петля открыта: 3 -  $Ha=0$ , 4 -  $Ha=200$ ;  
III – петля открыта + охлаждение: 5 -  $Ha=0$ , 6 -  $Ha=200$ .

На рис. 4 представлено распределение безразмерной температуры стенки по длине трубы (в плоскости  $\varphi = 0^\circ$ ) для трех ранее описанных режимов. Эти данные позволяют получить информацию о длине начального термического участка.

В режиме I существенно длинна начального термического участка.

В режиме II длинна начального термического участка значительно сокращается.

В режиме III стабилизации не наблюдается.

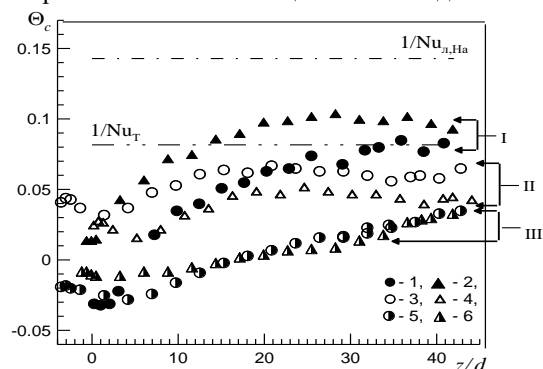


Рис. 4 Распределение безразмерной температуры стенки  $\Theta_c$  по длине трубы ( $\varphi = 0$ )  $Re=35000$ ,  $q_c=30$  кВт/м<sup>2</sup>:  
I – петля перекрыта: 1 -  $Ha=0$ , 2 -  $Ha=200$ ;  
II – петля открыта: 3 -  $Ha=0$ , 4 -  $Ha=200$ ;  
III – петля открыта + охлаждение: 5 -  $Ha=0$ , 6 -  $Ha=200$ .

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Генин Л.Г., Листратов Я.И., Свиридов В.Г., Жилин В.Г., Ивочкин Ю.П., Е.В., Разуванов Н.Г. Экспериментальные исследования гидродинамики и теплообмена жидких металлов в магнитных полях. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: термоядерный синтез. Выпуск 4. – М. 2003. – с. 35-44
2. V.G. Sviridov, N.G. Razuvanov, Yu.P. Ivochkin, Ya.I. Listratov, E.V. Sviridov., L.G.Genin, V.G. Zhilin, I. A. Belyaev. Liquid Metal Heat Transfer Investigations Applied to Tokamak Reactor/ Proceeding of the International Heat Transfer Conference IHTC14, August 8-13, 2010, Washington, DC, USA, p.1-8

## УПРАВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИЛ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Генерация течения расплавленного металла в цилиндрической ячейке с помощью переменного магнитного поля широко применяется в металлургическом производстве [1-6]. Течение необходимо создавать перед процессом кристаллизации [4,6,8]. Это позволяет существенно улучшить свойства получающегося слитка, а именно, добиться однородного распределения примесей и размера зерна [4,8]. Это достигается, в том числе, гомогенизацией температуры жидкого металла в ячейке [1-3,8]. При этом цилиндрический слиток может кристаллизоваться либо в стационарном тигле [4,8], либо в тигле машины непрерывного литья [1,2]. Для цилиндрической формы слитка удобнее всего использовать вращающееся переменное магнитное поле [1]. Основной проблемой в данном случае является слабая интенсивность полоидального течения и, как следствие, неоднородность перемешивания и распределения температуры. Одним из способов преодоления этой проблемы является добавление бегущего магнитного поля, создающего полоидальное течение в цилиндрической ячейке [3,5-10]. Это существенно улучшает перемешивание. Однако это позволяет реализовать только два типа течения с ограниченными возможностями управления их топологией [8-10]. А также эта схема увеличивает размер и массу индуктора и ограничивает возможность сделать индуктор разборным по секциям. Другим способом преодоления проблемы является нестационарность электропитания индуктора, что достигается модуляцией, сменой направления движения поля, либо чередованием включения и отключения питания [4]. Это также существенно улучшает перемешивание. Тем не менее, описанными выше способами можно генерировать только классическое бегущее либо вращающееся магнитное поле. Таким образом, интерес представляет поиск и исследование других способов усложнения топологии переменного магнитного поля и, как следствие, течения, для получения еще более эффективного перемешивания.

В нашей работе мы закладываем метод поиска такого способа перемешивания с применением индуктора нового типа (рис. 1). Он представляет собой набор обмоток, размещенных в пространстве на ферромагнитном сердечнике сложной формы. Ключевой особенностью индуктора является то, что каждой обмоткой можно управлять независимо от

остальных. Это позволяет управлять напряжением, сдвигами фазы и частотами питания каждой обмотки или групп обмоток. С помощью такого индуктора можно реализовать сложную пространственно-временную конфигурацию переменного магнитного поля в ячейке. Еще одним преимуществом данной конструкции является то, что она компактнее традиционных аппаратов подобного типа и состоит из секций. Это позволяет встроить наш индуктор в существующие производственные процессы и аппараты без необходимости их модернизации и даже остановки.

В работе рассматривается случай генерации течения жидкого металла в вытянутой цилиндрической полости при помощи внешнего переменного магнитного поля. Исследуется случай вращающегося магнитного поля, создающего электромагнитную силу, азимутальная компонента которой меняет свое направление вдоль оси цилиндра. Расчетная область представляет собой цилиндр с высотой 0,3 м и диаметром 0,1 м. Материальные параметры жидкого металла соответствуют свойствам галлиевой эвтектики (87,5% Ga+10,5% Sn+2% Zn, плотность  $\rho = 6256 \text{ кг/м}^3$ , электропроводность  $\sigma = 3,56 \cdot 10^6 \text{ См}$ , кинематическая вязкость  $\nu = 3,1 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ , скорость звука в среде  $c = 2828 \text{ м/с}$ ), на которой выполняются экспериментальные исследования. Целью работы является определение влияния параметров генерируемого течения на ход теплофизических процессов в ячейке.

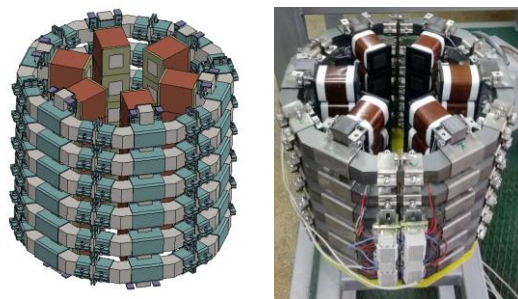


Рис. 1. Схема и фото индуктора

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Математическая модель задачи записывается в трехмерной постановке и основывается на уравнениях Навье-Стокса, дополненных электромагнитной силой  $f_L$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{v} + \frac{\mathbf{f}_L}{\rho},$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (1)$$

и граничных условиях, определяющихся фиксированными значениями электрического потенциала на аноде и катоде, а прочие поверхности считаются изолирующими.

Упрощенная запись уравнений (1) вместо общих уравнений магнитной гидродинамики допустима благодаря использованию безындукционного приближения. Данный подход также упрощает решение задачи, поскольку представляется возможным разделить решение ее электромагнитной и гидродинамической частей. Используется коммерческий пакет программ ANSYS. Сначала в ANSYS Emag осуществляется расчет трехмерного поля электромагнитной силы. Используется неструктурированная сетка и гармонический решатель. Далее, полученное распределение силы Лоренца при помощи пакета Matlab транслируется на неструктурированную сетку, применяемую при решении уравнений гидродинамики в ANSYS Fluent, а турбулентность описывается при помощи k-omega модели. Задача теплопереноса и кристаллизации решается в трехмерной нестационарной постановке. Для решения системы уравнений применяется алгоритм SIMPLE. Все расчеты начинаются из состояния равновесия.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальное исследование проводилось с помощью имеющегося индуктора. В качестве рабочего тела использовался цветной металл в твердом и жидком состоянии. В первом случае в индуктор помещался цилиндрический образец из твердого алюминиевого сплава (рис. 2). С помощью внешней измерительной системы определялась зависимость момента электромагнитной силы, действующей на цилиндр, от частоты электрического тока, питающего обмотки. Этот эксперимент был необходим для верификации электродинамической части математической модели.

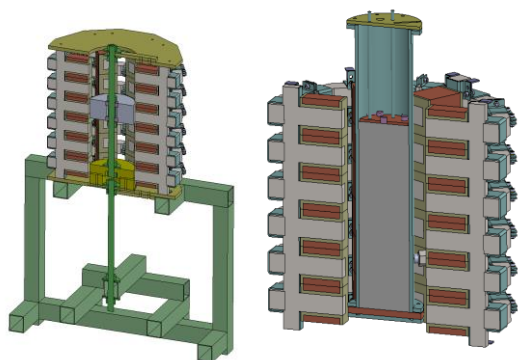


Рис. 2. Схема экспериментов, разрез: слева — электродинамический, справа — гидродинамический.

Гидродинамические характеристики процесса получены с помощью ультразвукового доплеровского анемометра. Галлиевая эвтектика заливалась в цилиндрическую ячейку, стенки которой выполнены из нержавеющей стали (рис. 2).

Нижний торец ячейки представлял собой теплообменник. Верхний торец ячейки представлял собой стенку, в которую были вмонтированы цилиндрические датчики ультразвукового доплеровского анемометра. Датчики и прибор позволяют регистрировать профили аксиальной компоненты скорости жидкого металла в аксиальном направлении и движение фронта кристаллизации. Они способны в мультиплексном режиме сохранять эволюцию пяти профилей скорости. В эксперименте сохранялись: один профиль вдоль оси и четыре в пристеночных областях. Данная методика не способна регистрировать турбулентные характеристики течения, но уверенно определяет длинноволновые колебательные режимы частотой до 5 Гц.

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

В первую очередь была определена зависимость электромагнитной силы от частоты тока в обмотках индуктора, при этом как в экспериментах, так и в расчетах сила тока была зафиксирована. Расчеты хорошо воспроизвели положение экстремума в зависимости момента от частоты (рис. 3), что говорит о надежности электродинамической части математической модели.

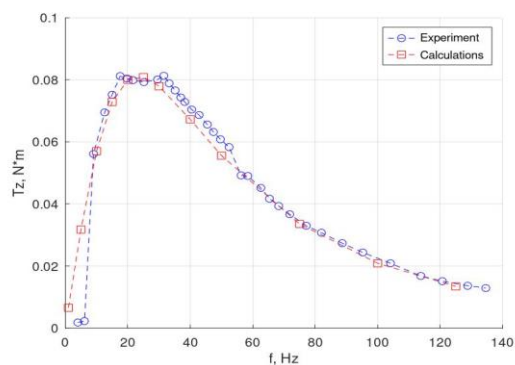


Рис. 3. Зависимость момента электромагнитной силы от частоты тока в обмотках индуктора.

Результаты, полученные ультразвуковым доплеровским анемометром, показали, что в режиме вращающегося поля возникает вторичное течение, вызванное экмановской подкачкой. С увеличением скорости вращения, аксиальная проточность вторичных вихрей уменьшается, но интенсивность течения при этом увеличивается (рис. 4). Результаты показаны для случая, когда электромагнитная сила сосредоточена в центральной области по высоте ячейки. Диаграммы скорости, на которых цветом отображается эволюция значения скорости вдоль профиля во времени (рис. 5) показали наличие явных крупномасштабных колебаний с выделенной частотой при умеренных интенсивностях вращающегося течения, незначительные колебания при малых интенсивностях, и неопределенно-



хаотический процесс при больших интенсивностях вращения.

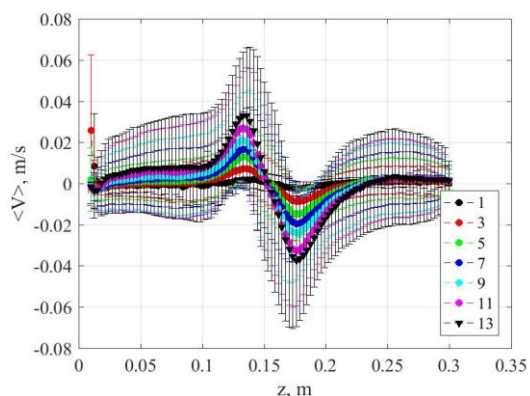


Рис. 4. Пристеночные профили аксиальной компоненты скорости, полученные ультразвуковым доплеровским анемометром для разных величин тока, питающего обмотки.

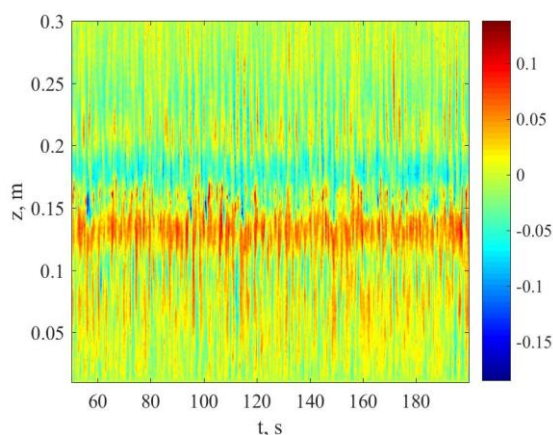


Рис. 5. Диаграмма пристеночного профиля аксиальной компоненты скорости.

Численные исследования эволюции поля скорости для разных режимов включения индуктора показали, что даже в режиме только вращающегося магнитного поля можно получить течение с интенсивными как тороидальными, так и полоидальными компонентами (рис. 6).

Для количественного подтверждения этого вывода были изучены зависимости кинетической энергии для полоидальной  $E_{pol}$  и тороидальной  $E_{tor}$  компонент поля скорости от времени. На рис. 7 построены зависимости значений этих энергий, осредненных на равновесном участке их эволюции, от силового параметра  $F_0$ . Этот силовой параметр характеризует интенсивность электромагнитных сил, действующих на жидкий металл ячейки.

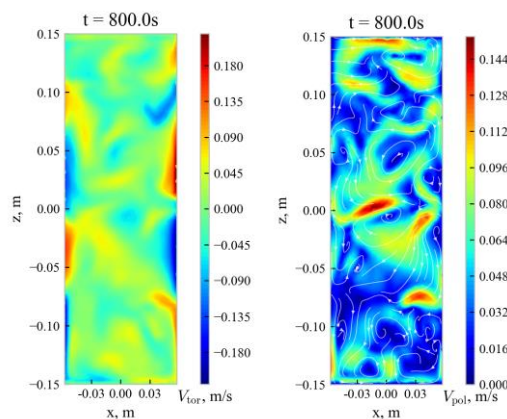


Рис. 6. Пример расчетной тороидальной (слева) и полоидальной (справа) компоненты поля скорости в вертикальном сечении цилиндрической ячейки.

Произведено сравнение двух конфигураций: в конфигурации А направление азимутальной компоненты электромагнитной силы не изменяется по высоте, а в конфигурации В происходит ее изменение по высоте. Увеличение силового параметра приводит к увеличению кинетических энергий течений (рис. 7). Однако зависимость отношения энергий тороидальной компоненты течения к полоидальной от силового параметра (рис. 8) показывает, что в конфигурации А полоидальное течение на несколько порядков менее интенсивное, чем тороидальное. Для конфигурации В энергии этих двух компонент примерно равны, что говорит о более равномерном перемешивающем эффекте и выравниванию температуры в объеме ячейки.

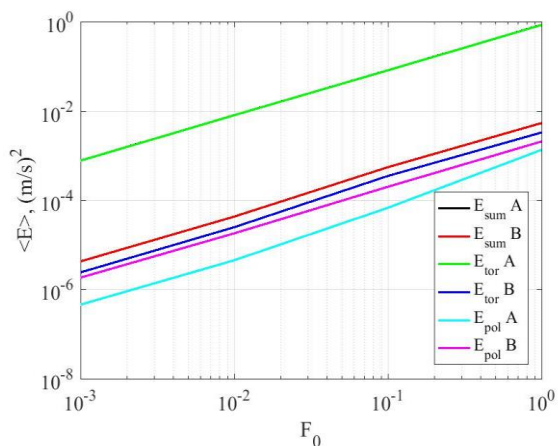


Рис. 7. Зависимость средних по объему энергий от силового параметра.

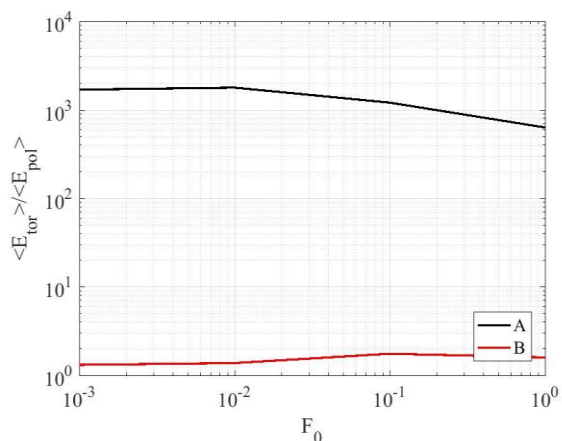


Рис. 8. Зависимость отношения энергии тороидального течения к энергии полоидального от силового параметра.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты численного и экспериментального исследования процессов в жидком металле под действием нового индуктора переменного магнитного поля на примере самого простого режима. В этом режиме реализуются вращающиеся магнитные поля, создающие электромагнитную силу, азимутальная компонента которой меняет свое направление вдоль оси ячейки. Это приводит к появлению торсионного воздействия на жидкий металл в ячейке. Показано, что даже этот режим существенно усложняет вид как азимутального, так и полоидального течения по области ячейки. Возникающее течение сопровождается колебательным движением вихревых структур по области и взаимодействием между ними. Это приводит к эффективному перемешиванию жидкого металла и выравниванию поля температуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ и Пермского края 20-48-596015\_p\_НОЦ\_Пермский край.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Davidson P.A. and Hunt J.C.R. Swirling recirculating flow in a liquid metal column generated by a rotating magnetic field // *Journal of Fluid Mechanics*, 1987. Vol. 185. P. 67
2. Moffatt H.K. Electromagnetic stirring // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1991. Vol. 3. P. 1336-1343
3. Cramer A., Pal J. and Gerbeth G. Experimental investigation of a flow driven by a combination of a rotating and a traveling magnetic field // *Physics of Fluids*, 2007. Vol. 19. P. 7285-7294
4. Willers B., Eckert S., Nikrityuk P.A., Rübiger D., Dong J., Eckert K. and Gerbeth G. Efficient melt stirring using pulse sequences of a rotating magnetic field: Part II. // *Application to solidification of Al-Si alloys Metallurgical and Materials Transactions B: Process Metallurgy and Materials Processing Science*, 2008. Vol. 39. P. 304-316

5. Denisov S., Mann M. and Khripchenko S. MHD stirring of liquid metal in cylindrical mould with free surface // *Magnetohydrodynamics*, 1997. Vol. 33. P. 365-374
6. Denisov S., Dolgikh V., Kolesnichenko I., Khalilov R., Khripchenko S., Verhille G., Pihon N. and Pinton J.F. Flow of liquid metal in a cylindrical crystallizer generating two-directional MHD stirring // *Magnetohydrodynamics*, 2010. Vol. 46. P. 69-78
7. Kolesnichenko I., Pavlinov A., and Khalilov R. Movement of the solid-liquid interface in gallium alloy under the action of rotating magnetic field // *Magnetohydrodynamics*, 2013. Vol. 49. P. 191-197
8. Denisov S., Dolgikh V., Khripchenko S., Kolesnichenko I. and Nikulin L. The effect of traveling and rotating magnetic fields on the structure of aluminum alloy during its crystallization in a cylindrical crucible // *Magnetohydrodynamics*, 2014. Vol. 4. P. 249-265
9. Kolesnichenko I., Pavlinov A., Golbraikh E., Frick P., Kapusta A. and Mikhailovich B. The study of turbulence in MHD flow generated by rotating and traveling magnetic fields // *Experiments in Fluids*, 2015. Vol. 56. P. 88
10. Adamov A., Denisov S., Dolgikh V., Khripchenko S. and Kolesnichenko I. Experimental study of incorporation of reinforcing boron nitride particles into aluminum melt by means of MHD-stirring during directional solidification // *Magnetohydrodynamics*, 2016. Vol. 52. P. 71-77

*И.В. Колесниченко, В.С. Озерных, Р.С. Окатьев,*

*А.Д. Мамыкин, А.В. Шестаков, Р.И. Халилов*

Институт механики сплошных сред УрО РАН,  
614013, Пермь, Академика Королева, 1

## **ИЗМЕРЕНИЕ СВОЙСТВ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКОГО ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ СПОСОБОМ С УПРАВЛЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРОЙ ПРИ ПОМОЩИ ТЕПЛООБМЕННИКА**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Жидкие металлы, применяемые в качестве теплоносителей в атомных реакторах на быстрых нейтронах, химически активны. Состав примесей, присутствующих в исходном металле, например натрия, и появляющихся в процессе эксплуатации установок, разнообразен. Так, кислород в составе оксидов натрия накапливается в большей степени при ремонтных работах и из защитного газа [1]. Окислы забивают тонкие каналы, мешая работе устройств, они ухудшают характеристики теплообмена, а также меняют электропроводность натрия, что негативно сказывается на работе электромагнитных аппаратов (например, насосов и расходомеров). Контроль химического состава теплоносителя и его очистка является важной задачей при эксплуатации реакторов [2,3].

Основным способом очистки жидкого натрия от примесей на реакторах на быстрых нейтронах является холодная фильтр ловушка [2,3]. Холодная ловушка является теплообменным аппаратом. Принцип действия холодной ловушки основан на использовании температурной зависимости растворимости примесей в теплоносителе. Растворимость практически всех веществ в натрии и системе натрий-калий уменьшается с падением температуры. В холодных ловушках теплоноситель может охлаждаться до температуры, близкой к температуре его плавления. Тогда происходит кристаллизация примесей как на охлаждаемых поверхностях, так и в объеме ловушки. Зародившиеся в потоке кристаллы мигрируют в области с пониженными скоростями теплоносителя, осаждаются на поверхности теплообмена, частично уносятся уходящим из ловушки потоком теплоносителя. Таким образом происходит удаление из проходящего через ловушки теплоносителя примесей [1-3].

При всей кажущейся простоте конструкции ловушки, у нее есть и недостатки: ограниченный объем накопителя примесей, малый расход, недостаточная глубина очистки и т.п. Существует также ряд особенностей, вызванных технологией процесса – очистка от нерастворимых включений; органические и радиоактивные загрязнения; безопасность размещения систем очистки. Все это заставляет постоянно развивать существующие технологии очистки жидкометаллического теплоносителя.

Высокая электропроводность жидких металлов открывает возможность применения методов очистки, основанных на электродинамических процессах [4-7]. Жидкий металл подвергается воздействию электрического тока и магнитного поля, и электромагнитная сила по-разному действует на фазы среды, имеющие разную электропроводность. Ключевой особенностью технологии электромагнитной сепарации является возможность создания сепарирующих электромагнитных сил в жидком металле бесконтактным способом, что позволяет использовать простые герметичные каналы, а также делает ненужным применение механических фильтров для отделения включений.

Для разработки технологии электромагнитного метода очистки жидкометаллического теплоносителя, вначале необходимо получить возможность оперативного и надежного контроля свойств жидкого металла в лабораторных условиях. При удачной реализации такой методики ее можно рекомендовать к применению в промышленности. В данной работе описывается разработка метода измерения физических свойств жидкого металла, а именно электропроводности, с помощью электромагнитного аппарата, предназначенного для перекачивания жидкого металла [8-10]. Теплопроводность и электропроводность жидкого металла связаны с помощью закона Видемана-Франца, что позволяет также с помощью данной методики определить и ее. Как указывалось выше, для реализации методики необходимо предварительно охладить жидкий металл. Это достигается с помощью теплообменника воздух-жидкий металл, поиск наиболее рациональной конструкции которого также проводится в данной работе.

### **2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ**

Численное исследование процессов проводится с помощью математической модели, сформулированной в рамках магнитной гидродинамики (МГД). Скорость течения расплавленного металла относительно небольшая, а его электропроводность – умеренная, поэтому магнитное число Рейнольдса существенно меньше единицы. Это означает, что интенсивность индуцированного потоком металла магнитного поля много меньше интенсивности исходного поля, т.е.



процесс переноса поля посредством движущейся проводящей среды является пренебрежимо слабым, поэтому будет использовано безындукционное приближение, не учитывающее влияние течения проводящей жидкости на электромагнитное поле. В связи с этим, задачи нахождения распределения электромагнитных сил и распределения гидродинамических и теплофизических полей можно решать раздельно. Электродинамическая часть задачи описывается системой уравнений Максвелла. Для определения степени насыщения ферромагнетика, выполняется расчет зависимости индукции магнитного поля от значения тока в обмотках. Гидродинамическая и термодинамическая части задачи описываются уравнением Навье-Стокса и неразрывности поля скорости, дополненные энергетическими уравнениями. Вычисления проводятся с использованием модулей Emag и Fluent пакета Ansys.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальные исследования проводились на жидкометаллическом контуре с внутренним диаметром 20мм, заполненном галлиевой эвтектикой (Ga 87.5% + Sn 10.5% + Zn 2%). Контур состоит из системы хранения металла 1 (рис. 1), расширительной емкости 2, вакуумной системы, используемой для заполнения 3, газовой системы 4, системы очистки 5. Регулирование расхода производится клапаном 6, измерение расхода – электромагнитным расходомером 7, а давления – набором манометров 8. В контуре имеется система водяного охлаждения 9, термодары 10. Электромагнитный насос 11 с источником питания 12 соединяется с трубопроводом контура 13 с помощью фланцев. Все показания контура передаются на компьютер с помощью плат сбора данных «NI» и обрабатываются в системе «LabView».

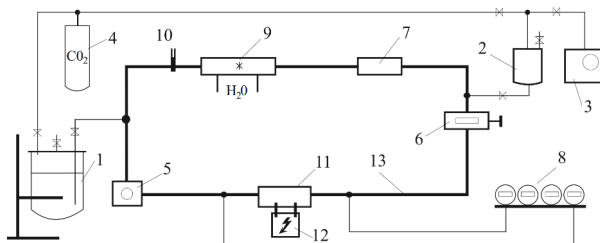


Рис. 1. Схема галлиевого контура ИМСС УрО РАН (пооянения в тексте)

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Численные и экспериментальные исследования проведены для двух вариантов подключения обмоток электромагнитного насоса при фиксированной силе тока, который осуществляет их питание. Расчеты выполнены для точно такой же постановки задачи. В первом варианте обмотки подключаются одиночно, при втором — попарно,

что меняет скорость дрейфа, и, как следствие, скольжение. Для всех полученных величин наблюдается немонотонная зависимость от частоты тока. Результаты расчетов и экспериментов оказались близки (рис. 2), причем для данной конфигурации при попарном подключении обмоток, отличие расчетов от экспериментов наименьшее, поэтому предпочтительно использовать именно этот тип.

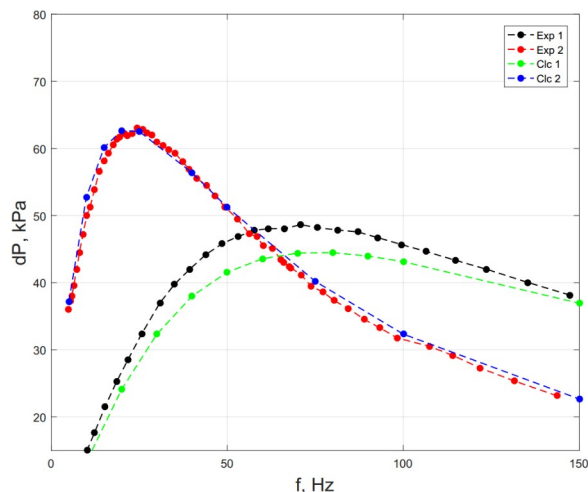


Рис. 2. Зависимость перепада давления от частоты для разных способов подключения обмоток.

### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты изучения способа измерения свойств теплоносителя электромагнитным способом. Результаты расчетов, выполненные для галлиевой эвтектики, свойства которой хорошо известны, оказались близки к результатам экспериментов. Таким образом, на основе этой расчетно-экспериментальной методики может быть реализован способ измерения свойств теплоносителя. Для этого необходимо получить расчетным путем совокупность зависимостей перепада давления от частоты для разных значений электропроводности и сравнить с результатами измерения. Для реализации этой методики принципиальную важность имеет достижение необходимой температуры теплоносителя и ее поддержание в ходе измерения, поэтому эффективный теплообменник в данной методике играет важную роль. Оба аппарата входят в состав разрабатываемого комплекса очистки и контроля жидкометаллического теплоносителя.

Исследование выполняется за счет гранта Российского научного фонда и Пермского края № 22-19-20106, <https://rscf.ru/project/22-19-20106/>.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Козлов Ф.А., Иваненко В.Н. Натрий - теплоноситель АЭС с быстрыми реакторами // Атомная энергия. 1996. Т 80. № 5. С.337–345.

2. **Архипов В.М.** Техника работы с натрием на АЭС. М.: Энергоатомиздат, 1986. 136 с.
3. **Жидкометаллические** теплоносители ЯЭУ: Очистка от примесей и их контроль / Ф.А. Козлов, Л.Г. Волчков, Э.К. Кузнецов, В.В. Матюхин. Под ред. д.т.н. Ф.А. Козлова. М.: Энергоатомиздат, 1983. 128 с.
4. **Leenov D. and Kolin A.** Theory of electromagnetophoresis. I. magnetohydrodynamic forces experienced by spherical and symmetrically oriented cylindrical particles // *The Journal of Chemical Physics*. 1954. V. 22. No. 4. P. 683–688.
5. **Повх И.Л., Чекин Б.В.** Магнитогидродинамическая сепарация. Киев: Наукова думка, 1978. 148 с.
6. **Makarov S., Ludwig R. and Apelian D.** Electromagnetic separation techniques in metal casting. I. Conventional methods // *IEEE Transactions on Magnetics*. 2000. V. 36. No. 4. P. 2015–2021.
7. **Kolesnichenko I.** Investigation of electromagnetic force action on two-phase electrically conducting media in a flat layer // *Magnetohydrodynamics*. 2013. V. 49. P. 217–222.
8. **Kolesnichenko I., Khalilov R., Shestakov A. and Frick P.** ICMM's two-loop liquid sodium facility // *Magnetohydrodynamics*. 2016. V. 52. No. 1. P. 87–94.
9. **Лиелпетер Ю.** Индукционные МГД машины для жидкого металла. Рига: Зинатне, 1969. 246 с.
10. **Khalilov R., Kolesnichenko I.** Annular linear induction pump for liquid sodium // *Magnetohydrodynamics*. 2015. V. 51. No. 1. P. 95–103.

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОТДАЧИ НА ПЛОСКОЙ СТЕНКЕ ПРИ НЕБЛАГОПРИЯТНОМ ГРАДИЕНТЕ ДАВЛЕНИЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Градиентные течения широко распространены в технике. Большое разнообразие геометрий каналов может приводить к существенным различиям гидродинамических и тепловых процессов в них. Применительно к диффузорам задача может усложняться возможностью отрыва потока [1]. В таких каналах принято говорить об интенсификации теплообмена [2]. В зависимости от геометрии диффузора и режимных параметров течения интенсификация может достигать 80% в безотрывных потоках. В качестве механизма этого явления предлагается рассматривать турбулизацию потока в расширяющемся канале. В то же время в работе [3] показана незначительность влияния положительного градиента давления на закон теплообмена для безотрывных течений, если учитывать изменение скорости потока вдоль внешней границы пограничного слоя.

Влияние градиента давления на характеристики потока в настоящее время принято связывать с различными безразмерными параметрами, в частности, градиентом давления (параметром Клаузера)  $\beta = \delta_1 / \tau_w (dP/dx)$  ( $\delta_1$  – толщина вытеснения пограничного слоя,  $\tau_w$  – трение на стенке); параметром ускорения (параметром Кейса)  $K = v/U^2 (dU/dx)$  ( $U$  – скорость потока) и др. Однако, достижение постоянных значений этих параметров связано с необходимостью обеспечения определенных геометрий каналов.

### 2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования гидродинамических и тепловых процессов проводились на специальной экспериментальной установке. Поток рабочей среды (воздуха) в установке создавался турбокомпрессором, установленным за рабочим участком. На вход канала подавался воздух с параметрами окружающей среды. Значения расходов создавались открытием соответствующих критических сопел.

Рабочий участок (рис. 1) представлял собой плоский канал длиной 1820 мм и шириной 150 мм. Диффузор создавался отклонением верхней стенки канала на  $\varphi = 0.38^\circ - 5.3^\circ$ . Высота входного сечения диффузора составляла  $H_0 = 20; 28; 40$  мм. Нижняя стенка канала представляла собой теплообменную стенку 4. Термометр сопротивления Pt100 2 измерял температуру воздушного потока на входе в канал. На боковой стенке диффузора были установлены штуцеры 5 для отбора давления.

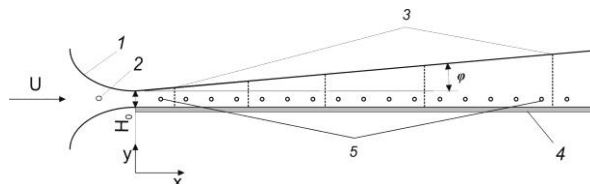


Рис. 1. Рабочий участок: 1 – входное устройство; 2 – термометр; 3 – сечения для измерений полей скорости потока; 4 – теплообменная стенка; 5 – штуцеры отбора давления.

Процесс теплообмена между стенкой и потоком воздуха в экспериментах был организован путем нагрева всей теплообменной стенки постоянным электрическим током. При этом обеспечивались граничные условия, близкие к  $q_w = \text{const}$ .

В экспериментах проводились измерения распределений коэффициента теплоотдачи по длине стенки. Методика измерений позволяла осуществлять нагрев теплообменной поверхности с одновременным определением ее локальных температур [4]. Теплообменная стенка представляла собой набор из четырех печатных плат по длине канала. Все платы состояли из одинаковых элементов (медных дорожек), которые занимали площадь 9.5 мм по длине стенки и 150 мм по всей ее ширине. Плотное расположение дорожек на платах обеспечивало равномерный прогрев стенки при пропускании тока. Одна плата являлась измерительной. В ней с помощью специальных электрических разъемов на каждой дорожке были созданы измерительные элементы размером  $80 \times 9.5$  мм<sup>2</sup>. Они располагались на центральной части стенки вдоль ее продольной оси. Для получения полного распределения тепловых потоков на стенке диффузора измерительная плата последовательно устанавливалась по длине канала. При этом другие части теплообменной стенки подогревались остальными платами. Такой организацией теплообмена обеспечивалось непрерывное развитие теплового пограничного слоя по стенке канала.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В работе с целью оценки величины градиента давления были измерены распределения давления по длине канала. Оказалось, что при минимальном угле раскрытия  $\varphi = 0.38^\circ$  было реализовано практически безградиентное течение. Здесь теоретически возможный рост давления по длине компенсировался его потерями на трение.

Тепловые измерения были направлены на получение распределений коэффициента теплоотдачи на стенке диффузоров с углами раскрытия  $\varphi=0.38^\circ - 5.3^\circ$  при различных режимных параметрах потока. Исследования проводились в диапазонах средней скорости потока на входе в диффузоры  $U_0=(4.17 - 22.2)$  м/с. Числа Рейнольдса по высотам входных сечений диффузоров находились в диапазоне  $Re_0=U_0H_0/\nu=(0.79 - 4.14)\times 10^4$ . Для плоских диффузоров параметр ускорения имеет довольно простой вид  $K=-\text{tg}\varphi/Re_0$ . В экспериментах его значения находились в диапазоне  $K=-(0.16-12)\times 10^{-6}$ .

Анализ полученных данных показал, что распределения коэффициента теплоотдачи хорошо обобщаются при использовании скорости потока на входе в диффузор  $U_0$  в качестве определяющего параметра. Соответственно числа Рейнольдса и Стантона следует представлять в виде:  $Re=U_0x/\nu$  и  $St=\alpha/(\rho c_p U_0)$ . Иными словами, распределение коэффициента теплоотдачи  $St$  по стенке диффузора может быть определено по параметрам потока на входе с использованием параметра ускорения Кейса. При этом непосредственно сама информация о распределении локальных значений скорости потока по длине канала не требуется.

Распределения коэффициента теплоотдачи в диффузорах показали четко выраженные участки для ламинарного, переходного и турбулентного режимов течения в пограничном слое. Качественно такое положение согласуется с теплоотдачей при безградиентном обтекании пластины. При этом критическое значение числа Рейнольдса  $Re_{cr}=U_0x_{cr}/\nu$  показало зависимость от абсолютной величины параметра Кейса. Здесь  $x_{cr}$  определялась как координата максимума коэффициента теплоотдачи после резкого скачка (ламинарно-турбулентного перехода). Полученные значения  $Re_{cr}$  в области  $|K|>0.3\times 10^{-6}$  хорошо аппроксимируются зависимостью:

$$Re_{cr}=100|K|^{-0.5}.$$

По результатам экспериментальных измерений оказалось, что влияние градиента давления на распределение коэффициента теплоотдачи может быть описано степенной зависимостью от параметра ускорения  $St\sim|K|^{-0.23}$ . Графики распределений так и представлены – по оси ординат теплоотдача характеризуется комплексом  $St|K|^{0.23}$  (рис. 2).

Анализ всей полученной совокупности экспериментальных данных показал возможность их аппроксимации для ламинарного пограничного слоя соотношением:

$$St=0.019Re^{-0.5}|K|^{-0.23}Pr^{-0.67}. \quad (1)$$

Экспериментальные данные по теплоотдаче для турбулентного пограничного слоя хорошо аппроксимируются следующим соотношением:

$$St=0.1Re^{-0.53}|K|^{-0.23}Pr^{-0.6}. \quad (2)$$

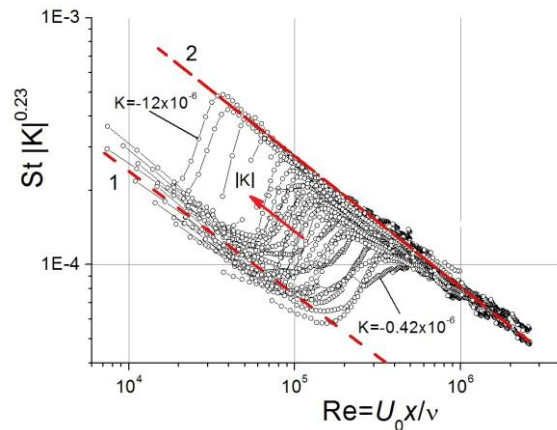


Рис.2. Распределения коэффициента теплоотдачи на стенках плоских диффузоров с линиями: 1 – по соотношению (1); 2 – по соотношению (2).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованиями теплоотдачи на стенке плоских диффузоров установлено, что полученные данные могут быть представлены по аналогии с распределением коэффициента теплоотдачи на пластине. Они хорошо обобщаются при использовании в качестве определяющей скорости ее значения на входе в диффузор. Такой подход с учетом градиента давления в виде параметра ускорения Кейса позволил предложить для всей совокупности полученных данных (при  $q_w=\text{const}$ ) единые критериальные соотношения справедливые в широких диапазонах чисел  $Re$  и  $K$ :

-  $St=0.019Re^{-0.5}|K|^{-0.23}Pr^{-0.67}$  – для ламинарного пограничного слоя во всем исследованном диапазоне значений параметра ускорения  $K=-(0.16 - 12.0)\times 10^{-6}$ ;

-  $St=0.0308Re^{-0.2}Pr^{-0.6}$  – для турбулентного пограничного слоя при малых значениях  $K=-(0 - 0.3)\times 10^{-6}$ ;

-  $St=0.1Re^{-0.53}|K|^{-0.23}Pr^{-0.6}$  – для турбулентного пограничного слоя при больших значениях  $K=-(0.3 - 12.0)\times 10^{-6}$ .

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-19-00507).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дейч М.Е., Зарянкин А.Е. Газодинамика диффузоров и выхлопных патрубков турбомашин. М.: «Энергия», 1970. 384 с.
2. В. Г. Лущик, А. И. Решмин. Интенсификация теплообмена в плоском безотрывном диффузоре // ТВТ. 2018. Т. 56. № 4. С. 589–596.
3. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985. 320 с.
4. Davletshin I.A., Mikheev N.I., Paereliy A.A., Gazizov I.M. Convective heat transfer in the channel entrance with a square leading edge under forced flow pulsations. // International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019. Vol.129 (108801), 74-85.

## ТЕПЛООБМЕН И ТРЕНИЕ В ДИНАМИЧЕСКИ НЕРАВНОВЕСНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЯХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В динамически неравновесном турбулентном течении характеристики турбулентности не успевают придти в равновесие с изменяющимися во времени или в пространстве условиями обтекания стенки. В данной работе представлены результаты исследования гидродинамических и тепловых процессов в условиях динамической неравновесности течения, вызванной продольным градиентом давления, обтеканием стенки с дискретной шероховатостью поверхности, импульсными воздействиями струй на пристеночную область потока. Течения с продольным градиентом давления исследовались как при стационарном потоке в канале переменного сечения, так и при вынужденных колебаниях потока в канале постоянного сечения.

### 2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Основным методом исследований являлся эксперимент. Тепловые и гидродинамические параметры оценивались в одних и тех же каналах. В экспериментах определялось распределение локального коэффициента теплоотдачи по длине канала и динамика мгновенных векторных полей скорости потока в канале. Исследования теплообмена выполнялись при классическом условии  $q = \text{const}$ . Локальные по длине канала значения коэффициента теплоотдачи получены при помощи метода измерений [1], основанного на электрическом нагреве стенки и измерении ее температуры одним и тем же элементом, выполненным из тонкой металлической пленки с высоким температурным коэффициентом сопротивления. В гидродинамических экспериментах использовался оптический метод измерения динамики векторных полей скорости потока  $SIV$  [2], определяющий мировой уровень современных средств исследования мелкомасштабной турбулентности. Пространственное и временное разрешение метода обеспечивает измерение характеристик турбулентности в нестационарных потоках с разрешением вплоть до колмогоровского масштаба. На основе оптических измерений определялся полный комплекс характеристик потока, включая осредненные и пульсационные значения компонент скорости потока, компоненты тензора рейнольдсовых напряжений, спектры и корреляционные функции пульсаций компонент скорости, члены баланса кинетической энергии турбулентности, отвечающие за генерацию, диссипацию, турбулентную диффузию и конвективный перенос турбулентности. При анализе результатов оценивались интегральные масштабы

турбулентности, условно-усредненные характеристики нестационарных потоков, выделялись когерентные структуры.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Получены закономерности и количественные характеристики, обобщающие влияние различных способов динамического воздействия на структуру динамически неравновесного течения, энергию турбулентности и члены ее баланса:

- все исследованные способы динамического воздействия на поток способствуют повышению кинетической энергии турбулентности, если ее нормировать по скорости трения или локальной скорости (отметим, что абсолютный уровень энергии турбулентности вниз по потоку в диффузорах снижается). В пульсирующем потоке и диффузорах многократно увеличивается толщина пристеночного слоя с высокой турбулентностью (более 100 вязких единиц в координатах закона стенки). При обтекании низкой дискретной шероховатости слой повышенной турбулентности соизмерим с высотой шероховатости, а среднеквадратичные пульсации вблизи стенки близки к средней локальной скорости, т.е. интенсивность пульсаций близка к 100%;

- все исследованные способы динамического воздействия на поток способствуют снижению степени анизотропии турбулентности. Если в равновесном пограничном слое максимальные значения корреляций пульсаций продольной компоненты скорости в 7-10 раз превышают максимальный уровень  $v'v'$ , то в возмущенном пограничном слое это отношение снижается до 2-3 раз;

- все исследованные способы динамического воздействия на поток способствуют сближению продольного и поперечного интегрального масштаба турбулентности, главным образом за счет укрупнения поперечного масштаба вихревых структур. Если в равновесном пограничном слое вихревые структуры сильно вытянуты в продольном направлении с отношением размеров 5-10, то в диффузоре это отношение заметно уменьшается, а под влиянием низкой дискретной шероховатости оба интегральных масштаба становятся практически одинаковыми;

- в неравновесном течении важную роль в балансе энергии турбулентности играет перенос ее конвекцией.

Установлено, что влияние неравновесности течения на локальные характеристики трения и теплоотдачи проявляется через изменение турбулент-

ности вблизи локальной области стенки. Из совместного анализа экспериментальных данных по теплоотдаче в таких различных условиях как в диффузорном канале и в канале с дискретной шероховатостью стенки установлено, что из большого набора измеренных характеристик турбулентности эффект интенсификации теплоотдачи в этих течениях наиболее тесно связан с комплексом, представляющим собой произведение максимальных по сечению среднеквадратичных пульсаций скорости потока по нормали к стенке и интегрального поперечного масштаба турбулентности в пристеночной области, нормированного по кинематической вязкости. Физическая суть комплекса – пульсационное число Рейнольдса, вычисленное по скорости среднеквадратичных пульсаций и масштабу вихревых структур. Использование этого комплекса соответствует и физическим представлениям о процессах турбулентного переноса – вихревые структуры являются молями текучей среды, участвующими в переносе массы, импульса и энергии между слоями потока, перемещающимися в направлении по нормали к стенке со скоростью порядка среднеквадратичных пульсаций поперечной компоненты скорости. Получена количественная зависимость, обобщающая влияние пульсационного числа Рейнольдса на теплоотдачу (рис.1). Она показывает первостепенную роль масштаба турбулентности и интенсивности пульсаций поперечной скорости в интенсификации теплоотдачи, позволяет прогнозировать эффект интенсификации теплообмена на основе измерения или оценки характеристик турбулентности в пристеночной области.

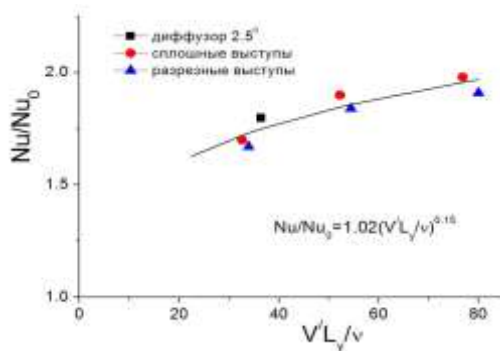


Рис. 1. Интенсификация теплоотдачи при различных воздействиях на поток: линия –соотношение  $Nu/Nu_0=1,02(V'L_y/v)^{0.15}$

Получены экспериментальные данные по связи локального коэффициента теплоотдачи в виде локального числа Стантона с максимальным абсолютным значением реинольдсовых напряжений  $u'v'$  в пристеночной области в том же сечении, нормированных по средней скорости потока в этом сечении. На рис. 2 представлена зависимость, полученная обобщением данных для 6 сечений диффузора и для низкой дискретной шероховатости в виде разрезных полукруглых выступов. Как видно, данные по двум разным течениям в широком диа-

пазоне изменения реинольдсовых напряжений (в 30 раз) удалось обобщить общей зависимостью  $St=0.031(-U'V'/U_b^2)^{0.35}$  (линия на рис.2). Использование подобных зависимостей в перспективе позволит прогнозировать локальный конвективный теплообмен на основе гидродинамических параметров.

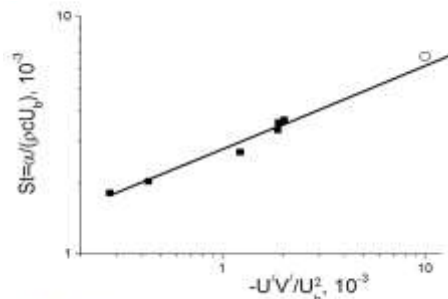


Рис. 2. Зависимость коэффициента теплоотдачи от реинольдсовых напряжений: темные точки – в диффузоре; светлая точка – в канале с низкой дискретной шероховатостью в виде разрезных выступов

Эффективным способом повышения теплогидравлической эффективности поверхностей теплообмена с дискретной шероховатостью в виде поперечных ребер является переход от сплошных ребер к ребрам сравнительно небольшого удлинения. Для низкой шероховатости 1.6% гидравлического диаметра конфигурация ребер с относительным удлинением 20 при разрывах между ребрами в половину их удлинения, выполненными в шахматном порядке, получено снижение теплоотдачи по сравнению со сплошными ребрами только на 3% при снижении сопротивления на 30%. В области чисел Рейнольдса с полным проявлением шероховатости коэффициент теплогидравлической эффективности по отношению к гладкой поверхности составил 1.3. Такой рельеф дискретной шероховатости рекомендуется к применению в теплообменниках и системах охлаждения.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Управление динамической неравносностью потока можно является перспективным направлением целенаправленного изменения интенсивности процессов турбулентного переноса.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-19-00507).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Davletshin I.A., Mikheev N.I., Paereliy A.A., Gazizov I.M. Convective heat transfer in the channel entrance with a square leading edge under forced flow pulsations. // International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019. Vol.129 (108801), 74-85.
2. Mikheev N. I., Goltzman A. E., Saushin I. I., Dushina O. A. Estimation of turbulent energy dissipation in the boundary layer using Smoke Image Velocimetry // Experiments in Fluids 58(8), 97 (2017).

## **ГЕНЕРАЦИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ В ХОДЕ ТЕПЛООБМЕНА В МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ КАНАЛЕ И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РАСХОДА ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКОГО ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Существует большое количество методик измерения скорости для жидких металлов. Каждая из них имеет преимущества и недостатки. Большое распространение получили кондукционные датчики [1] и расходомеры [2]. Их преимуществом является простота реализации и широкие возможности измерения локальных характеристик пульсаций скорости. Недостатками являются необходимость электрического контакта с жидким металлом и уязвимость постоянных магнитов к высокой температуре. Последняя проблема решается применением электромагнитов [3]. В случае интенсивных течений среды с высокой электропроводностью эффект сноса наложенного магнитного поля приводит к появлению нелинейной зависимости возникающей разности потенциалов от скорости и расхода, что требует усложнения процедуры калибровки и интерпретации результатов измерений [4]. Также можно отметить современные методики на основе измерения силы Лоренца [5] и индуцированного движения [6], которые находятся в стадии исследования и опытного применения.

Одним из способов измерения расхода жидкого металла является корреляционный метод, основанный на анализе некоторых случайных колебаний потока, в частности температуры. В этом случае в качестве первичного датчика используются различные типы термопреобразователей [7]. Их преимуществом является малый размер и возможность использования в специфических условиях, например, при измерении расхода в ядерных реакторах с жидкометаллическим теплоносителем [8]. Преимущество метода температурных корреляций (МТК) заключается в том, что он считается абсолютным и нуждается только в калибровке для преобразования средней скорости в расход с учетом профиля скорости. Метод также устойчив к внешним магнитным полям [9]. Однако, метод основан на гипотезе Тейлора о том, что температурные возмущения «вморожены» в течение жидкой среды при небольшом, но достаточном уровне турбулентности [10]. Уровни пульсаций температуры и скорости также должны находиться в определенных пределах. Это означает, что метод имеет некоторые ограничения, которые и являются предметом исследования. Это также означает, что для существования колебаний температуры в потоке должен быть какой-то источник. В [11] в качестве

такого источника использовался 90-градусный изгиб трубопровода. Однако это не всегда приемлемо для расходомеров, установленных на реальных контурах охлаждения. Поэтому представляется перспективным использование так называемого «магнитного препятствия» для создания температурных возмущений.

Если поток жидкого металла в цилиндрическом канале пронизан локализованным постоянным магнитным полем, перпендикулярным потоку, то это приведет к генерации электрического тока в этой локализованной области. В свою очередь, взаимодействие этого индуцированного тока и внешнего магнитного поля порождает электромагнитную силу, направленную против потока. Это приводит к ситуации, аналогичной обтеканию твердого препятствия в канале [12,13]. Поэтому процесс получил название «обтекание магнитного препятствия».

В настоящее время различные исследовательские группы работают над разработкой и исследованием расходомеров для жидких металлов. Опыт показывает, что расходомеры с жестким каналом и без движущихся частей лучше всего подходят для использования в чистом жидком натрии. Расходомеры с температурной корреляцией демонстрируют высокую чувствительность даже при малых расходах. Однако для адекватной работы этих устройств необходимо, чтобы вместе с потоком передавались пульсации температуры. Такие пульсации присутствуют во многих исследуемых течениях. Тем не менее, есть риск, что они потеряют свою интенсивность во время движения к расходомеру. Поэтому мы изучаем особенности МТК в численном расчете.

Также в работе изучается другой способ генерации пульсаций скорости, который заключается в использовании электромагнитных сил, созданных в локальной области канала с помощью индукторов вращающегося магнитного поля. Регистрация таких пульсаций осуществляется также с помощью электромагнитной системы, которая реализует метод электромагнитных корреляций (МЭК). В работе сравниваются методики МТК и МЭК.

### **2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ**

Для подтверждения утверждения о том, что именно магнит (входящий в состав кондукционного расходомера) вносит в поток необходимые



температурные возмущения, а также для определения наилучшего расположения термопар для МТК и датчиков для МЭК, были проведены численные расчеты. Длина участка трубы была увеличена в два раза по сравнению с реальным расходомером в эксперименте, чтобы иметь полную картину того, как далеко распространяются возмущения полей температуры и скорости после магнитного препятствия. Геометрия и величина магнитного поля были точно такими же, как и в эксперименте.

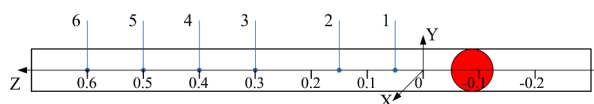


Рис. 1. Схема расчетной области

Математическая модель процессов основана на стандартных уравнениях магнитогидродинамики и полуэмпирических  $k$ - $\omega$  моделях турбулентности. Магнитное число Рейнольдса в этом процессе мало, поэтому перенос магнитного поля потоком незначителен. Проведены трехмерные расчеты для чистого жидкого натрия, протекающего по цилиндрическому каналу длиной 1 м и диаметром 0.068 м. Расход и температура натрия задаются на входе в канал, а условия скольжения и теплообмен с окружающим воздухом – на сплошных стенках. Расход варьировался от 0.18 до 1 л/с, а температура натрия на входе была постоянной и составляла 150 °С. Температура окружающего воздуха была постоянной и составляла 25 °С. Схема расчётной области с указанными положениями магнита (красный закрашенный кружок) и точками, в которых регистрировались колебания температуры и скорости с частотой 10 Гц (синие точки) показана на рис. 1. Таких точек, расположенных на оси трубы, было шесть. Ось X расположена в горизонтальной плоскости, а ось Y – в вертикальной. Ось Z направлена вдоль канала. Постоянное магнитное поле вдоль оси X кондукционного расходомера пронизывает канал на расстоянии 0.22 м от его начала.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Расчеты показали, что магнитное поле локально изменяет структуру течения. На рис. 2 представлены примеры расчета поля скорости и температуры в двух сечениях. Взаимодействие между потоком жидкого натрия и внешнего магнитного поля вызывает генерацию электромагнитной силы. Эта сила направлена против течения и преимущественно параллельно оси X. Из рисунков следует, что ядро потока тормозится, а его часть смещается к стенкам в вертикальном сечении. После прохождения области с магнитным полем структура течения постепенно возвращается в исходное состояние. Однако натрий, проходя вблизи стенок трубы без теплоизоляции,

успевает немного остыть. В этом случае пульсации скорости потока приводят к возникновению пульсаций температуры. Структура течения такова, что колебания температуры передаются потоком вниз по течению и к центру канала. Таким образом, эти пульсации достигают точек на оси канала, где расположены термопары. При движении потока в обратном направлении этот эффект не работает, что и было подтверждено экспериментально.

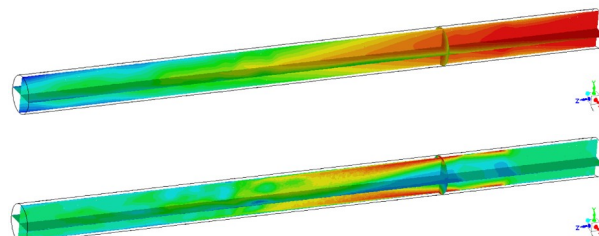
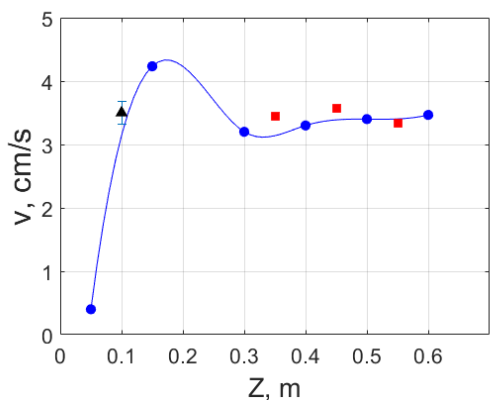


Рис. 2. Поля в сечениях YZ и XZ, заданные параметры:  $V = 10$  см/с,  $Re = 11300$ ,  $Q = 360$  мл/с: вверху – поле  $V_z$  компоненты скорости, внизу – поле температуры.

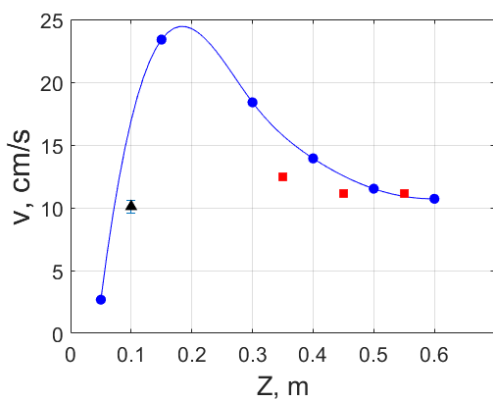
Как видно из рис. 2 зона смещения распространяется примерно от  $Z = 0.3$  м до  $Z = 0.5$  м при заданном в данном численном эксперименте расходе  $Q = 360$  мл/с. В этой зоне встречаются горячий и холодный потоки и возникают пульсации температуры. Но важно отметить, что в начале этой зоны наблюдается сильно неравномерное распределение скорости в вертикальном сечении, что приводит к сильным колебаниям ближе к оси трубы. Флуктуации скорости большой амплитуды неизбежно приведут к размытию пиков ККФ и, как следствие, к большей неопределенности определения скорости методом температурных корреляций. Таким образом, можно ожидать более точной работы метода ниже по течению, начиная с координаты  $Z = 0.4$  м. Действительно, для пар сигналов из точек 3-4, 4-5 и 5-6 была получена хорошая степень корреляции 0.6 и более, а для точек 1-2 степень корреляции была меньше 0.2, а ширина пика не позволяла определить скорость.

На рис. 3 показаны осредненные по времени профили скорости вдоль канала на его оси, полученные непосредственно из численного расчета (синие точки и сплайн-интерполированная линия), из кросс-корреляционного анализа сигналов температуры численного расчета (красные квадраты) и эксперимента (черный треугольник) для различных заданных значений расхода. Первое, что бросается в глаза, — это немонотонность профиля скорости при всех скоростях потока. На всех рисунках видно сильное торможение потока вблизи магнита (точка 1,  $Z = 0.05$  м). Это замедление составляет соответственно 7,5, 3,7 и 1,9 раза относительно заданных значений скорости 3, 10 и 30 см/с. Ниже по потоку (точка 2,  $Z = 0.15$  м) струи, ускоренные на периферии, завершают обтекание магнитного препятствия и входят в центральную часть трубы – на всех рисунках видно

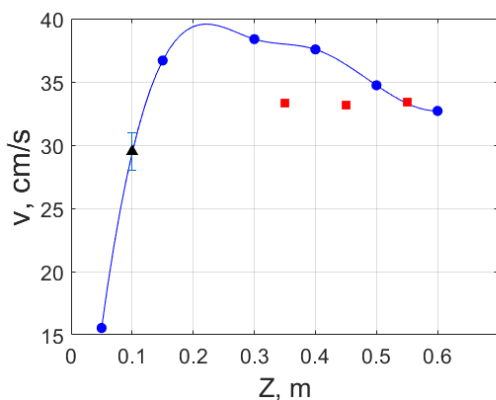
превышение скорости относительно заданной на 45, 144 и 32 процента соответственно. И только после этого ещё ниже по течению скорость становится близкой к заданной. Причем это происходит в разных координатах для разных расходов: при  $Q = 180$  мл/с на  $Z = 0.3$  м, при  $Q = 360$  мл/с на  $Z = 0.5$  м и для  $Q = 1.1$  л/с на  $Z = 0.6$  м.



а



б



в

Рис. 3. Осредненные по времени профили скорости вдоль канала, полученные непосредственно из численного расчета (синие точки и сплайн-интерполированные линии), из кросс-корреляционного анализа температурных сигналов численного расчета (красные квадраты) и эксперимента (черные треугольники); параметры численного эксперимента: (а) –  $V = 3$  см/с,  $Re = 3400$ ,  $Q = 180$  мл/с, (б) –  $V = 10$  см/с,  $Re = 11300$ ,  $Q = 360$  мл/с, (в) –  $V = 30$  см/с,  $Re = 34000$ ,  $Q = 1.1$  л/с.

При малом расходе наблюдается равномерный профиль скорости в координатах  $Z = 0.3 - 0.6$  м; значения скорости, полученные МТК, хорошо соответствуют этому профилю. Можно сделать вывод, что пульсации температуры действительно движутся вместе с потоком и гипотеза Тейлора работает хорошо.

По мере увеличения расхода появляются участки, в которых МТК начинает «занижать» значения скорости — пульсации температуры отстают от течения. Особенно хорошо это видно на рис. 3с, на координатах 0.3– 0.45 м – расхождение в значениях скоростей достигает 13 %. Течение в указанной области сильно турбулизовано и гипотеза Тейлора неверна. Для возможности измерения скорости с помощью МТК при больших расходах более 1 л/с ( $Re > 30000$ ) термопары должны располагаться на большом расстоянии от магнита (в текущей конфигурации при  $Z > 0.5$  м), или если термопары расположены ближе к магниту, требуется дополнительная калибровка при больших расходах.

Значения скорости, полученные МТК в эксперименте, хорошо согласуются с численными профилями скорости, однако очевидно, что расположение термопар выбрано неудачно, так как в этой области профиль скорости сильно неоднороден. Термопары должны располагаться не ближе 0.5 м от начала координат (0.58 м от центра магнита).

Численное исследование МЭК показало, что существуют режимы генерации пульсации, реализуемой электромагнитным индуктором, при которых всплеск скорости практически не теряет своей интенсивности вдоль потока (рис. 4). При удачном расположении электромагнитных датчиков регистрации пульсации скорости, теоретически можно достичь высокой степени корреляции при восстановлении значений скорости (рис. 5).

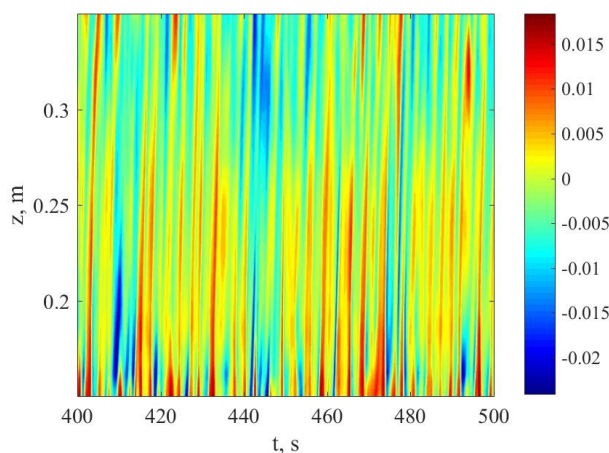


Рис. 4. Пример расчетной диаграммы эволюции профиля скорости вдоль потока для методики МЭК.

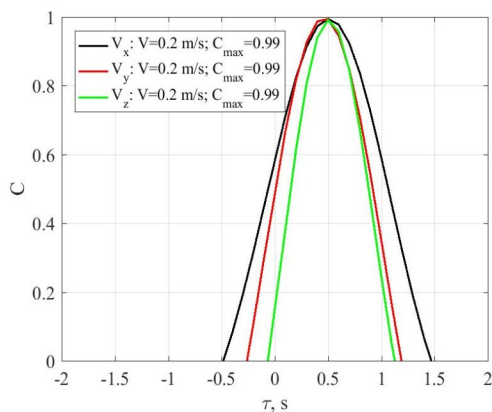


Рис. 5. Пример расчетной корреляционной функции для наилучшего режима реализации методики МЭК.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Метод температурных корреляций (в составе комбинированной системы измерения расхода жидкого натрия) был успешно реализован и откалиброван. Магнитное препятствие оказалось эффективным источником температурных пульсаций, необходимых для МТК. Большое значение для метода МТК имеет правильный выбор места расположения датчика температуры. Расчеты показали, что при больших расходах в потоке есть участки, где пульсации температуры отстают от течения, т.е. гипотеза Тейлора работает плохо. Для возможности измерения скорости методом МТК при больших расходах термопары должны располагаться на большом расстоянии от магнитного препятствия или же необходима дополнительная калибровка. В начале зоны смещения наблюдается сильно неравномерное распределение скоростей в вертикальном сечении, что приводит к сильным колебаниям ближе к оси трубы. Флуктуации скорости большой амплитуды отрицательно сказываются на точности МТК.

Изучение метода электромагнитных корреляций показало теоретическую возможность его реализации в реальной конструкции. Потенциально, МЭК - более удобная и надежная методика чем МТК. В ближайшее время планируется выполнить экспериментальное исследование МЭК, что позволит сравнить особенности применения этих двух методик в реальных устройствах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Правительства Пермского края в рамках научного проекта «Разработка систем измерения расхода жидкого металла в каналах металлургических и ядерных энергетических установок».

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **von Weissenfluh T.** Probes for local velocity and temperature measurements in liquid metal flow // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1985. V. 28. No. 8. P. 1563–1574.

2. **Shercliff J. A.** Theory of electromagnetic flow measurement. Cambridge University Press, 1962. P. 146.
3. **Hayashi H., Becker A. and Evans J.** Toward a probe for velocity measurement in molten metals at high temperatures // *Metallurgical and Materials Transactions B*. 1999. V. 30. No. 4. P. 623–630.
4. **Adamovskii L., Golovanov V., Inkin Y. and Kozubov E.** Calibration of nonlinear magnetic flowmeters in the sodium circuits of fast power reactors // *Atomnaya Energiya*. 1987. V. 62. No. 2. P. 120–122.
5. **Thess A., Votyakov E. and Kolesnikov Y.** Lorentz force velocimetry // *Physics Review Letters*. 2006. V. 96. P. 164501(4).
6. **Priede J., Buchenau D. and Gerbeth G.** Force-free and contactless sensor for electromagnetic flowrate measurements // *Magnetohydrodynamics*. 2009. V. 45. No. 3. P. 451–458.
7. **Pallagi D., Horanyi S. and Hargitai T.** Power reactor noise measurements in Hungary // *Annals of Nuclear Energy*. 1975. V. 2, No. 2–5. P. 333–335.
8. **Benkert I., Mika C., Raes K. H. and Stegemann D.** Determination of thermocouple transfer-function and fluid-flow velocities by temperature noise measurements in liquid sodium // *Progress in Nuclear Energy*. 1977. V. 1. P. 553–563.
9. **Belyaev I., Razuvanov N., Sviridov V. and Zagorsky V.** Temperature correlation velocimetry technique in liquid metals // *Flow Measurement and Instrumentation*. 2017. V. 55. P. 37–43.
10. **Taylor G. I.** The spectrum of turbulence // *Proceedings of the Royal Society A*. 1938. V. 164. P. 476–490.
11. **Kebadze B. V., Grishin S. V. and Komissarov Y. O.** A study of thermoelectric noise at the boundary between a liquid metal and the wall, and correlation measurement of the rate of flow // *Magnetohydrodynamics*. 1990. V. 4. P. 502–507.
12. **Votyakov E. V. and Kassinos S. C.** On the analogy between streamlined magnetic and solid obstacles // *Physics of Fluids*. 2009. V. 21. No. 9. P. 097102.
13. **Votyakov E. V., Kolesnikov Y., Andreev O., Zienicke E. and Thess A.** Structure of the Wake of a Magnetic Obstacle // *Physical Review Letters*. 2007. V. 98. P. 144504.

## **ПРОБЛЕМЫ ПЕРЕХОДНЫХ РЕЖИМОВ ПЕРСПЕКТИВНЫХ АВИАЦИОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Авиационный гражданский транспорт, как никакой, наверное, чрезмерно чувствителен к росту цен на традиционные углеводородные топлива. Эта зависимость связана с высокой топливной составляющей в стоимости авиаперевозок. Создатели авиационных двигателей уже более 20-и лет назад осуществляли попытки перейти на альтернативные топлива. Среди альтернативных видов топлива для авиационных двигателей рассматривались криогенные авиационные топлива. К ним относятся: сжиженный природный газ (далее - СПГ) состоящий в основном из метана, жидкий водород и криогенный пропан.

### **1. СОВРЕМЕННЫЕ ТЕНДЕНЦИИ АВИАЦИОННОГО ДВИГАТЕЛЕСТРОЕНИЯ**

Применение криогенных топлив приобретает все большую актуальность. Они имеют большей хладоресурс и работоспособность до его сжигания, а также большую, чем у авиационного керосина, теплоту сгорания. Кроме того, криогенное топливо является более выгодным с точки зрения соответствия экологическим требованиям. Например, при использовании жидкого метана, который будет использоваться в качестве топлива в настоящем исследовании, отсутствуют выбросы свинца и серы. Такое топливо является с точки зрения экологии прямым конкурентом авиационному керосину. В 1998 году в Советском Союзе был испытан летательный аппарат с двигателем на жидком водороде (Ту-155), а уже в 1989 году начались испытания оборудования и исследования возможностей криоплана при использовании СПГ (Ту-156).

В процессе первых испытаний криоплана на водородном топливе водород находился в переохлажденном состоянии (температура до  $-253^{\circ}\text{C}$ ) с наддувом инертного газа в бак. В отличие от водорода СПГ находился на линии насыщения и не требовал дополнительного оборудования для поддержания его в жидком состоянии, что являлось существенным преимуществом.

### **2. ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕХОДНЫХ РЕЖИМОВ В АВИАЦИОННЫХ ДВИГАТЕЛЯХ**

Криогенная топливная система (далее – КТС) моделируется в условиях заданного полетного цикла, при котором в зависимости от участка полета двигатель работает на режиме, соответствующем опре-

деленному расходу топлива. Смена одного режима работы двигателя на другой сопровождается переходными процессами, которые зачастую являются существенно нестационарными. Это, в свою очередь, может привести к различного рода нестационарным эффектам в магистралях КТС, топливо в которых – метан находится на линии насыщения и чрезвычайно чувствительно к термодинамическим условиям в каждой точке КТС. В переходных точках полетного цикла меняется режим работы двигателя, и, следовательно, массовый расход жидкого топлива.

Одним из важных этапов работы авиационного газотурбинного двигателя является увеличение тяги с режима «малого газа» до «взлетного». Современные авиационные ГТД за несколько секунд переходного режима увеличивают массовый расход более чем в 10 раз: CFM-56 – до 11 раз, Trent XWB-97 – более 12 раз [1].

Процессы теплообмена в нестационарных условиях могут сопровождаться существенными скачками по теплоотдаче и гидравлическим сопротивлениям. Скачки по теплоотдаче могут привести к вскипанию жидкого метана, что крайне недопустимо для устойчивой работы насосных агрегатов. Вскипание жидкого метана приводит к приросту давления насыщенных паров в трубопроводе в результате нагрева топлива, что определяет величину снижения кавитационного запаса и потребного напора насоса. К потере устойчивости в работе насосных агрегатов, и даже к его полному отключению, может привести также резкий перепад давлений из-за нестационарных эффектов по гидравлическим сопротивлениям.

### **3. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ УСЛОВИЯ В АВИАЦИОННЫХ ДВИГАТЕЛЯХ**

В предыдущих работах мы уже говорили о необходимости анализа влияния нестационарных условий на тепловые и гидродинамические процессы [2, 3]. Когда мы говорим о существенных изменениях процессов, мы имеем ввиду отклонения реальных значений от значений, полученных при квазистационарных расчетах более 100% [2].

При рассмотрении гидродинамических нестационарных процессов необходимо понимать фундаментальные причины этих явлений. В МАИ с 80-х годов сформировалась научная школа, и проводятся исследования по изучению структурных изменений нестационарных турбулентных течений [3-5]. Проведенные ранее в МАИ исследования [4-6] показа-

ли, что основной причиной изменения теплообмена и гидродинамики в нестационарных условиях является изменение турбулентной структуры течения [7]. Анализ экспериментальных данных по структуре турбулентных течений [8, 9] подтверждает существенное изменение структуры потока вблизи стенки канала, что не может не влиять на макропроцессы течения.

В условиях ускорения течения профиль скорости становится более заполненным. Об этом говорят результаты не только исследований в МАИ [4], но и экспериментальные данные других авторов [8, 9]. Указанные процессы приводят к существенному росту турбулентной вязкости и турбулентной теплопроводности, а это в итоге – к росту теплообмена и сопротивления при ускорении потока.

При замедлении потока наблюдаются процессы, противоположные ускорению. Профиль скорости становится менее заполненным [6, 8, 9]. Интенсивность турбулентных выбросов в поток падает. В итоге это ведет к снижению коэффициента турбулентной вязкости и коэффициента турбулентной теплопроводности, и, следовательно, к уменьшению теплообмена и сопротивления при замедлении потока.

#### 4. ПРОБЛЕМЫ РАСЧЕТА НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕЧЕНИЙ В АВИАЦИОННЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

Проведенные ранее исследования позволили разработать модель влияния нестационарных условий на теплообмен и гидродинамику турбулентных течений. В основе этой модели лежат экспериментальные данные исследования структуры течений в гидродинамически нестационарных условиях [7]. Экспериментальная установка позволяла реализовать условия изменения расхода в 3 раза при времени процесса 2.3 сек. Полученные данные свидетельствуют о возможной ошибке в расчете коэффициента теплоотдачи и гидравлического сопротивления - до 2-х раз. Современные авиационные газотурбинные двигатели, как мы уже говорили выше, работают в переходных режимах в условиях гораздо большей нестационарности – изменение расхода до 12 раз за 1-2 сек. Предварительные расчеты показывают, что для жидкого топлива в указанных условиях нестационарности коэффициенты теплоотдачи и гидравлического сопротивления выше квазистационарных значений до 5 раз при переходе с режима «малого газа» до «взлетного».

Анализ проведенных расчетов показывает, что время продолжительности нестационарного процесса играет преобладающую роль, и чем быстрее протекает нестационарный процесс, тем весомей влияние нестационарных условий. Также важную роль играет диаметр трубопроводов, а именно, при выборе трубопроводов большего диаметра нестационарные эффекты проявляются в разы сильнее. Как мы уже говорили выше, нестационарные воздействия могут привести к вскипанию жидкого метана и снижению кавитационного запаса насосного агрегата. Рост

коэффициента теплоотдачи до 5-х раз, и рост коэффициента гидравлического сопротивления более 3-х раз являются неприемлемыми условиями эксплуатации КТС.

#### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нестационарные гидродинамические процессы играют важную роль в переходных режимах работы криогенных топливных систем. В работе представлен анализ результатов, показывающих существенный (до 5 раз) рост коэффициентов теплоотдачи и гидравлического сопротивления в момент вывода двигателя на взлетный режим. Причиной такого изменения является перестройка структуры турбулентного течения в гидродинамически нестационарных условиях. Указанное явление может привести к существенным нарушениям работы всей криогенной топливной системы и к отказам в работе двигателя. Для решения описанной научной проблемы требуется разработка модели нестационарного течения жидкости в условия изменения расхода до  $3 \text{ кг/с}^2$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Expansion of Hong Kong International Airport into a Three-Runway System. Aircraft - Emission Indices and Fuel Consumption Rates** // [Электронный ресурс]. – [https://www.epd.gov.hk/eia/register/report/eiareport/eia\\_232014/html/Appendix%205.3.1-2a.pdf](https://www.epd.gov.hk/eia/register/report/eiareport/eia_232014/html/Appendix%205.3.1-2a.pdf) (дата обращения 30.03.2022).
2. **Краев В.М.** Современное состояние исследований нестационарных турбулентных течений // Вестник Московского авиационного института. 2016. Т. 23. № 4. С. 61-67.
3. **Нестационарные турбулентные течения в каналах энергоустановок**/В.М. Краев, Д.С. Янышев. Красноярск: Сибирский государственный аэрокосмический университет им. акад. М.Ф. Решетнева, 2014. 276 с.
4. **Dreitser G.A., Neverov A.S., Bukharkin V.B., Kraev V.M.** Experimental study of the structure of turbulent unsteady gas flow in tubes // Abstract of the paper submitted to the 1994 ICHMI Int. Symposium on "Turbulence, Heat, Mass Transfer", Lisbon. 1994. P. 223-227.
5. **Dreitser G.A., Neverov A.S., Bukharkin V.B., Kraev V.M.** Experimental study of the structure of turbulent unsteady gas flow in tubes // II Book of the ICHMT International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Begell House, Inc. 1994. Vol. 2. P. 124-132.
6. **Г.А. Дрейцер, В.М. Краев.** Исследование структуры турбулентных течений, теплообмена и гидродинамики в условиях гидродинамической нестационарности // Известия РАН. Энергетика. 2006. №4. С. 131-144.
7. **V. Kraev, A. Myakochin.** The unsteady turbulent flows structure study present status. INCAS BULLETIN. 2019, Vol. 11, Issue 2. P.111-124.
8. **Марков С.Б.** Экспериментальное исследование скоростной структуры и гидравлических сопротивлений в неустановившихся напорных турбулентных потоках // Механика жидкости и газа. 1973. № 2. С. 65 - 75.
9. **Никифоров А.Н., Герасимов С.В.** Изменение параметров турбулентного течения при ускорении и замедлении потока // Инженерно-физический журнал. 1985. №49(4). С. 533-539.



В. В. Сероштанов, В. А. Маслов, М. Д. Селезнёва,  
А. А. Гусаков, М. С. Бернанс, А. В. Митяков

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
195251, Санкт-Петербург, Политехническая, 29

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОБТЕКАНИИ ДВУХ ЦИЛИНДРОВ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования конвективного теплообмена при обтекании цилиндрических поверхностей экспериментальными методами [1,2] и с помощью численного моделирования [3-5] ведутся давно и успешно. Наиболее сложным является измерение местных значений плотности теплового потока и коэффициента теплоотдачи (КТО) и их сопоставление с картиной течения обтекающей жидкости. С появлением в 90-х гг. прошлого века градиентных датчиков теплового потока (ГДТП), обладающих малыми размерами и достаточной чувствительностью, стало возможным получать такие результаты [6,7]. В тоже время их уникальное быстроедействие (порядка  $10^{-8}$  с) позволяет фиксировать не только осреднённые во времени, но и мгновенные значения вектора плотности теплового потока.

Градиентная теплометрия, совмещённая с методом измерения скорости по изображению частиц (Particle Image Velocimetry), показала адекватность и информативность метода в исследовании одиночного кругового цилиндра. Развитием опытов вынужденно конвективного теплообмена на цилиндрических поверхностях стало увеличение числа цилиндров для выявления влияния геометрии системы на течение и теплообмен.

### 2. МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

#### 2.1. Экспериментальный стенд

Экспериментальная установка включает в себя аэродинамическую трубу, модель объекта, PIV-комплекс ПОЛИС, ГДТП и ИВК компании National Instruments.

Аэродинамическая труба открытого типа оснащена камерой Эйфеля. Стенки камеры выполнены из оптически прозрачного оргстекла для измерения полей скорости без заметного рассеяния трассеров, что существенно упрощает PIV-эксперимент. Также в контуре трубы имеется водо-воздушный теплообменник, подключенный к системе ХВС, что позволяет поддерживать температуру набегающего потока воздуха практически постоянной ( $\pm 0,3^\circ\text{C}$ ).

PIV-система использована в классической (2D) конфигурации и включает блок синхронизации, двойного импульсного лазера и цифровой камеры с разрешением 4МПкс. Проведение экспериментов и обработка данных осуществляется с помощью программного обеспечения «ActualFlow».

#### 2.2. Градиентная теплометрия

Действие ГДТП основано на поперечном эффекте Зеебека [6]: прохождение теплового потока через пластину с анизотропией тепло- и термоэлектрических свойств, в ней возникает термоЭДС, пропорциональная величине теплового потока и нормальная вектору плотности теплового потока. Постоянная времени ГДТП имеет порядок  $10^{-8}$  с, что позволяет считать ГДТП безынерционным средством измерения для решения поставленной задачи.

В опытах использованы ГДТП на основе монокристаллического висмута чистоты 0,9999 с вольтваттной чувствительностью 7 мВ/Вт [7]. Размеры используемого ГДТП –  $2 \times 2 \times 0,2$  мм. Градуировка ГДТП на стенде, описанном в работе [6], обеспечивает суммарную стандартную неопределённость измерения плотности теплового потока, не превышающую 1%.

#### 2.3. Модель обогреваемого цилиндра

В качестве модели используется два полых цилиндра диаметром  $d = 66$  мм и длиной  $l = 600$  мм, выполненные из стального листа толщиной 0,1 мм. Цилиндры обогревались насыщенным водяным паром с температурой, близкой к  $100^\circ\text{C}$ . Конденсат удалялся в нижней точке цилиндров с помощью шлангов. Таким образом в работе обеспечивались граничные условия 1 рода. На исследуемом цилиндре смонтирован ГДТП. Цилиндр мог проворачиваться вокруг оси, что позволяет перемещать ГДТП в окружном направлении на угол  $\phi$ .

#### 2.4. Исследуемые конфигурации

При обтекании пары цилиндров расстояние между ближайшими образующими цилиндров  $S_x$  и  $S_y$  могло меняться в пределах от 0,5 до 2 калибров  $d$  (рис. 1).

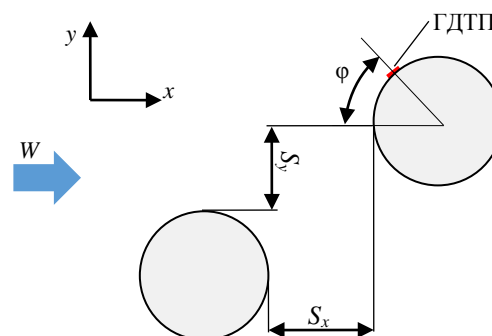


Рис. 1. Схема опытной модели цилиндра.

Так как при расположении цилиндров со смещением задача становится несимметричной относительно оси  $Ox$ , диапазон изменений угла  $\varphi$  составлял от 0 до  $360^\circ$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТОВ

#### 3.1. Объем

Исследования, проведенные для чисел Рейнольдса  $Re = (2,4 \dots 50) \cdot 10^3$ . В качестве примера на рис. 2 представлена зависимость безразмерного коэффициента теплоотдачи от угла  $\varphi$  для случая, когда  $S_y = 0$ , то есть когда поперечное смещение между цилиндрами отсутствует.

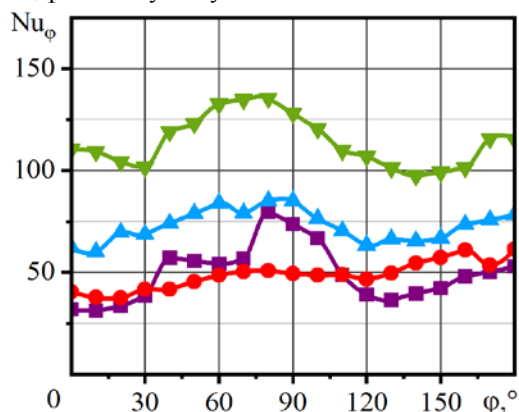


Рис. 2. Зависимость КТО от угла поворота  $\varphi$  на втором цилиндре при  $Re$ : равном: фиолетовая линия  $-2,4 \cdot 10^3$ ; красная линия  $-4,8 \cdot 10^3$ ; синяя линия  $-9,6 \cdot 10^3$ ; зеленая линия  $-29,8 \cdot 10^3$

Максимум КТО смещен от лобовой образующей, и его положение зависит как от числа Рейнольдса, так и от расстояния  $S_x$ . Отсутствует и явный минимум, свойственный распределению КТО для одиночного цилиндра. При увеличении скорости (начиная примерно с  $Re = 10^4$ ) можно наблюдать сходство кривых. Вблизи кормовой образующей можно говорить о некотором сходстве кривых — вне зависимости от расстояния между цилиндрами  $S_x$ .

Ход кривых становится более понятным при рассмотрении полей скорости, полученных с помощью PIV вблизи второго цилиндра и представленных на рис. 3.

Местное число Нуссельта на поверхности второго цилиндра зависит от того, в какой части следа он расположен. При этом характер течения в следе и его характеристики — прежде всего, длина и интенсивность возвратных течений — зависят от режима течения.

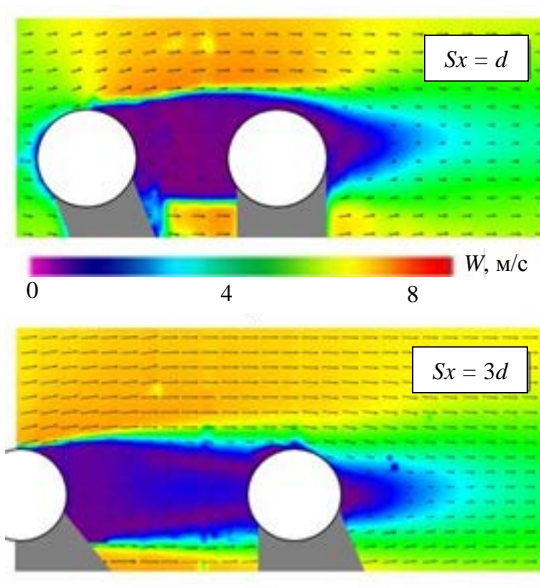


Рис. 3. Поле скорости вблизи пары цилиндров при  $Re = 9600$ .

Повышение КТО в диапазоне углов  $\varphi = 40 \dots 100^\circ$  для случая  $S_x = d$ , наблюдается во всех исследуемых режимах: именно эта часть второго цилиндра взаимодействует с вихрем, сошедшим с первого.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы течение и теплообмен на паре цилиндров с различным шагом в продольном и поперечном направлениях. Показано влияние первого цилиндра (длины рециркуляционного пузыря, особенностей вихреобразования) на картину течения и теплообмен вблизи второго цилиндра.

*Работа поддержана грантом РФФ 22-29-00156.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Nadel P.** Flow Around Circular Cylinders Vol 2 Applications // — 2016.
2. **Жукаускас А. А.** Конвективный перенос в теплообменниках. — М.: Наука, 1982. — 471 с.
3. **Sumner D., Richards M., Akosile O.** Two staggered circular cylinders of equal diameter in cross-flow // Journal of Fluids and Structures. — 2005. — 20, № 2. — с. 255—276.
4. **Jogee S., Prasad B., Anupindi K.** Large-eddy simulation of non-isothermal flow over a circular cylinder // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2020. Vol. 151. P. 17..
5. **Lange C., Durst F., Breuer M.** Momentum and heat transfer from cylinders in laminar cross flow at  $10^4 \leq Re \leq 200$  // International Journal of Heat and Mass Transfer. [1998. Vol. 41, No. 22. P. 3409-3430.
6. **Gradient Heatmetry Advances / S. Z. Sapozhnikov [et al.] // Energies. 2020. Vol. 13, No. 23.**
7. **Сапожников С. З., Митяков В. Ю., Митяков А. В.** Основы градиентной теплометрии. — СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2012. — 215 с.



## ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ КОЛЕБАНИЙ В СЛОЖНОЙ ГИДРОМЕХАНИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В работе представлены результаты исследований процессов генерации звуковых колебаний вихревыми структурами. Особое внимание было уделено выявлению условий перехода к режиму кризиса закрученного потока, в котором наблюдался резонанс частоты колебаний упругой среды, обусловленных генерацией устойчивых вихревых структур, с собственной частотой гидромеханической системы. В качестве объекта исследований было выбрано импактное закрученное течение.

### 1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Исследования проводились на газодинамическом стенде. Рабочим участком являлась вихревая камера с тангенциальным подводом сжатого воздуха. Закрученный воздушный поток покидал объем вихревой камеры через небольшое отверстие в верхней крышке камеры и ударял по преграде, выполненной в форме плоского диска. Наиболее интересные результаты наблюдались при нефиксированной ширине щели между крышкой вихревой камеры и преградой. В этом случае реализовывался режим самонастройки частот вихревой системы на собственную частоту гидромеханической системы [1]. По характеру регистрируемых в процессе экспериментов акустических колебаний было выделено два режима истечения импактной закрученной струи: режим №1 - докритический (он же звуковой дорезонансный), и режим №2 - критический (или резонансный). Было установлено, что основным источником возбуждения пульсаций давления в потоке являлась система крупномасштабных вихреобразований, генерируемых на выходе из вихревой камеры [2].

### 3. ЗВУКОВОЙ ДОРЕЗОНАНСНЫЙ РЕЖИМ

В цилиндрических координатах, определяющих геометрию рабочего участка, картина сложения колебаний в двух взаимно перпендикулярных направлениях  $r$  и  $\varphi$  представляет собой сложную кривую, соответствующую фигуре Лиссажу с частотами  $f_1 = 2796$  Гц и  $f_2 = 273$  Гц. Именно такое расположение проекции линий тока на верхней поверхности выходной щели хорошо согласуется с полученной в результате эксперимента картиной визуализации вихревого следа на поверхности. Как показали результаты экспериментов по визуализации

течения, полученные с помощью нанесения вязкой суспензии на нижнюю поверхность преграды, при истечении импактного закрученного потока из кольцевой щели на поверхности преграды остается вихревой след в виде системы концентрических колец, повторяющих конфигурацию пересекающихся линий тока в фигуре Лиссажу.

Тип колебаний, соответствующий звуковому дорезонансному режиму, относится к вынужденным колебаниям при наличии затухания. В рассматриваемом случае в качестве вынуждающей силы выступает сила, связанная с колебаниями звукового давления. В экспериментах была получена соответствующая зависимость звукового давления от времени, указывающая на баланс между накоплением и сбросом энергии при резонансном режиме истечения.

### 4. РЕЗОНАНСНЫЙ РЕЖИМ

Было установлено, что устойчивая спирально-вихревая структура потока формируется при возбуждении собственных колебаний крышки вихревой камеры. Описываемый процесс соответствует условию акустического резонанса, сопровождаемого резким усилением акустических колебаний на частоте, совпадающей с собственной частотой колебательной системы. Сделанные оценки позволяют заключить, что в критическом режиме истечения обладающий большой кинетической энергией поток воздуха возбуждал колебания упругой поверхности верхней крышки вихревой камеры. Это приводило к колебаниям объема воздуха под преградой, в результате чего при совпадении частоты вращения в спиральном вихре  $f_1$  с собственной частотой колебаний упругой верхней торцевой поверхности камеры  $f_1$  возникал резонанс, при котором вытекающий поток покидал пространство под преградой за один цикл колебаний.

Картина визуализации потока, соответствующая резонансному режиму истечения, указывает на наличие устойчивой вихревой структуры течения, сформированной идентичными продольными спиральными вихрями. Фигура Лиссажу соответствует устойчивому резонансному режиму истечения при сложении акустических колебаний с частотами  $f_1 = 27$  Гц и  $f_2 = 2796$  Гц.

### 5. УСЛОВИЯ ПЕРЕХОДА К РЕЗОНАНСНОМУ РЕЖИМУ

Для выявления условий перехода в критический

режим была проведена серия экспериментов с набором преград диаметрами от 30 мм до 90 мм. В результате обработки амплитудно-частотных характеристик звуковых колебаний (рис. 1) была рассчитана мощность акустической энергии и определены коэффициенты затухания  $\delta$ . Резонансный режим истечения (см. выделенное серым в табл. 1) импактной закрученной струи наблюдался на преградах диаметром 50, 60 и 70 мм при частоте  $f_{11} = 2824$  Гц, что соответствовало частоте собственных колебаний плексигласовой крышки вихревой камеры. На преградах диаметром 30 и 40 мм, а также 80 и 90 мм резонансный режим не наблюдался.

Таблица 1.

$D$ , мм	$W_{ак}$ по полному спектру, Вт	$\delta$ , Гц	$\Delta W_{ак}$ по ширине $2\delta$ , Вт	$\Delta W_{ак}/W_{ак}$ , %
30	2,69	862	0,187	6,95
40	3,99	839	0,576	14,44
50	0,3	593	0,13	43,33
60	0,22	732	0,082	37,27
70	0,56	416	0,221	39,46
80	0,32	914	0,079	24,69
90	0,12	1204	0,03	25,00

Построение резонансных кривых (рис. 1) для набора преград с рассчитанными в результате обработки экспериментальных данных коэффициентами затухания показало, что резонансный режим уверенно фиксировался при сосредоточении в области вблизи резонансной частоты более 30% мощности акустического спектра. Из общей теории резонансных колебаний известно, что для развития резонанса коэффициент затухания  $\delta$  должен быть менее  $0,25f_{рез}$ . Таким образом резонанс наступает, если на колебания с частотами, лежащими в области от  $0,75 f_{рез}$  до  $1,25 f_{рез}$ , приходится более 30% от суммарной мощности всего акустического спектра.

В резонансном режиме наблюдалось резкое возрастание амплитуды звуковых колебаний на частоте, совпадающей с частотой собственных колебаний вихревой камеры. При переходе системы к резонансному режиму истечения громкость резонансных колебаний возрастала на 20-30 дБ, что приводило к возрастанию суммарной мощности всего спектра акустических колебаний на порядок. Дополнительным источником энергии в резонирующей системе выступала энергия собственных колебаний упругой крышки вихревой камеры, возбуждаемых за счет внешнего силового воздействия со стороны вихревой структуры вытекающего потока воздуха.

Проведенные вычисления для преграды диаметром  $D = 60$  мм показали, что в дорезонансном режиме суммарная мощность всего спектра акустических колебаний, генерируемых детерминиро-

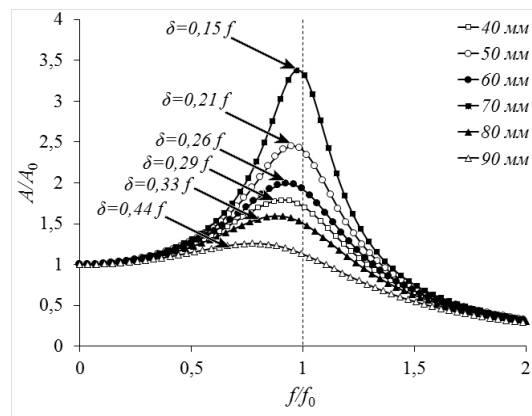


Рис. 1. Резонансные кривые для преград различного диаметра при расходе  $G = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$  и диаметре выходного отверстия  $d_0 = 5$  мм.

ванной вихревой структурой потока, составила 0,56 Вт, в то время как при резонансном режиме мощность акустических колебаний возросла до 6,46 Вт за счет резкого увеличения амплитуды собственных колебаний гидромеханической системы.

Количественный анализ полученных экспериментальных результатов позволил оценить энергетический баланс при двух характерных режимах истечения импактного закрученного потока с учетом вклада процессов движения, теплообмена, вихреобразования и излучения звука. Было установлено, что в резонансном режиме диссипативные потери энергии, рассчитанные с использованием принятой схемы течения [3], за период затухания акустических колебаний не зависят от размеров преграды и равны константе, поэтому отношение диссипативных потерь к коэффициенту затухания по аналогии с адиабатическим инвариантом может рассматриваться как диссипативный инвариант резонансных колебаний. Наличие подобной закономерности указывает на адекватность выбранной физической модели течения и доказывает справедливость ее использования при обработке экспериментальных результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований, грант № 19-08-00223 и Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (Договор No. 02.a03.21.0005).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Mitrofanova O. V., Pozdeeva I. G.** Investigation of the acoustic oscillation self-adjustment mechanism in impinging swirling flows // *Fluid Dynamics*, September 2015, Vol. 50, Issue 5, p. 646–654
2. **Митрофанова О. В., Поздеева И. Г.** «Использование акустического метода измерений для регистрации вихревой структуры потоков в каналах сложной геометрии» // *Тепловые процессы в технике*. 2019. Т. 11. №2. с. 50–60.
3. **Поздеева И.Г.** Исследование гидродинамики и механизмов генерации акустических колебаний в сложных вихревых течениях: диссертация на соискание степени кандидата технических наук: 01.04.14. – Москва, 2019. – 117 с.

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ В КАНАЛЕ С ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИМ ИСТОЧНИКОМ ЭНЕРГИИ И РАДИАТОРНОЙ СИСТЕМОЙ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное развитие микро и радиоэлектроники привело к росту разнообразия радиоэлектронных приборов [1], вследствие чего перед учёными стоит задача разработки эффективных систем охлаждения тепловыделяющих элементов. Активные системы охлаждения, работающие на принципе вынужденной или смешанной конвекции, являются одними из наиболее распространённых систем охлаждения. Они зачастую применяются в охлаждении блоков радиоэлектронной аппаратуры, в различных элементах теплообменного оборудования, в солнечных коллекторах [2–5].

В данной работе рассматривается ламинарная смешанная конвекция в пространственном канале прямоугольного сечения с областью постоянного объёмного тепловыделения, расположенной в центральной нижней части канала. Над источником энергии располагаются теплопроводные элементы, с помощью которых производится съём тепла с поверхности нагревателя. Проводится анализ влияния теплофизических свойств материала теплоотводящих вставок, а также скорости течения хладагента в канале на распределения термогидродинамических характеристик.

### 2. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА

На рисунке 1 представлена область решения задачи в виде трёхмерного канала размера  $H \times L \times H$  ( $L = 5H$ ) с бесконечно тонкими стенками. В середине канала располагается плоский источник постоянного объёмного тепловыделения, над которым располагается радиаторная система. Среда, движущаяся в рассматриваемом канале, считается ньютоновской теплопроводной, с постоянными теплофизическими свойствами и удовлетворяющая приближению Буссинеска. Все поверхности канала считаются непроницаемыми и на них задаются условия теплоизоляции. На входе в канал подаётся горизонтальный поток среды с температурой  $T_c$ . Режим течения в области – ламинарный. Ребра, расположенные над источником энергии, предполагаются теплопроводными.

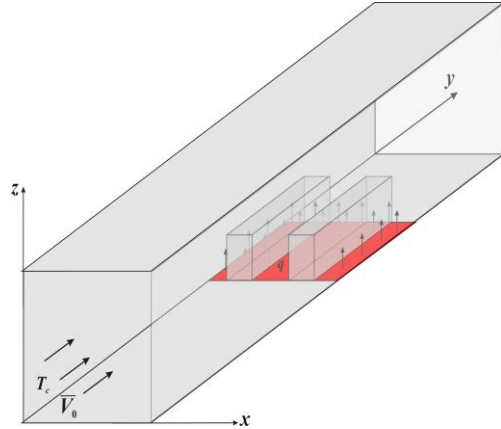


Рис. 1. Область исследования.

### 2.1. Основные уравнения

Определяющие дифференциальные уравнения нестационарной сопряжённой смешанной конвекции внутри канала, описывающие представленную физическую систему, могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial Z^2} = -\Omega_x, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial Z^2} = -\Omega_y, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_z}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi_z}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Psi_z}{\partial Z^2} = -\Omega_z, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Omega_x}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega_x}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega_x}{\partial Y} + W \frac{\partial \Omega_x}{\partial Z} - \Omega_x \frac{\partial U}{\partial X} - \Omega_y \frac{\partial U}{\partial Y} - \Omega_z \frac{\partial U}{\partial Z} = \\ & = \frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\partial^2 \Omega_x}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega_x}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Omega_x}{\partial Z^2} \right) + \frac{\text{Ra}}{\text{Pr} \cdot \text{Re}^2} \frac{\partial \Theta}{\partial Y}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Omega_y}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega_y}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega_y}{\partial Y} + W \frac{\partial \Omega_y}{\partial Z} - \Omega_x \frac{\partial V}{\partial X} - \Omega_y \frac{\partial V}{\partial Y} - \Omega_z \frac{\partial V}{\partial Z} = \\ & = \frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\partial^2 \Omega_y}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega_y}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Omega_y}{\partial Z^2} \right) - \frac{\text{Ra}}{\text{Pr} \cdot \text{Re}^2} \frac{\partial \Theta}{\partial X}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Omega_z}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega_z}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega_z}{\partial Y} + W \frac{\partial \Omega_z}{\partial Z} - \Omega_x \frac{\partial W}{\partial X} - \Omega_y \frac{\partial W}{\partial Y} - \Omega_z \frac{\partial W}{\partial Z} = \frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\partial^2 \Omega_z}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega_z}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Omega_z}{\partial Z^2} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta}{\partial Y} + W \frac{\partial \Theta}{\partial Z} = \frac{1}{Pr \cdot Re} \left( \frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Z^2} \right), \quad (7)$$

Для определения температуры внутри твёрдых теплопроводных рёбер используется уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{a_s/a_f}{Pr \cdot Re} \left( \frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Z^2} \right) \quad (8)$$

## 2.2. Граничные и начальные условия

В начальный момент времени предполагалось, что среда внутри рассматриваемой области находится в состоянии покоя:

$$\Psi_x = \Psi_y = \Psi_z = 0, \quad \Omega_x = \Omega_y = \Omega_z = 0$$

Начальная температура внутри области считалась равной 0.5.

Граничные условия:

- Вертикальные стенки ( $X = 0$ ,  $X = 1$ ) считаются адиабатическими, для гидродинамики имеем  $\frac{\partial \Psi_x}{\partial X} = \Psi_y = \Psi_z = 0$ ;

- горизонтальные стенки ( $Z = 0$  и  $Z = 1$ ) также считаются адиабатическими за исключением участка тепловыделения, при этом для компонент векторного потенциала имеем  $\Psi_x = \Psi_y = \frac{\partial \Psi_z}{\partial Z} = 0$ ;

- на участке тепловыделения  $\frac{\partial \Theta}{\partial Z} = -1$ , при этом для компонент векторного потенциала имеем  $\Psi_x = \Psi_y = \frac{\partial \Psi_z}{\partial Z} = 0$ ;

- на поверхности рёбер:

$$\frac{\partial \Psi_n}{\partial n} = 0, \quad \begin{cases} \Theta_s = \Theta_f \\ \lambda_s \frac{\partial \Theta_s}{\partial n} = \frac{\partial \Theta_f}{\partial n} \end{cases}$$

- на входе в канал поступает хладагент с температурой  $\Theta = 0$ ;

- на выходе из канала имеем  $\frac{\partial \Theta}{\partial Y} = 0$ .

## 2.3. Метод решения

Представленная краевая задача (1)–(8) с соответствующими начальными и граничными условиями была решена методом конечных разностей [6]. Аппроксимация конвективных слагаемых проводилась с использованием монотонной аппроксимации А.А. Самарского второго порядка точности [7], при аппроксимации диффузионных слагаемых использовались центральные разности второго порядка точности. Уравнения параболического типа (4)–(8) были решены с использованием локально-одномерной схемы А.А. Самарского, которая позволяет свести пространственную задачу к системе одномерных задач. Полученная система линейных

алгебраических уравнений разрешалась методом прогонки. Разностные уравнения эллиптического типа (1)–(3) были решены методом последовательной верхней релаксации.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численные исследования краевой задачи (1)–(8) были проведены при  $Re = 200$ – $1000$ ,  $Ra = 10^4$ ,  $Pr = 0.7$  на равномерной сетке. Основное внимание было уделено анализу влияния числа Рейнольдса и относительного коэффициента теплопроводности рёбер на интенсивность теплосъёма с поверхности источника энергии. В частности были рассмотрены три материала – алюминий (Al), медь (Cu) и сталь (Fe).

Исследование выполнено при поддержке Программы развития Томского государственного университета (Приоритет-2030).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Динамика радиоэлектроники** / Под ред. Ю.И. Борисова. М.: Техносфера, 2007. 400 с.
2. **Boulemtafes-Boukadouma A., Abidb C., Benzaoui A.** 3D Numerical study of the effect of aspect ratio on mixed convection air flow in upward solar air heater // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2020. Vol. 84. Article number 108570.
3. **Huang P.C., Yang C.F., Hwang J.J., Chiu M.T.** Enhancement of forced-convection cooling of multiple heated blocks in a channel using porous covers // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2005. – Vol. 48. – P. 647–664.
4. **Yang M., Yeh R., Hwang J.** Mixed convective cooling of a fin in a channel // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2010. – Vol. 53, – P. 760–771.
5. **Feijó B.C., Lorenzini G., Isoldi L.A., Rocha L.A.O., Goulart J.N.V., dos Santos E.D.** Constructural design of forced convective flows in channels with two alternated rectangular heated bodies // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2018. – Vol. 125. – P. 710–721.
6. **Шерemet М.А.** Сопряженные задачи естественной конвекции. Замкнутые области с локальными источниками тепловыделения. Берлин: Lamdert Academic Publishing, 2011. 176 с.
7. **Алешкова И.А., Шерemet М.А.** Математическое моделирование сопряженной термогравитационной конвекции в пористой среде // Вестник Удмуртского университета. Математика. Механика. Компьютерные науки. 2010. Вып. 2. С. 49–56.

## ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ВИХРЕОБРАЗОВАНИЯ НА ПРОЦЕССЫ ТЕПЛОМАССОБМЕНА В ЯДЕРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе проблемы, связанные со сложной гидродинамикой потоков и её влиянием на процессы тепломассопереноса, рассматриваются на наиболее распространенном типе ядерных энергетических установок (ЯЭУ) с ядерными реакторами корпусного типа. Целью проводимых исследований является определение физических факторов и условий, приводящих к формированию устойчивых вихревых структур во внутренних турбулентных закрученных течениях, имеющих место в сложных каналах первого и второго контуров ЯЭУ.

### 2. ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКОГО ТРАКТА НА ВИХРЕОБРАЗОВАНИЕ

Основные особенности гидродинамики ЯЭУ с ядерными реакторами корпусного типа, к которым относятся энергетические реакторы с водой под давлением (ВВЭР), транспортные ЯЭУ, АЭС с реакторами на быстрых нейтронах типа БН с натриевым теплоносителем и ЯЭУ с реакторами на быстрых нейтронах, охлаждаемыми тяжелыми жидкометаллическими теплоносителями (Pb, Pb-Bi), связаны со сложной конструкцией как самих реакторных установок с активными зонами, петлевым подводом теплоносителя, сложностью коллекторных систем, так и с устройством парогенераторов и другого энергетического оборудования.

В работах [1 - 3] было показано, что к управляющим факторам, влияющим на вихревую структуру и закрутку потоков рабочих сред и теплоносителей в различных элементах ЯЭУ относятся: конструктивные особенности теплогидравлического тракта (наличие закручивающих и дистанционирующих устройств, переменность проходного сечения, изгибы, оребрение); наличие источников завихренности (например, центробежных насосов); электропроводность и теплофизические свойства жидкости. Плотностная стратификация потоков и фазовые переходы также могут приводить к конвективной и вибрационной неустойчивостям и вихреобразованию.

Кроме этого, установленным фактом, описанным в работах [1, 2], является то, что именно общепринятая внутрикорпусная схема движения теплоносителя, вводимого в корпус реактора по трубам большого диаметра и меняющего направление движения на  $180^\circ$  от нисходящего в кольцевом зазоре между корпусом и внутренней обечайкой к

восходящему движению через активную зону, способствует крупномасштабному вихреобразованию в нижней напорной части коллектора перед входом в активную зону.

### 3. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Для теоретического описания кризиса закрученного потока используется подход, развитый академиком И.И. Новиковым в монографии [4] на основе ранее сделанного открытия. Суть этого открытия заключается в определении кризиса закрученного течения как режима течения, при котором расходная скорость закрученного потока жидкости достигает своего предельного значения, равного скорости распространения длинных центробежных волн. И.И. Новиковым было показано, что центробежные волны возникают при закрученном (поступательно-вращательном) движении жидкости в открытой трубе под действием центробежных сил. Эти волны представляют собой малые возмущения, которые распространяются от источника возмущений по всей жидкости. Аналогом таких волн в поле другой массовой силы – силы тяжести являются продольные гравитационные волны, распространяющиеся в несжимаемой жидкости. В работе [4] дан вывод соотношения для критической скорости закрученного потока - скорости распространения длинных центробежных волн в трубе.

Возможность применения открытия И.И. Новикова к замкнутым циркуляционным трактам была обоснована в работе [1], где было показано, что условием достижения критической расходной скорости закрученного течения является условие равенства градиентов давления в продольном направлении и радиального перепада давления в поперечном сечении канала, возникающего за счет генерации крупномасштабного вихревого движения и закрутки потока.

Полученное ранее теоретическое описание кризиса закрученного потока позволило рассчитать характеристики движения и вихревую структуру потока в элементах трубопроводов систем компенсации давления и парогенераторов транспортных ЯЭУ с использованием универсального программного комплекса ANSYS в 3D геометрии при соответствующей постановке задач для ряда аварийных ситуаций. Проведенное моделирование позволило выявить необходимые условия для исключения процессов, приводящих к кризисным и резонансным явлениям. В частности, было показано, что

несанкционированная закрутка в элементах трубопроводов систем компенсации давления и в трубных системах парогенераторов при определенных режимах работы реактора может приводить к кризису закрученного потока и резкому увеличению гидравлических потерь.

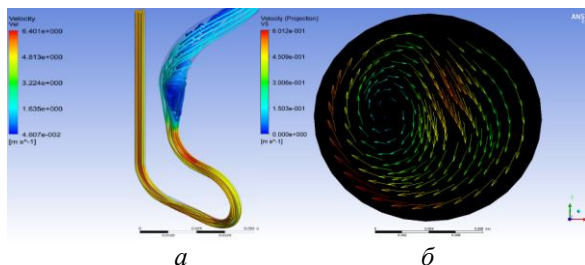


Рис. 1. Генерация закрутки потока на экономайзерном участке парогенерирующего канала: а) – геометрия канала и линии тока движущейся жидкости в зоне подогрева питательной воды перед испарительным участком; б) – распределение тангенциальной составляющей скорости потока в зоне расширения проходного сечения канала

В качестве примера на рисунке 1а приведена характерная геометрия участка одиночного канала ледокольного парогенератора в области разворота потока от нисходящего к восходящему направлению движения. Рисунок 1 б иллюстрируют тот факт, что в области диффузорного расширения канала после прохождения двух вертикальных изгибов при переходе из опускного к восходящему направлению движения питательной воды, где формируется устойчивая вихревая структура потока, состоящая из двух спиральных вихрей равной интенсивности, но противоположного направления вращения – вихрей Дина, при последующем движении жидкости через расширяющуюся часть канала, заканчивающуюся горизонтальным изгибом, течение приобретает однонаправленную закрутку в масштабе всего канала (Рис. 1 б). Опасность возникновения несанкционированной закрутки потока в этом случае заключается в том, что возникающая в таком случае зона реверсивного закрученного течения при дальнейшем увеличении мощности ядерного реактора может приводить к кризису закрученного потока с образованием вихревой пробки (Рис 1 а), запирающей расход рабочей среды.

#### 4. ВЛИЯНИЕ ВИХРЕВЫХ ЭФФЕКТОВ НА БЕЗОПАСНОСТЬ РАБОТЫ ЯЭУ С ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯМИ

Проблема выявления физических условий образования когерентных вихревых структур и их влияния на гидродинамику потока имеет особую актуальность для корпусных реакторов с жидкометаллическими теплоносителями.

В монографии [1], было показано, что именно теплофизические свойства жидких металлов, в отличие от других теплоносителей, и, в частности,

малая кинематическая вязкость, способствуют образованию устойчивых спирально-вихревых структур. Доказательством этого служат и результаты исследований [5], подтвердивших, что в быстрых реакторах имеют место магнитогиродинамические эффекты, обусловленные генерацией осевого магнитного поля в центральной части реактора и сложной картиной термоэлектрических токов, регистрируемых в активной зоне, области расположения промежуточных теплообменников и главных циркуляционных насосов, что приводит, в частности, к самовозбуждению магнитного поля в нижней напорной камере коллектора. Было установлено [6], что именно наличие устойчивых крупномасштабных вихреобразований может являться причиной самогенерации магнитного поля, приводящей к запираанию расхода теплоносителя при превышении критических значений определяющих критериев – магнитного числа Рейнольдса  $Re_{mkr} \approx 20 \div 40$  и критерия Лундквиста  $Lu_{kr} \approx 2 \div 4$ . При этом можно говорить, что определяющим является конвективный перенос при сложном вихревом течении.

Сравнение результатов теоретических и экспериментальных исследований позволило обосновать возможность применения теории винтовых потоков для прогнозирования эффектов крупномасштабных вихреобразований в различных элементах теплогидравлического тракта ЯЭУ, что получило прямое экспериментальное подтверждение на крупномасштабной модели ядерного реактора [7].

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований, грант № 19-08-00223.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Митрофанова О.В. Гидродинамика и теплообмен закрученных потоков в каналах ядерно-энергетических установок. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. 288 с.
2. Митрофанова О.В. Комплексные исследования эффектов генерации крупномасштабных вихреобразований в теплоносителях ядерных реакторов. Часть I. Теоретические исследования // Ядерная физика и инжиниринг. 2010. Т. 1, № 4. С. 299-309.
3. Mitrofanova, O.V., Podzorov, G.D., Pozdeeva, I.G. Vortex structure of swirl flow // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2013. Vol. 65. P. 225-234.
4. Новиков И.И. Термодинамика. М.: Машиностроение, 1984. 592 с.
5. Кирко И.М., Кирко Г.Е. Магнитная гидродинамика. Современное видение проблем. М.- Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Ижевский Институт компьютерных исследований, 2009. - 632 с.
6. В.А. Глухих, А.В. Тананаев, И.Р. Кириллов. Магнитная гидродинамика в ядерной энергетике. М.: Энергоатомиздат, 1987. - 264 с.
7. Дмитриев С.М., Хробостов А.Е., Баринов А.А., Главный В.Г. Разработка и адаптация вихререзшающей измерительной системы для проведения верификационных экспериментов на крупномасштабной модели ядерного реактора // Приборы и методы измерений. 2017. Т. 8, № 3. С.203–213.



## ЗВУКОВОЕ СОПЛО СО СТУПЕНЧАТЫМ ДИФFUЗОРОМ. РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Реализация критического перепада давления в минимальном сечении звукового сопла обеспечивает постоянство и стабильность объемного расхода вне зависимости от значения давления на входе в сопло, что позволяет использовать его в качестве образцового расходомера газа. В [1, 2] показано, что коэффициент расхода  $C_d$  является строгой функцией числа Рейнольдса, подсчитанного по диаметру минимального сечения звукового сопла:

$$Re_{in} = \frac{4q}{\pi d \mu_0},$$

где  $q$  – объемный расход, расход,  $\mu_0$  – коэффициент динамической вязкости заторможенного потока,  $d$  – диаметр горла сопла

В [3] регламентируется использование звукового сопла в диапазоне  $10^5 \sim 10^7$ . На расход газа через звуковое сопло большое влияние оказывают формы входного предкритического участка и диффузорной конусной части сопла. Согласно [3] на образующей поверхности конуса неровности, разрывы, величина концентричности не должны превышать  $\pm 1\%$  от местного диаметра, а степень шероховатости не более  $Ra=0,08$ . Для поддержания коэффициента противодавления на высоком уровне необходимо обеспечивать полуугол раскрытия диффузора с цилиндрическим горлом в диапазоне  $3^\circ - 4^\circ$  [4,5]. Такие жесткие требования к качеству поверхностей при изготовлении сопел с малым диаметром горла приводят к значительным технологическими трудностям.

В данной работе с помощью экспериментальных, аналитических и численных методов исследована возможность обеспечения стабильного постоянного расхода в звуковом сопле, отличающемся от сопла стандарта ISO 9300 упрощенной формой выходного диффузорного участка, а именно заменой прямолинейной образующей конусного диффузора каскадом ступенек:

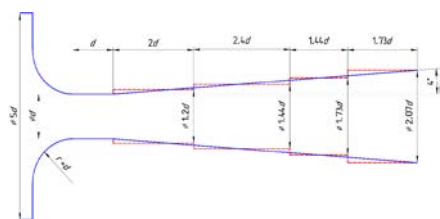


Рис.1. Схема сопла ISO 9300 с тороидальным входным участком с коническим и ступенчатым (пунктирная линия) диффузором

### 2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Необходимый перепад статического давления для выхода сопла на критический режим работы оценивался с помощью аналитического решения системы уравнений неразрывности, количества движения, сохранения энергии и закона изменений площадей. Для замыкания системы использовалось уравнение состояния идеального газа. В уравнениях принималось допущение о постоянстве давления по сечению в области ступенчатого изменения площади. Параметры газа в горле сопла определялись через параметры его заторможенного состояния по газодинамическим функциям. Граничными условиями являлись параметры заторможенного потока газа перед входом в сопло:  $P^*=100$  кПа,  $T^*=293$  К и  $\rho^*=1.188$  кг/м<sup>3</sup>.

Численное моделирование выполнялось в расчетном пакете ANSYS Fluent 18.2. Задача решалась в стационарной осесимметричной постановке при допущении отсутствия теплообмена с внешней средой и с включением уравнения сохранения массы, энергии, осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса. Модель турбулентности k-ε RNG с поправкой на сжимаемость среды. Во входном сечении задавались:  $P^*=100$  кПа,  $T^*=293$  К, интенсивность турбулентности 2%. Использовалось уравнение состояния идеального газа и зависимость динамической вязкости от температуры по закону Сазерленда [6]. В выходном сечении статическое давление изменялось в диапазоне от 75 кПа до 95 кПа с шагом от 0.25 до 1 кПа.

Экспериментальные исследования проводились на газодинамической поверочной установке Ирвис-УПГ-М (Госреестр СИ РФ № 66309-16) (рис.2) с пределами основной относительной погрешности воспроизведения расхода  $\pm 0,25\%$ .

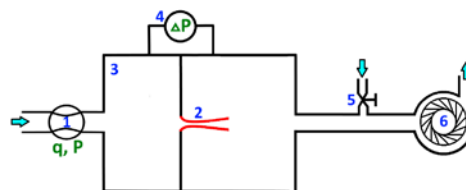


Рис.2. 1 – ультразвуковой расходомер ИРВИС-РС4-Ультра; 2 – звуковое сопло; 3 – двухкамерный ресивер; 4 – датчик перепада давления; 5 – вентиль; 6 – компрессор

При проведении экспериментов с помощью вентиля 5 варьировался перепад давления в камерах ресивера с постепенным повышением в диапазоне от 2 кПа до 25 кПа с шагом от 0.5 до 1 кПа. Контроль режима критического истечения звукового сопла осуществлялся ультразвуковым расходомером Ирвис-РС4-Ультра.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

По результатам численного моделирования установлено, что в каждой секции расширяющейся части сопла поток присоединяется к стенке, длина областей рециркуляции не превышает половины длины соответствующей ступени (рис.3). В выходном сечении сопла скорость потока существенно неравномерна, но роль этой неравномерности в степени восстановления давления в низкоскоростной области течения сравнительно невелика.

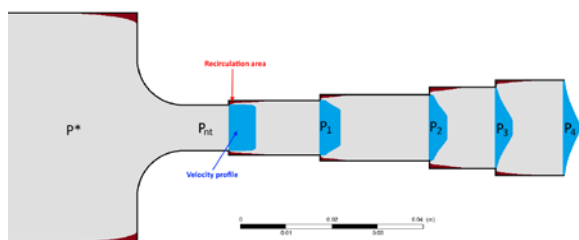


Рис.3. Профили скорости в выходных сечениях секций ступенчатого диффузора и области возвратных течений,  $P_4/P^*=0,805$

Для двух схем сопел представлены зависимости расхода от перепада давления на сопле, полученные по результатам численного (CFD), аналитического (2-10) моделирования и экспериментов.

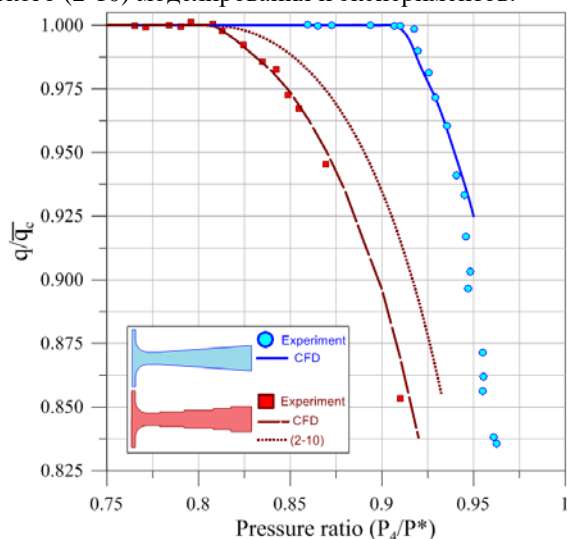


Рис.6. Изменение массового расхода в зависимости от противодавления в сопле ISO 9300 с коническим и ступенчатым диффузором по результатам численного моделирования, экспериментов и решения (2-10)

Показано, что в сравнимом диапазоне чисел Рейнольдса потребный перепад давления для ре-

лизации критического режима в минимальном сечении сопла становится выше при использовании ступенчатого диффузора. При этом наблюдается приемлемое совпадение расчетных оценок с экспериментом.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Потери энергии для обоих типов диффузоров имеют одинаковый порядок. Для выхода сопла на критический режим в случае диффузора ступенчатой формы потребный перепад давлений увеличивается вследствие наличия отрывных течений. Увеличение составляет примерно 10% по сравнению с соплом стандарта ISO 9300 при эквивалентных числах  $Re_{nt}$ .

При аналитических и численных оценках главным требованием для использования сопел со ступенчатым диффузором для контроля расхода газа является требование равномерности профилей скорости и давления в выходных сечениях секций, которое определяется тем, насколько длина секции больше длины области рециркуляции после внезапного расширения.

Более простые в изготовлении, в особенности при малом диаметре горла, расходные сопла со ступенчатым диффузором можно рассматривать как приемлемую альтернативу соплам стандарта ISO 9300 при использовании их в качестве образцовых расходомеров газа.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-19-00507).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Stratford B. S.** The calculation of the discharge coefficient of profiled choked nozzles and the optimum profile for absolute air flow measurement // *The Aeronautical Journal*, 1964. 68(640), 237-245
2. **Arnberg B. T., Britton C. L., & Seidl W. F.** Discharge coefficient correlations for circular-arc Venturi flowmeters at critical (sonic) flow // *Journal of Fluids Engineering*, 1974. 96(2), 111-123
3. International Standards Organization, Measurement of Gas Flow by Means of Critical Flow Venturi Nozzles, ISO 9300 // 1st edition, 1990, 2nd edition, 2005
4. **Hillbrath H. S., Dill W. P., & Wacker W. A.** The choking pressure ratio of a critical flow venturi // *Journal of Engineering for Industry*, 1975. 97(4), 1251-1256
5. **Carter M. S., Sims B. W., and McKee R. J.** Choking Pressure Ratio Guidelines for Critical Flow Venturis and the Study of Diffuser Pressure Distribution // *Proceedings of the 9th International Symposium on Fluid Flow Measurement*, Arlington, Va, USA, April 14 to 17, 2015
6. **Sutherland W.** The viscosity of gases and molecular force // 1893. *Philosophical Magazine*, S. 5, 36, pp. 507-531



## ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРМОКОРРЕЛЯЦИОННОГО МЕТОДА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОВИХРЕВОГО ТЕЧЕНИЯ ЭВТЕКТИЧЕСКОГО СПЛАВА IN-GA-SN В ПОЛУСФЕРИЧЕСКОМ КОНТЕЙНЕРЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

При пропускании электрического тока через объем жидкого металла возникает объёмная вихревая сила  $\mathbf{F}=\mathbf{J}\times\mathbf{B}$  (здесь,  $\mathbf{J}$  и  $\mathbf{B}$  – плотность электрического тока и магнитная индукция созданного им поля), приводящая в случае пространственно неоднородного распределения  $\mathbf{J}$  к образованию т.н. электровихревого течения (ЭВТ). Подобные течения существенным образом влияют на многие технологические процессы в машиностроении (электрошлаковая сварка) и электрометаллургии (электрошлаковый переплав, различные электроплавильные печи). В частности, именно ЭВТ определяют гидродинамическую структуру потоков в рабочей ванне дуговых печей постоянного тока, которые находят все большее применение в промышленности [1].

ЭВТ чрезвычайно чувствительны к внешним магнитным полям (МП) [2], вследствие чего, для изучения чистого ЭВТ требуется подавлять внешние МП. В данной работе для этих целей использовалась катушка Максвелла.

### 2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ МЕТОДИКИ

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Эвтектический сплав In-Ga-Sn 5 (массовое содержание компонент Ga—67%, In—20.55, Sn—12.5%, температура плавления 10.5 С) [3] заполнял медный полусферический контейнер 6, диаметром  $d=188$ мм. Малый электрод 3, диаметром  $d=5$ мм, помещался в центр полусферы и от источника 1 через систему пропускания электрический ток до 500А.

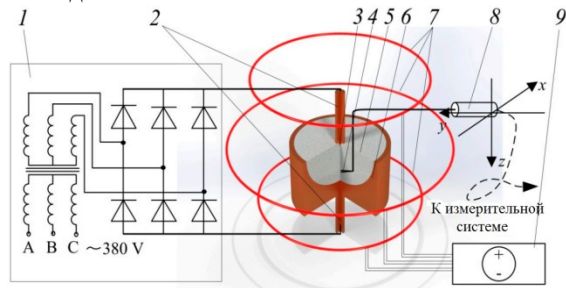


Рис. 1. Экспериментальная установка. 1 – Трехфазный источник тока, 2 – токоподводы, 3 – малый электрод, 4 – термопарный зонд, 5 – эвтектический сплав In-Ga-Sn, 6 – большой электрод (контейнер), 7 – катушка Максвелла, 8 – координатное устройство, 9 – источник питания катушки Максвелла.

Для подавления МП Земли использовалась катушка Максвелла 7. Катушка состояла из трех колец, центральное кольцо имело радиус  $R=230$ мм, два других кольца – 174мм, каждое кольцо находилось на расстоянии 150 мм от центрального кольца. Через центральное кольцо пропускался электрический ток  $I=3.7$ А, а через два других электрические токи  $49/64I = 2.83$ А. Максимальная неоднородность МП внутри катушки Максвелла не превышала 0.4%, а, измеренное магнитометром LakeShore DSP475, МП не превышало 3 мкТ.

Для измерения скорости жидкого металла использовался корреляционный зонд 4, который состоял из двух термопар. Принцип работы корреляционного зонда представлен на рис. 2. Турбулентная пульсация приходит на термопару 1, а затем с задержкой  $\Delta t$  на термопару 2. Поскольку расстояние между термопарами достаточно мало ( $L=4.9$  мм), то полученные сигналы скоррелированы со сдвигом  $\Delta t$ , т.о. скорость потока жидкого металла можно определить как  $U=L/\Delta t$ .

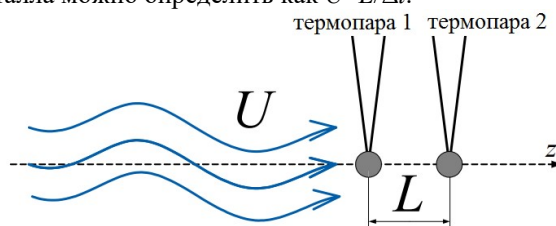


Рис. 2. Схема термокорреляционного метода измерения скорости жидкого металла.

Измерительная схема представлена на рис. 3. Сигнал от корреляционного зонда поступал на усилитель 2, затем на фильтры Бесселя 3-го порядка 3,4 и далее оцифровывался с частотой 1 кГц с помощью АЦП.

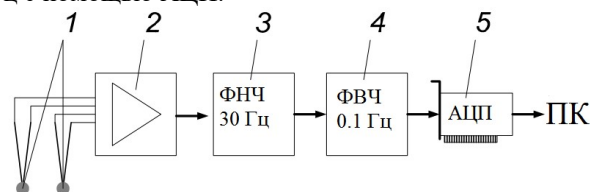


Рис. 3. Измерительная схема. 1 – термопары, 2 – усилитель сигнала, 3 – фильтр низких частот Бесселя 3-го порядка, 4 – фильтр высоких частот Бесселя 3-го порядка, 5 – аналого-цифровой преобразователь.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Измерения скорости жидкости проводились на оси симметрии в диапазоне электрических токов 100 – 500 А. Производилось семь измерений для каждой точки со временем сбора 120 с.

На рис. 4. представлена полученная зависимость скорости жидкого металла на глубине  $z=20\text{мм}$  от электрического тока. Измерения проводились в режимах с включенной и выключенной катушкой Максвелла, из графика видно, что МП Земли приводит к уменьшению осевой скорости течения жидкого металла.

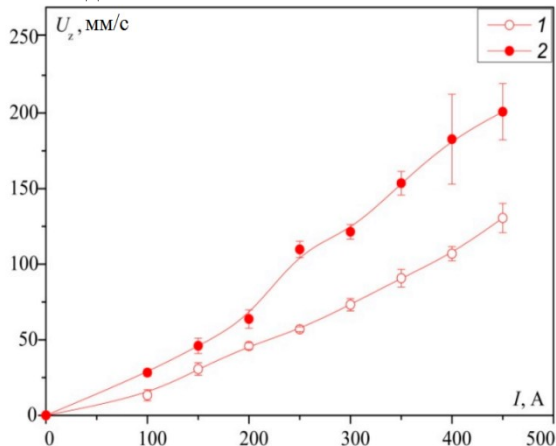


Рис. 4. Зависимость осевой скорости от электрического тока, пропускаемого через жидкий металл. 1 – катушка Максвелла выключена. 2 – катушка Максвелла включена.

На рис. 5 представлена зависимость осевой скорости жидкого металла от глубины  $z$ , из графика видно, что в режиме с выключенной катушкой Максвелла осевая скорость так же подавляется полем Земли по всей глубине.

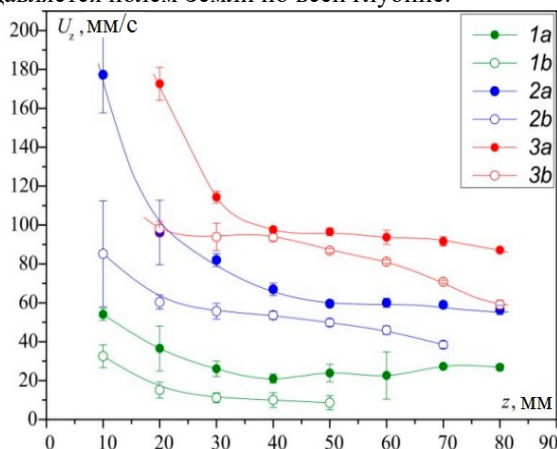


Рис. 5. Зависимость осевой скорости жидкого металла на оси симметрии от глубины. 1 –  $I=100\text{ A}$ , 2 –  $250\text{ A}$ , 3 –  $450\text{ A}$ . а) катушка Максвелла включена, б) катушка Максвелла выключена.

При этом как видно из рис. 4 и рис. 5, погрешность измерения скорости обычно не превышает 5 – 15%, и только в зонах существенно неоднородного турбулентного потока с максимальной скоростью иногда достигает 35%.

На рис. 6 и рис. 7 показаны амплитудно-частотные характеристики турбулентных пульсаций при включенной и выключенной катушке Максвелла. Из графиков видно, что при увеличении электрического тока пропускаемого через жидкий металл частота пульсаций

увеличивается, но тем не менее, пульсации выше 5 Гц практически отсутствуют.

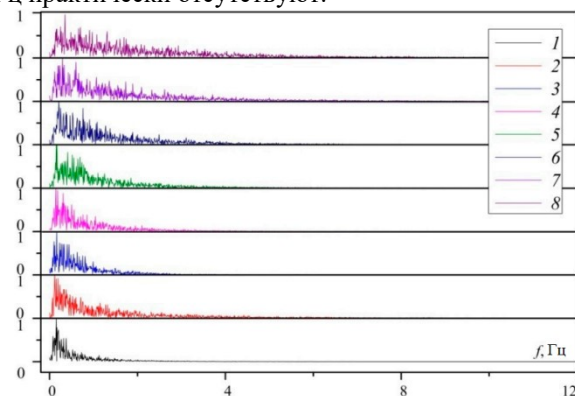


Рис. 6. АЧХ пульсаций температуры в жидком металле с выключенной катушкой Максвелла. 1 –  $I=100\text{ A}$ , 2 –  $150\text{ A}$ , 3 –  $200\text{ A}$ , 4 –  $250\text{ A}$ , 5 –  $300\text{ A}$ , 6 –  $350\text{ A}$ , 7 –  $400\text{ A}$ , 8 –  $450\text{ A}$ .

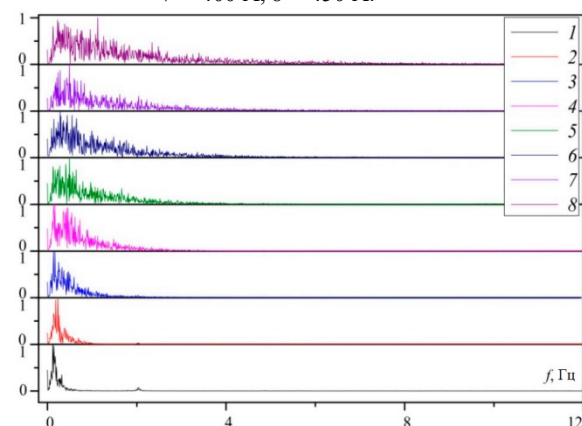


Рис. 6. АЧХ пульсаций температуры в жидком металле с включенной катушкой Максвелла. 1 –  $I=100\text{ A}$ , 2 –  $150\text{ A}$ , 3 –  $200\text{ A}$ , 4 –  $250\text{ A}$ , 5 –  $300\text{ A}$ , 6 –  $350\text{ A}$ , 7 –  $400\text{ A}$ , 8 –  $450\text{ A}$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В текущей работе впервые был использован термодилатационный метод для измерения скорости в токонесящей среде. В силу относительной простоты, данный метод можно рекомендовать к использованию в промышленных системах. Тем не менее метод ограничен возможностью измерения только средней скорости и не позволяет получать пульсационные значения.

Обнаружено, что малое МП Земли подавляет интенсивность течения в контейнере с жидким металлом даже при достаточно больших значениях электрического тока.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bojarevish, V.; Freibergs, Y.; Shilova, E.I.; Shcherbinin, E.V.** Electrically Induced Vortical Flows; Kluwer Academic Publishers: Dordrecht, 1989.
2. **Vinogradov, D.; Ivochkin, Y.; Teplyakov, I.** Influence of the Earth's Magnetic Field on the Structure of the Electroconvective Flow // Dokl. Phys, 2018, 483, 24–27.
3. **Prokhorenko, V.; Ratushnyak, E.; Stadnyk, B.; Lakh, V.; Koval, A.** Physical properties of thermometric alloy In-Ga-Sn. // High Temp. 1970, 8, 374–378.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛЕ ПРИ ТЕЧЕНИИ СЖИМАЕМОГО ГАЗА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На протяжении уже более полувека ученые-теплофизики исследуют и борются с экстремальными тепловыми потоками, возникающими в сжимаемых потоках и носящих, в основном, негативный, а в некоторых случаях и разрушающий, характер. Коэффициенты теплоотдачи и температуры теплоизолированной стенки в критических сечениях сверхзвуковых сопел - в области существенного ускорения потока и значительного продольного градиента давления, в области взаимодействия скачков уплотнений с пограничными слоями - до сих пор остаются предметом пристального изучения. Несмотря на прогресс в вычислительной газодинамике и методах расчета, экспериментальные исследования всё также актуальны для улучшения понимания неоднородных нестационарных или тепловых потоков, создаваемых в таких экстремальных тепловых условиях.

В данной работе экспериментально исследуются процессы теплообмена в щелевом сверхзвуковом канале.

### 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Экспериментальные исследования проводились в сверхзвуковом щелевом канале с критическим сечением  $H_{кр} \times B_{кр} = 3.8 \times 12$  мм. Профиль разгонной части канала получен с использованием атласа плоских сопел [1] - расчетное число Маха на выходе при изоэнтропическом течении  $M=2.0$ . За срезом сопла располагался щелевой канал с углом раскрытия 3 градуса. Длина дозвуковой части канала - 100 мм, сверхзвуковой части канала - 170 мм, далее располагался диффузор длиной 30 мм с углом раскрытия 4 градуса в обоих направлениях. Нижняя и боковые стенки канала были изготовлены фрезерованием из оргстекла. Верхняя стенка была сменной. Для измерений распределения числа Маха по длине канала использовалась стенка с отборниками статического давления диаметром 0.3 мм с шагом 10 мм как на дозвуковой, так и на сверхзвуковой части канала. Для исследования тепловых характеристик верхняя стенка представляла собой Zn-Se окно (прозрачное в ИК-диапазоне излучения), охватывающее 60 мм дозвуковой и всю сверхзвуковую части канала. Для реализации метода нестационарного теплообмена нижняя стенка была выполнена подогреваемой. Между форкамерой и каналом была

установлена заслонка, позволяющая быстро пускать поток газа из форкамеры в канал.

Регистрация темпа охлаждения нижней стенки производилась с помощью ИК-камеры, температура на противоположной поверхности этой стенки также регистрировалась с помощью термопары. В форкамере установки регистрировались температура и давление торможения. Расход воздуха через канал регистрировался с помощью массового кориолисового расходомера, распределение давления по длине канала - с помощью абсолютных датчиков давления.

### 3. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Распределение среднего по сечению числа Маха вдоль канала определялось с использованием уравнения расхода, геометрии канала и измеренных значений статических давлений:

$$G = 0.0404 \cdot \frac{P_{st}}{\sqrt{T_0}} \cdot H_{ch} \cdot B_{ch} \cdot \frac{q(M)}{\pi(M)}, \quad (1)$$

где  $G$  - измеренный расход, кг/с,  $p_{ст}$  - статическое давление в рассматриваемом сечении, Па,  $T_0$  - температура торможения в форкмере, К,  $H_k$  и  $B_k$  - высота (постоянная для канала) и ширина рассматриваемого сечения,  $q(M)$ ,  $\pi(M)$  - газодинамические функции расхода и давления,  $M$  - число Маха.

Температура адиабатной стенки определялась двумя способами: на стационарном режиме при отсутствии подвода/отвода теплоты и нестационарным методом. Коэффициент теплоотдачи определялся методом нестационарного теплообмена. Предварительно (до запуска потока в канал) нагревалась нижняя стенка. Начальная температура нижней стенки в экспериментах составляла  $\approx 315$  К, в то время как температура торможения потока составляла  $T_0 \approx 280$  К. Неравномерность начального поля температуры не превышала 2 К на поверхности канала, и 4 К по толщине стенки. В начале эксперимента с помощью тепловизора регистрировалось исходное поле температур на поверхности канала и в канал пускался поток. В ходе эксперимента в течение 20 с регистрировался темп охлаждения поверхности нижней стенки с частотой 30 Гц. Далее для каждого пикселя ИК камеры (физический размер пикселя составлял  $\approx 0.3$  мм) восстанавливался тепловой поток, соответствующий измеренному темпу охлаждения  $T_w$ , К. Коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ , Вт/м<sup>2</sup>К определялся по углу наклона кривой  $q_w = \alpha \cdot (T_w - T_{aw})$  в координатах тепловой поток-

температура стенки, а температура теплоизолированной стенки  $T_{aw}$ , К определяется как точка пересечения этой линии с осью  $q_w=0$ .

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На рис. 1 представлено распределение статического давления по длине канала при давлении в форкамере  $p_f=3.0 \cdot 10^5$  Па. Как видно из рисунка, на участке  $x < 20$  мм поток разгоняется до  $M=1.8$  и далее тормозится, но продолжает быть сверхзвуковым до  $x < 130$  мм, где наблюдается скачок уплотнения.

При этом, как можно заметить, наблюдается существенное продольное изменение коэффициента теплоотдачи и температуры теплоизолированной стенки. Максимальные значения коэффициента теплоотдачи наблюдаются в критическом сечении, однако прирост теплообмена в данном сечении не такой существенный, как в осесимметричных соплах [2]. Минимальное значение температуры адиабатной стенки наблюдается непосредственно перед скачком уплотнения.

При этом, как можно заметить, наблюдается существенное продольное изменение коэффициента теплоотдачи и температуры теплоизолированной стенки. Максимальные значения коэффициента теплоотдачи наблюдаются в критическом сечении, однако прирост теплообмена в данном сечении не такой существенный, как в осесимметричных соплах [2]. Минимальное значение температуры адиабатной стенки наблюдается непосредственно перед скачком уплотнения.

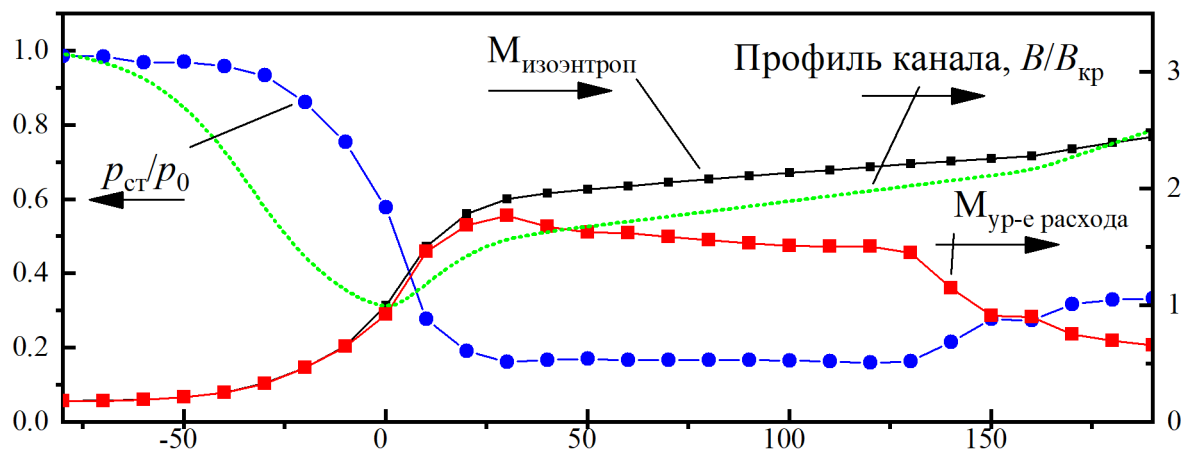


Рис. 1. Распределение статического давления и числа Маха по длине канала при  $p_f=3.0 \cdot 10^5$  Па.

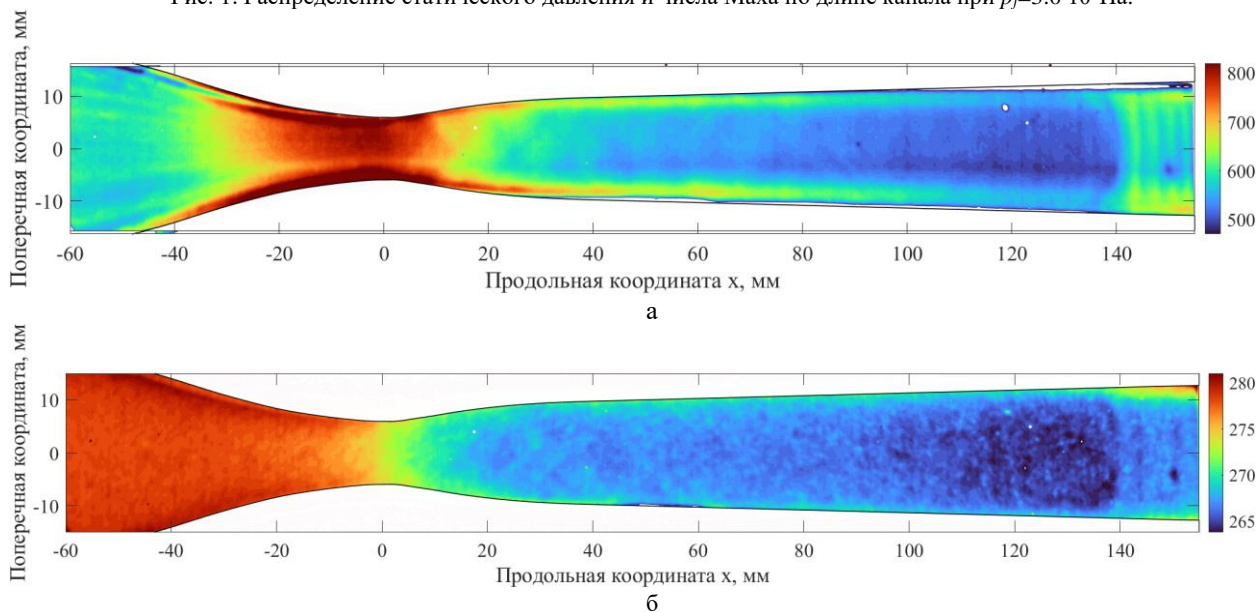


Рис. 2. Поле коэффициентов теплоотдачи  $\alpha$ , Вт/м<sup>2</sup>К (а) и температур теплоизолированной стенки  $T_{aw}$ , К (б) на плоской стенке канала при  $p_f=3.0 \cdot 10^5$  Па и  $T_0=280$  К.

#### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе экспериментально определены: распределение числа Маха по длине сверхзвукового канала, поля коэффициентов теплоотдачи и температур теплоизолированной стенки.

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда (проект №19-09-10213).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Атлас плоских сопел / Овсянников А.М., Пирумов У.Г., Плетнева Е.М. и др.: Изд-во Моск. ун-та, 1976 108 с.
2. Back L. H., Cuffel R. F., Massier P. F., Laminarization of a Turbulent Boundary Layer in Nozzle Flow—Boundary Layer and Heat Transfer Measurements With Wall Cooling, *J. Heat Transfer*. Aug 1970, 92(3): 333-344

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНОЙ КОМПОНОВКИ ПУЧКА КАПЛЕВИДНЫХ ТРУБ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Важной экономической задачей на сегодняшний день является эффективное и рациональное использование энергетических ресурсов в различных отраслях промышленности

Характеристики круглой трубы как неудобообтекаемого тела имеют ряд недостатков. Поэтому перспективным является изменение круглой трубы на каплевидную в качестве элементов теплообменных аппаратов. Многие исследователи работали над этим вопросом в течение нескольких предыдущих десятилетий [1-2].

Трубы каплевидной формы являются одним из наиболее подходящих вариантов для повышения теплогидравлических характеристик теплообменника [3]. Это связано с низким сопротивлением потоку, создаваемым между трубами. Работа [4] была проведена с целью определения энергоэффективной компоновки пучка каплевидных труб с помощью программного пакета ANSYS Fluent. Исследование охватывает влияние основных проектных параметров чисел Рейнольдса ( $1,78 \sim 18,72$ )  $\times 10^3$ , относительного продольного шага ( $S_{про}/D_{эк}=1,44 \sim 2,04$ ) и относительного поперечного шага ( $S_{поп}/D_{эк}=1,24 \sim 1,82$ ). Результаты исследования показывали, что среди исследованных моделей было найдено, что наибольшая эффективность теплообменника достигается для  $Re > 1,78 \times 10^3$  где ( $S_{поп}/D_{эк}=1,64$  для всех  $S_{про}/D_{эк}$ ).

В работе [4] показаны характеристики теплообмена и гидродинамики некоторых из исследованных пучков труб при определенных в продольных и поперечных шагах, а не для наиболее эффективного пучка каплевидных труб. Поэтому, целью данного исследования является определение характеристик теплообмена и гидродинамики энергоэффективной компоновки пучка каплевидных труб и предложение зависимостей, позволяющих определить средние числа Нуссельта, коэффициент аэродинамического сопротивления и эффективность этого пучка.

### 2. ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

#### 2.1. Описание объекта исследования

С помощью ANSYS Fluent [7] проведено численное исследование теплообмена и гидродинамики пучка из 45 каплевидных труб, расположенных в канале квадратного сечения со стороной 305 мм и длиной 780 мм (рис. 1).

Геометрические характеристики поперечного сечения каплевидной трубы представлены на рис. 2. продольный  $S_{про}$  и поперечный  $S_{поп}$  шаг труб в пучке одинаков и равен 37 мм.

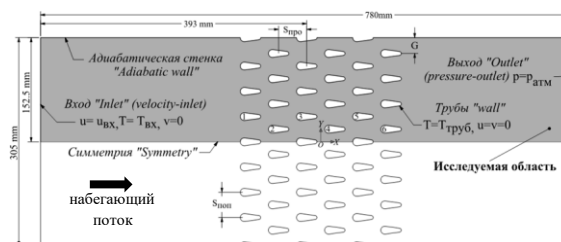


Рис. 1. Расчетная область с граничными условиями

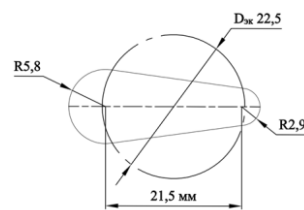


Рис. 2. Поперечное сечение каплевидной трубы

#### 2.1. Постановка задачи и граничные условия

Турбулентный поток воздуха через пучок труб считается стационарным и несжимаемым. Решатель в ANSYS Fluent решает уравнения массы, импульса и энергии с использованием модели турбулентности RNG  $k - \epsilon$  с функцией *Enhanced Wall Treatment* [4,5]. Прерывание счета при достижении уравнения неразрывности, движения и энергии погрешностей  $10^{-7}$ .

В качестве внешнего теплоносителя, обтекающего пучок труб, рассматривался поток воздуха со скоростью на входе в канал  $u_{вх}=1,33 \sim 14$  м/с, что соответствует числам Рейнольдса  $Re=(1,78-18,72) \times 10^3$ , при температуре  $T_{вх}=56,5$  °C и атмосферном давлении. Средняя температура стенки  $T_{труб}=20,8$  °C.

Расчетная сетка и валидация численной модели подробно представлены в ранее опубликованной работе [4].

#### 2.3. Результаты исследований

На рис. 3,4,5 представлены зависимости средних чисел Нуссельта  $Nu_{ср}$ , коэффициента аэродинамического сопротивления  $f$  [4] и эффективности  $Nu_{ср}/f$ , соответственно, от числа Рейнольдса для пучка труб каплевидных и круглых труб. Рис. 3 и 5 показывают, что  $Nu_{ср}$  и  $Nu_{ср}/f$  увеличиваются с увеличением  $Re$ . Это связано с

увеличением интенсивности турбулизации воздуха за рядами труб, где пограничный слой становится тоньше. Коэффициент аэродинамического сопротивления уменьшается с увеличением числа  $Re$  (рис. 4). Это можно объяснить тем, что при более низких числах  $Re$  силы вязкости преобладают над силами инерции среды.

По сравнению с пучком каплевидных труб следует отметить, что  $Nu_{cp}$  и  $f$  пучка круглых труб в 1,38 ~ 1,5 и 64,84 ~ 98,83 раз выше. Однако, Эффективность пучка каплевидных труб выше в 43,1 ~ 71,68 раз для исследуемого диапазона  $Re$ .

После обработки результатов вычислительного эксперимента получены следующие зависимости:

$$Nu_{cp} = 0,21 Re_{D,max}^{0,61} Pr^{1/3}, \quad (1)$$

$$f = 1,359 Re_{D,max}^{-0,411} Pr^{1/3}, \quad (2)$$

$$\frac{Nu_{cp}}{f} = 0,195 Re_{D,max}^{1,01} Pr^{1/3}, \quad (3)$$

где  $Re_{D,max}$  числа Рейнольдса, рассчитанных по средней скорости потока в узком сечении для пучков труб.

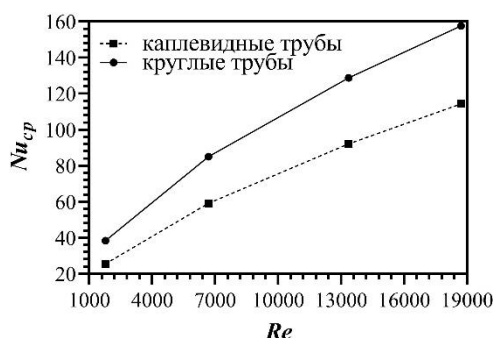


Рис. 3. Поперечное сечение каплевидной трубы

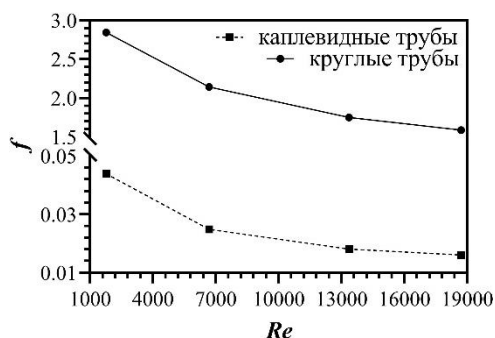


Рис. 4. Поперечное сечение каплевидной трубы

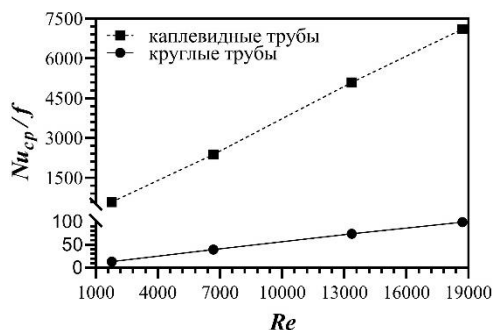


Рис. 4. Поперечное сечение каплевидной трубы

Уравнения (1–3) применимы для диапазона чисел Рейнольдса от  $1,78 \times 10^3$  до  $18,72 \times 10^3$  и  $Pr \cong 0,6993$ . Максимальное отклонение между приведенными выше корреляциями и результатами моделирования составляет  $\approx \pm 1,36\%$

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты численного исследования теплообмена и гидродинамики при поперечном обтекании наиболее эффективного шахматного пучка каплевидных труб. Исследование выполнено для диапазона чисел Рейнольдса ( $1,78 \sim 18,72$ )  $\times 10^3$ .

При увеличении числа Рейнольдса средние числа Нуссельта и эффективность пучка труб увеличиваются, а коэффициент аэродинамического сопротивления уменьшается.

Эффективность пучка каплевидных труб примерно в 43,1 ~ 71,68 раз больше, чем пучка труб круглого сечения.

Предложены зависимости, позволяющие определить коэффициент аэродинамического сопротивления для оптимальн пучков каплевидных труб.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кондратюк В.А., Семеняко А.В., Терех А.М., Руденко А.И., Жукова Ю.В. Теплообмен и аэродинамика одиночных труб плоскоовального профиля // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. 2013. Т. 12. № 1. С. 3–6.
2. Деб Р. Экспериментальное и численное исследование влияния угла атаки на характеристики воздушного потока при обтекании одиночной каплевидной трубы // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2021. Т. 22. № 2. С. 53–67.
3. Деб Р. Обобщение и анализ результатов последних исследований в области улучшения характеристик теплообмена и гидродинамики при поперечном обтекании гладких труб // Тепловые процессы в технике. 2021. Т. 13. № 2. С. 50–69.
4. Deeb R. Numerical analysis of the effect of longitudinal and transverse pitch ratio on the flow and heat transfer of staggered drop-shaped tubes bundle // Int. J. Heat Mass Transfer. 2022. No 183. 122123.
5. ANSYS Fluent Reference Guide. ANSYS. Inc. Release 16.0. 2015.



## МОДЕРИРОВАНИЕ МЕТОДОМ LES ОПУСКНОГО МГД-ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА В ВЕРТИКАЛЬНОЙ КРУГЛОЙ ТРУБЕ В СОПРЯЖЕННОЙ СО СТЕНКОЙ ПОСТАНОВКЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Проекты охлаждения элементов термоядерных реакторов жидкими металлами требуют подробного изучения процессов гидродинамики и теплообмена в турбулентных потоках электропроводящих жидкостей в трубах и каналах под воздействием магнитных полей (МП). Особенностями теплопередачи в таких элементах охлаждения являются значительные и неоднородные тепловые нагрузки на стенки каналов, что может приводить к сильной термогравитационной конвекции (ТГК).

Результат совместного влияния двух факторов - МП и ТГК довольно сложен и в ряде случаев приводит к крайне нежелательным эффектам. Так в экспериментальных работах [1,2] в некоторых режимах при опускном течении ртути в вертикальной неоднородно обогреваемой трубе под воздействием поперечного МП были обнаружены аномально высокие пульсации температуры жидкости. Эти режимы были численно смоделированы с помощью DNS (Direct Numerical Simulation) методов [3,4]. Было установлено, что совместное воздействие МП и ТГК приводит к возникновению крупномасштабных вихревых структур, из-за которых возникают низкочастотные пульсации температуры жидкости большой амплитуды. Вопрос проникновения температурных пульсаций в твердую стенку остается практически неизученным. Экспериментальные установки в работах [1,2] позволяют проводить лишь измерения температуры в жидкости, но не внутри стенки. В упомянутых выше методах DNS пульсации температуры в стенке не изучались, т.к. плотность теплового потока и граничные условия для электрического потенциала ставились на внутренней поверхности трубы. В то же время, пульсации температуры в пристеночной области и в самой стенке при турбулентном течении в трубах и каналах сильно зависят от тепловой активности стенки и жидкости, а также толщины стенки, что подтверждается в работе авторов [5]. При наличии МП на картину течения и теплообмен существенное влияние оказывает электропроводность стенки, включающая и контактное сопротивление оксидной пленки, образующейся на внутренней поверхности трубы

В докладе представлены результаты расчетов опускного турбулентного течения ртути в вертикальной круглой трубе с неоднородным обогревом стенки под воздействием поперечного МП в сопряженной со стенкой постановке и различных взаимных расположениях зон нагрева и воздей-

ствия МП. Использован метод крупных вихрей (LES), реализованный в авторском CFD коде ANES [6].

### 2. МЕТОДОЛОГИЯ

Схематично геометрия расчетной области (РО) и варианты расположения зоны нагрева относительно МП ( $q_B$  и  $B_q$ ), соответствующие работам [1,2], показаны на рисунках 1 и 2.

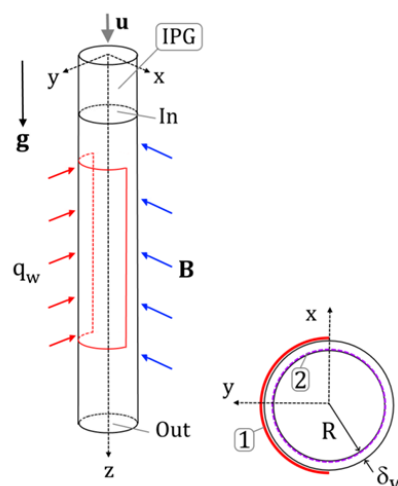


Рис. 1. Схема расчетной области, 1 – нагреватель, 2 – оксидная пленка.

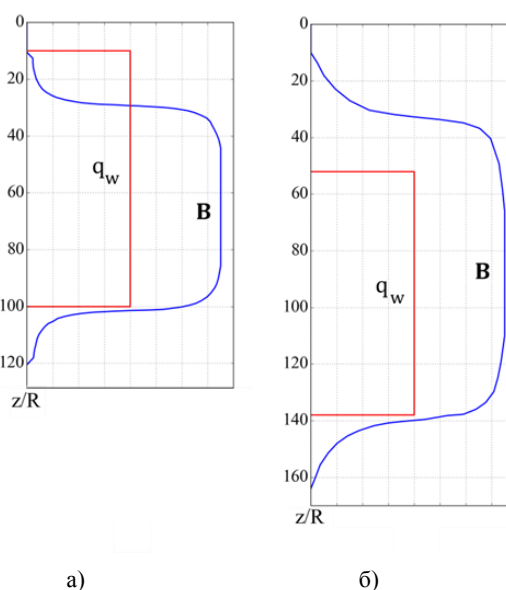


Рис. 2. а) - профили тепловой нагрузки и индукции магнитного поля в варианте  $q_B$ ; б) - для варианта  $B_q$ .



Вдоль оси  $z$  РО состоит из следующих зон: зона периодического генератора входной турбулентности (IPG), входная адиабатная зона, зона обогрева и выходная адиабатная зона. В варианте qB входная адиабатная зона отсутствует (рис.2а). Обогрев осуществляется накладным нагревателем, охватывающим половину внешней поверхности нагреваемого участка трубы ( $y>0$ ). Вектор индукции магнитного поля  $\mathbf{B}$  направлен в отрицательном направлении оси  $x$  и имеет максимальное значение  $B_0$ . Взаимные расположения профилей магнитной индукции и тепловой нагрузки представлены на рисунке 2 а) и б) (участок трубы  $0 \leq z/R \leq 10$  соответствует зоне IPG).

Система безразмерных уравнений сохранения массы, импульса, энергии и уравнение для электрического потенциала решалась численно с помощью авторского CFD кода ANES [6]. Для моделирования турбулентности использовался метод LES, силы плавучести моделировались в приближении Буссинеска. Безразмерная температура вычислялась как  $\theta = (T - T_{in}) \lambda / (q_a R)$ , где  $T_{in}$  - температура на входе в трубу,  $q_w$  - плотность теплового потока на внутренней поверхности обогреваемого участка трубы,  $q_a = 0,5q_w$ .

Для расчета подсеточной вязкости использовалась когерентная модель CSM (Coherent-structure Smagorinsky Model), предложенная Kobayashi [7]. Подсеточное турбулентное число Прандтля принималось равным 0,85.

Расчеты выполнены для следующих режимных параметров:

$$Re = \frac{u_0 D}{\nu} = 10^4, \quad Gr = \frac{g \beta_T q_a D^4}{\lambda \nu^2} = 6 \cdot 10^7,$$

$$Pr = \frac{\rho c_p \nu}{\lambda} = 0,025, \quad Ha = B_0 D \left( \frac{\sigma}{\rho \nu} \right)^{0,5} = 300,$$

$$c_w = \frac{\sigma_w \delta_w}{\sigma R} = 0,069, \quad k_{ox} = \frac{\sigma \delta_{ox}}{R \sigma_{ox}} = 10, 30, 90,$$

где  $u_0$ ,  $\sigma$ ,  $D$  – средняя скорость, электропроводность и диаметр трубы. Плотность ( $\rho$ ), коэффициент кинематической вязкости ( $\nu$ ), коэффициент теплопроводности ( $\lambda$ ), изобарная теплоемкость ( $c_p$ ), коэффициент термического сопротивления ( $\beta_T$ ) ртути и свойства стенки принимались постоянными. Нижними индексами обозначены: “ $w$ ” – твердая стенка, “ $ox$ ” – оксидная пленка. Для свойств жидкости нижний индекс опущен.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Задача решалась в декартовой системе координат на неструктурной сетке с локальным дроблением к стенкам трубы и использованием CBL алгоритма, реализованного в CFD коде ANES. Число ячеек расчетной сетки составляло от 11,2 до 17,07 млн. в зависимости от длины трубы.

На рисунке 3 показано сравнение полей температуры жидкости в различные моменты времени

для вариантов qB и Bq. Хорошо заметно возникновение мощных термиков в варианте qB, приводящих к значительным пульсациям температуры во всем сечении, а также в «горячей» и «холодной» частях неоднородно обогреваемой стенки. В варианте Bq подобные эффекты не наблюдаются.

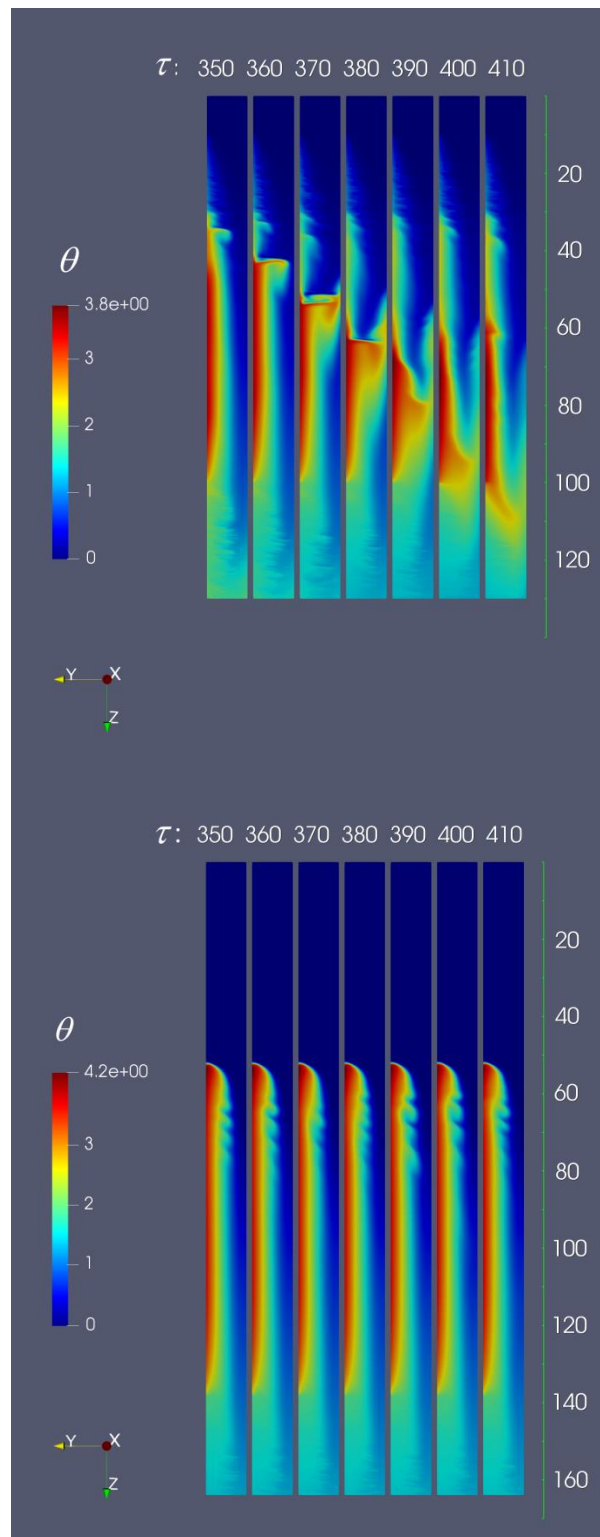


Рис. 3. Сравнение полей безразмерной температуры жидкости для вариантов qB (сверху) и Bq (снизу) при  $k_{ox}=10$  в сечении симметрии, безразмерное время  $\tau = tR / u_0$  ( $t$  – время, с).

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований установлено, что картина течения существенно зависит от расположения зоны действия поперечного магнитного поля относительно зоны обогрева. В режиме  $qB$  на начальном обогреваемом участке до зоны действия магнитного поля течение является развитым турбулентным, а в режиме  $Bq$  в зону обогрева поступает поток, ламинизированный МП. Этим и объясняется образование мощных термиков и наличие аномально высоких пульсаций температуры в варианте  $qB$  с  $k_{ок}=10$ , в то время, как при тех же режимных параметрах ( $Re$ ,  $Gr$ ,  $Ha$ ) в варианте  $Bq$  относительно слабые пульсации наблюдаются только в начале обогреваемой зоны. К середине обогреваемого участка эти пульсации практически полностью затухают.

Обнаружено, что в трубе с «чистой» стальной стенкой в зоне действия ТГК и МП течение остается невозмущенным. При увеличении сопротивления оксидной пленки наблюдается образование и рост крупномасштабных вихрей, приводящих к аномально высоким пульсациям температуры жидкости и стенки.

Все расчеты произведены с использованием суперкомпьютеров «Fisher» ОИВТ РАН и MVS 10P МСЦ РАН. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №20-08-00683).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Melnikov I., Sviridov E., Sviridov V., Razuvanov N.** Experimental investigation of mhd heat transfer in a vertical round tube affected by transverse magnetic field // *Fusion Eng. Des.*, 2016, 112, pp. 505 – 512.
2. **Belyaev I., Sardov P., Melnikov I., Frick P.** Limits of strong magneto-convective fluctuations in liquid metal flow in a heated vertical pipe affected by a transverse magnetic field // *Int. J. Thermal Sciences*, 2021. 161, 106773.
3. **Zikanov O., Listratov Y.** Numerical investigation of MHD heat transfer in a vertical round tube affected by transverse magnetic field // *Fusion Eng. Des.*, 2016, 113, pp. 151–161.
4. **Zikanov O., Listratov Y., Belyaev I., Frick P., Razuvanov N., Sviridov V.** Mixed convection in pipe and duct flows with strong magnetic fields // *Appl. Mech. Rev.*, Jan 2021, 73(1): 010801.
5. **Artemov V.I., Makarov M.V., Minko K.B., Yankov G.G.** Numerical solution of the conjugate heat transfer problem for turbulent liquid flow in a tube using the large eddy simulation method. // *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2020, 1683 022095, doi:10.1088/1742-6596/1683/2/022095
6. **Код ANES** [Электронный ресурс], URL: <http://anes.ch12655.tmweb.ru>.
7. **Kobayashi H.** The subgrid-scale models based on coherent structures for rotating homogeneous turbulence and turbulent channel flow // *Phys. Fluids*, 2005, 17, 045104. doi:10.1063/1.1874212.

## К ВОПРОСУ ПРИМЕНИМОСТИ URANS ПОДХОДА ДЛЯ РАСЧЕТОВ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛАХ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ С РЕЗКИМ ПОВОРОТОМ НА 180 ГРАДУСОВ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Трехмерные каналы с крутым поворотом потока на  $180^\circ$  (U-образные каналы) характерны для петлевых схем охлаждения сопловых и рабочих лопаток газовых турбин, частей электрических машин, компактных теплообменных аппаратов. Необходимость применения каналов с крутым поворотом обычно предопределяется стремлением наиболее эффективно использовать ограниченное пространство при размещении протяженного тракта для течения рабочей среды. Высокий уровень теплопередачи в таких каналах обеспечивается турбулентным режимом течения воздуха при высоких значениях числа Рейнольдса.

Имеется ряд работ, включая [1–7], посвященных численному моделированию турбулентного течения и теплообмена в U-образных каналах, с анализом эффектов, обусловленных сложным взаимодействием возникающего в повороте интенсивного вторичного течения с обширным и протяженным отрывом, расположенным сразу за поворотом.

В работах [1–3] расчеты выполнены на основе стационарных трехмерных уравнений Рейнольдса (Reynolds-Averaged Navier-Stokes, RANS). Однако наличие в реальном течении обширной отрывной зоны за поворотом, с ее интенсивными низкочастотными колебаниями, вызывает оправданные сомнения в надежности такого подхода, включая вопросы сеточной сходимости решения и его высокой чувствительности к выбору модели турбулентности, замыкающей уравнения Рейнольдса. Применение современных вихререзающих подходов [4–7] во многом снимает данные вопросы, но требует использования весьма значительных вычислительных ресурсов.

Данная работа направлена на оценку работоспособности Unsteady-RANS подхода при расчетах неизоэтермических течений в крутоизогнутых U-образных каналах прямоугольного сечения. В качестве представительного случая выбран канал квадратного сечения, для которого в работах [8,9] получены детальные экспериментальные данные при относительно большом значении числа Рейнольдса. Результаты URANS вычислений, выполненных с применением  $k-\omega$  SST модели турбулентности, сопоставляются с данными вихререзающих расчетов на основе IDDES метода. Ранее было показано [6,7], что данный метод обеспечивает высокую степень соответствия с данными измерений [8,9], как для среднего поля скорости, так и для характеристик турбулентности.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ

Геометрическая модель U-образного канала показана на рис.1. Канал квадратного сечения ( $H \times H$ ) имеет радиус изгиба центральной линии  $R_c = 0.65H$ .

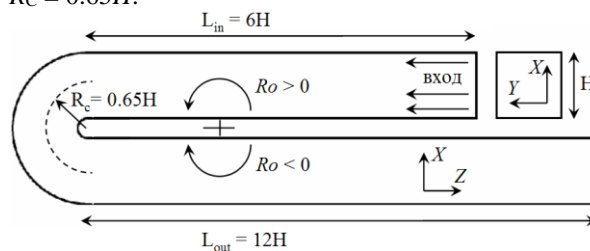


Рис.1. Геометрия U-образного канала

Рассматривается течение воздуха ( $Pr = 0.71$ ) при  $Re = H \cdot U_b / \nu = 10^5$ . На входе в канал задается распределение скорости, соответствующее опытным данным [8,9], и температура  $T_{in}$ . Все стенки канала полагаются изотермическими,  $T_w > T_{in}$ .

Методика проведения вихререзающих IDDES расчетов детально описана в [6,7].

В расчетах, выполненных на основе URANS подхода, применялась модель  $k-\omega$  SST, включающая поправку на кривизну линий тока. Используемая «низкорейнольдсовая» ( $Y^+ < 1$ ) сетка включала 1.8 млн. гексаэдральных элементов. Конвективные слагаемые аппроксимировались противопоточной схемой второго порядка, временной шаг  $\Delta t = 0.02H/U_b$ . Для осреднения по времени использовалась выборка длительностью  $300H/U_b$ .

### 3. СТРУКТУРА ОСРЕДНЕННОГО ТЕЧЕНИЯ

На рис.2 представлены распределения модуля скорости ( $U$ ) в срединном сечении канала, продольной компоненты скорости ( $U_z$ ) в поперечном сечении  $Z/H = 1$  и линии тока, окрашенные в величину скорости вторичного течения ( $U_{CF}$ ). Границы отрывных зон обозначены белыми линиями.

В случае URANS расчета отрывная зона оказывается более протяженной по сравнению с IDDES решением. Структура вторичных течений схожа, однако их интенсивность в случае IDDES оказывается несколько ниже. Различие в значениях коэффициента ( $\xi$ ) потерь полного давления между сечениями  $Z/H = -1$  (один калибр до поворота) и  $Z/H = 6$  составляет 11%, при этом в случае вихререзающего подхода предсказываются большие потери: URANS –  $\xi = 1.51$ , IDDES –  $\xi = 1.70$ .

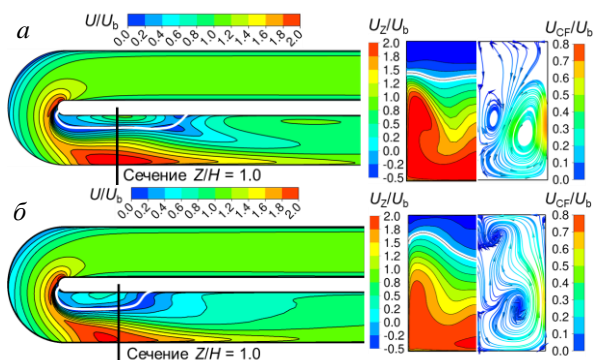


Рис.2. Поле модуля скорости в срединном сечении канала (слева), продольная компонента скорости и линии тока в сечении  $Z/H = 1$  (справа): *а* – URANS, *б* – IDDES.

#### 4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛООБМЕНА

На рис.3 показаны распределения локального числа Нуссельта на торцевой стенке, а также на внешней и разделительной стенках за поворотом; здесь число Нуссельта рассчитано по формуле:

$$Nu = q_w \cdot H / \lambda (T_w - T_{in}), \quad (1)$$

где  $q_w$  – плотность теплового потока.

По сравнению с IDDES подходом, URANS модель предсказывает более высокие пиковые значения теплоотдачи в области за поворотом.

В таблице 1 даны значения приведенного числа Нуссельта  $Nu^*$ , полученные после его осреднения по стенкам канала между сечениями  $Z/H = -1$  и  $Z/H = 6$  (локальные значения  $Nu^*$  вычислялись также по формуле (1), но с заменой температуры  $T_{in}$  на среднemasсовую в сечении  $Z/H = -1$ ). В области поворота интегральные значения  $Nu^*$ , полученные по URANS модели, примерно на 12% выше, чем в случае IDDES подхода. Отметим также, что в сечении  $Z/H = -1$  среднее по периметру значение  $Nu^*$  составляет 197 и 173 для URANS и IDDES подходов, соответственно, тогда как общеизвестная формула Крауссольда дает значение 181.

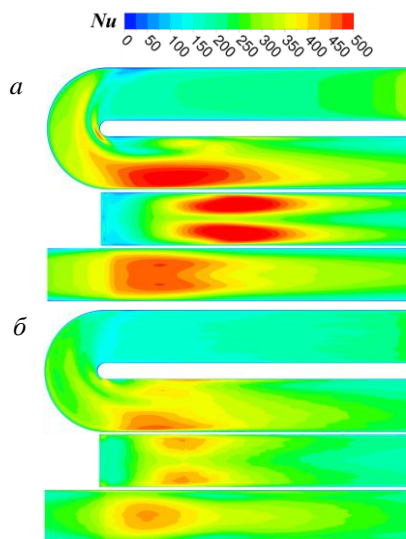


Рис.3. Локальные числа Нуссельта по результатам URANS (*а*) и IDDES (*б*) расчетов: сверху вниз - торцевая стенка, внутренняя и внешняя стенки за поворотом

Таблица 1. Средние значения числа Нуссельта  $Nu^*$

Модель	Внешняя стенка	Внутренняя стенка	Торцевая стенка	Все стенки
URANS	305.1	317.9	322.9	314.6
IDDES	271.9	278.6	294.9	281.5

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты URANS  $k-\omega$  SST вычислений, проведенных для крутоизогнутого U-образного канала, сопоставлены с «эталонными» данными IDDES расчетов. Сопоставляемые подходы предсказывают схожие картины течения и локального теплообмена в области поворота. Местные потери давления в случае URANS расчетов на 11% меньше, чем в IDDES решении, а интегральное число Нуссельта в области поворота, наоборот, на 12% выше. Для инженерных приложений расхождения такого уровня можно рассматривать как вполне приемлемые, особенно, если учесть, что для получения сеточно-сошедшегося URANS решения требуется процессорное время, на два с лишним порядка меньшее, чем при вихререзающем подходе.

Исследование частично финансировалось в рамках программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» Министерства образования и науки РФ (Соглашение 075-15-2021-1333 от 30.09.2021).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Iacovides H., Launder B. and Li H.Y.** The computation of flow development through stationary and rotating U-ducts of strong curvature // *IJHFF*. 1996. V. 17. P. 22-33.
2. **Suga K.** Predicting turbulence and heat transfer in 3-D curved ducts by near-wall second moment closures // *IJHMT*. 2003.V. 46. P. 161-173.
3. **Okita Y. and Iacovides H.** Comparisons of high-Reynolds-number EVM and DSM models in the prediction of heat and fluid flow of turbine blade cooling passages // *ASME. J. Turbomach.* 2003. V. 125. P. 585–597.
4. **Guleren K.M. and Turan A.** Validation of large-eddy simulation of strongly curved stationary and rotating U-duct flows // *IJHFF*. 2007. V. 28. P. 909-921.
5. **Giacomo A., Verstraete T., Koloszar L. et al.** Comparison of large eddy simulation and Reynolds-averaged Navier–Stokes evaluations with experimental tests on U-bend duct geometry // *Proc. Inst. Mech. Eng., Part A: JPE*. 2019. V. 234(3). 6 p.
6. **Панов Д.О., Рис В.В., Смирнов Е.М.** Вихререзающее численное моделирование трехмерного турбулентного течения в канале с резким поворотом на 180 градусов // *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физ.-мат.науки*. 2017. Т. 10(4). С. 21–33.
7. **Smirnov, E.M. Panov D.O., Ris V.V. et al.** Towards DES in CFD-based optimization: The case of a sharp U-bend with/without rotation // *J. Mech. Science and Technology*. 2020. V. 34. P. 1557–1566.
8. **Iacovides H., Jackson D. C., Ji H. et al.** LDA study of the flow development through an orthogonally rotating U-Bend of strong curvature and rib-roughened walls // *ASME. J. Turbomach.* 1998. V. 120. P. 386–391.
9. **Iacovides H., Jackson D. C., Kelemenis G. et al.** The measurement of local wall heat transfer in stationary U-ducts of strong curvature, with smooth and rib-roughened walls // *ASME. J. Turbomach.* 2000. V. 122. P.386–392.



<sup>1</sup> Федеральный исследовательский центр Казанский научный центр РАН, 420111, Казань, ул. Лобачевского, 2/31, а/я 261

<sup>2</sup> Казанский национальный исследовательский технический университет им.А.Н.Туполева – (КАИ), 420111 г. Казань, ул. К. Маркса, 10

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29

## СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ ЗА АСИММЕТРИЧНЫМ СУЖЕНИЕМ КАНАЛА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования потока в каналах с изменением проходного сечения является важной задачей гидродинамики. Такие каналы встречается в различных технических устройствах [1]. При наличии участка сужения/расширения могут формироваться области отрыва и турбулизации потока, в результате чего происходит активный тепло- и массообмен между основным потоком и областью низкоскоростного течения вблизи стенки. Поэтому такие каналы используются в теплообменниках для интенсификации теплоотдачи. Каналы с сужением часто встречаются в сердечно-сосудистой системе человека в форме стеноза артерий. Изучение гемодинамики таких участков артерий важно для предсказания или предотвращения нежелательных последствий ввиду их возникновения.

В данной статье представлены результаты эксперимента и численного моделирования течения в канале с асимметричным сужением, имитирующим стеноз артерии.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема установки для экспериментального исследования течения в канале с сужением представлена на рис. 1. Постоянство расхода жидкости в рабочем участке 1 установки обеспечивалось при помощи напорного бака 4, создающего заданный уровень статического давления. Значение расхода определялось проходным сечением расходной шайбы на выходе из сливного трубопровода 10. Сужение канала было выполнено по гармонической функции, при этом диаметр минимального сечения в сужении оставлял 0,55 диаметра канала  $D=17$  мм (рис.2). Измерения поля скорости за стенозом выполнялись с использованием метода SIV.

### 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Численное моделирование проводилась методом RANS с моделью турбулентности Ментера SST и методом LES с динамической моделью подсеточной вязкости Джерманно-Лилли. В первом случае на входе задавалась интенсивность возмущений  $I=5\%$  и отношение турбулентной вязкости к молекулярной  $\mu_{turb}/\mu=10$ . Для второй модели выполнялось два варианта расчета: при отсутствии возмущения на входе и при интенсивности возмущений  $I=1\%$ . Расчётная сетка представлена на рис. 2.

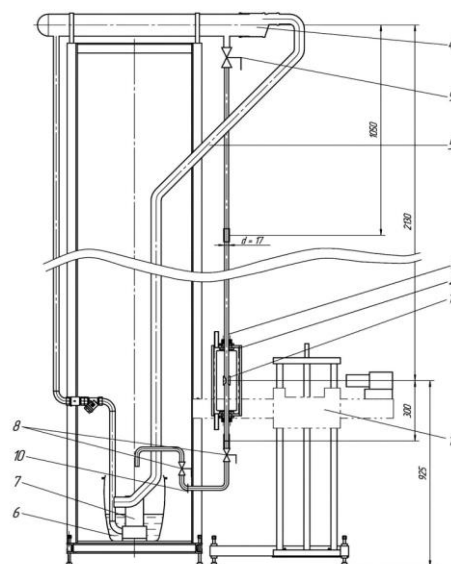


Рис.1. Установка для исследования течения через область сужения (стеноз) артерии: 1 – исследуемый объект; 2 – прозрачный бокс; 3 – предвключенный участок гладкой прямой трубы; 4 – напорный бак; 5 – система перелива; 6 – емкость; 7 – погружной насос; 8, 9 – запорные вентили; 10 – сливной трубопровод с расходной шайбой; 11 – координатное устройство

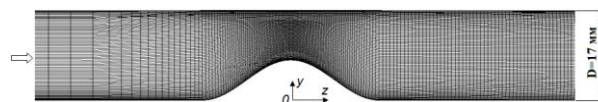


Рис.2. Расчётная сетка для участка сужения

### 4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате SIV измерений получены профили скорости потока и других статистических параметров течения в двух сечениях вверх по потоку и шести – вниз по потоку от сужения. Установлено, что лучшее согласие расчетных и экспериментальных профилей продольной компоненты скорости потока, ее среднеквадратичных пульсаций и реинольдсовых напряжений наблюдается для метода LES при  $I=1\%$  во входном сечении, наиболее полно соответствующем условиям эксперимента (рис. 3 и 4). На рис.5 показаны расчетные поля скорости и реинольдсовых напряжений в плоскости  $yz$  за сужением. Как показал анализ полученных результатов, в слое смешения отрывной области в пределах  $z/D = 1 - 4$  наблюдается существенный рост пульсаций скорости и реинольдсовых напряжений. При

этом максимальный уровень пульсаций составляет 18-30% от средней скорости потока в узком сечении канала, что соответствует величине пульсаций в турбулентной струе и в турбулентном пограничном слое.

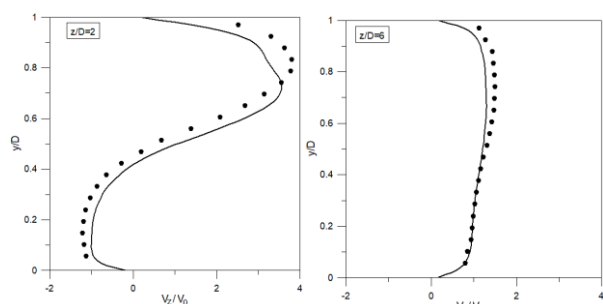


Рис. 3. Профили скорости за сужением  $z/D=2$  и  $z/D=6$ : линия-расчет; точка-эксперимент

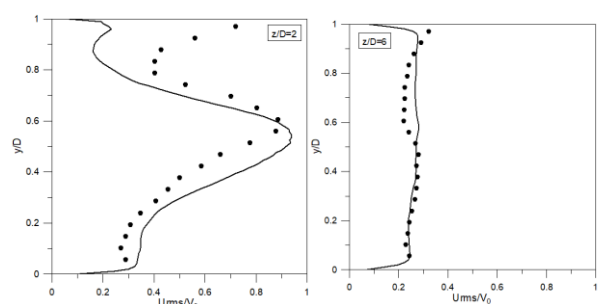


Рис. 4. Профили пульсаций продольной компоненты скорости за сужением  $z/D=2$  и  $z/D=6$ : линия-расчет; точка-эксперимент

Таким образом, можно констатировать, что за сужением формируется область турбулизации потока, локализованная в слое смешения ближнего следа за асимметричным сужением канала. Действительно, именно в этой зоне наблюдается заполнение высокочастотной области спектра пульсаций скорости потока. Далее вниз по течению уровень пульсаций скорости и реинольдсовых напряжений заметно снижается. Переход к турбулентности в слое смешения обусловлен следующими факторами. Во-первых, число Рейнольдса, рассчитанной по скорости потока в узком сечении канала и диаметру этого сечения составляет  $Re_d \approx 3270$ . Кроме того, отрыв потока относится к числу факторов, инициирующих более ранний ламинарно-турбулентный переход. Так, по разным данным, турбулизация потока при отрывном обтекании препятствия происходит при  $Re_h = 400 - 900$ , тогда как в исследуемом течении  $Re_h = 2680$ .

Как известно, в области отрыва потока трение на стенке существенно ниже соответствующих значений в течении до отрыва. Кроме того, турбулентные пульсации и периодический снос вихревых структур, формируемых в слое смешения в турбулентном потоке, приводит к значительным градиентам трения по пространству и времени. Эти свойства потока способствуют росту внутренней поверхности сосуда, то есть увеличению степени стеноза [2].

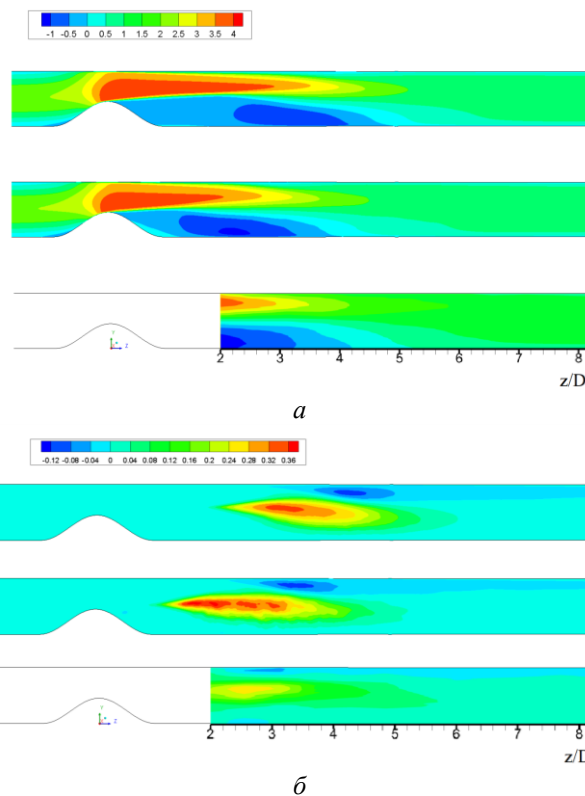


Рис.5. Расчетные (LES,  $I = 0$  (сверху) и 1% (по центру)) и измеренные по методу SIV (снизу) нормированные поля в плоскости симметрии канала: а- осредненная по времени продольная скорость  $V_z/V_0$ ; б- реинольдсовые напряжения  $URMS/V_0$

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены экспериментальные и CFD данные о структуре течения в канале с асимметричным сужением, моделирующим стеноз артерии. Установлено, что за стенозом формируется замкнутая отрывная область, в сдвиговом слое которой наблюдается значительный рост пульсаций скорости потока. Полученные данные свидетельствуют о формировании областей турбулизации потока за сужением, локализованных в ближнем следе за асимметричным сужением канала. Показано, что наилучшее согласие с экспериментальными данными получено при использовании метода LES с заданным во входном сечении канала уровнем пульсаций скорости потока, равным 1%.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №22-19-00507

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черданцев С. В. Движение идеального газа по трубам переменного сечения // Вестник Кузбасского государственного технического университета. – 2011. – №. 3. – С. 22-25.
2. Закиржанов Н. Р. и др. Способ выявления и прогнозирования момента отрыва атеросклеротического образования и устройство для его осуществления. – 2019.

## ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТЕЧЕНИИ СЖИМАЕМОГО ГАЗА В СВЕРХЗВУКОВОМ ЩЕЛЕВОМ КАНАЛЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

При экспериментальных исследованиях сжимаемых потоков газа в сверхзвуковых каналах важное значение имеет оценка возникающих тепловых потоков.

При этом, для определения интенсивности теплообмена, в условиях малых температурных напоров и ограниченности пространственного разрешения датчиков, распространение получили бесконтактные оптические методы измерений - такие как инфракрасная термография [1]. В качестве измеряемой величины выступает регистрируемая температура поверхности, с использованием которой могут быть получены значения тепловых потоков на основании решения задачи теплопроводности.

В данной работе выполнена обработка результатов измерений температуры стенки щелевого сверхзвукового канала, получено распределение тепловых потоков на базе решения трехмерной задачи теплопроводности, определены значения коэффициента теплоотдачи и адиабатической температуры стенки для установившегося режима течения.

### 2. ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные исследования проводились в сверхзвуковом щелевом канале с критическим сечением  $H_{кр} \times B_{кр} = 3.8 \times 12$  мм. Длина дозвуковой части канала - 100 мм, сверхзвуковой части канала - 170 мм. Нижняя и боковые стенки канала изготовлены из оргстекла ( $\lambda = 0.19$  Вт/м/К,  $\rho = 1150$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_p = 1270$  Дж/кг/К). Для исследования тепловых характеристик верхняя стенка представляла собой Zn-Se окно (прозрачное в ИК-диапазоне). Температура на ответной поверхности нижней стенки канала поддерживалась постоянной и регистрировалась с помощью термопары (толщина стенки 6 мм). Температура и давление торможения в форкамере априорно заданы. Регистрация темпа охлаждения производилась с помощью ИК-камеры INFRATEC 8800. Кадровая частота составила величину 30 герц. Продолжительность отдельного режима - 20 секунд.

### 3. ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Восстановление тепловых потоков осуществлялась на основе решения задачи теплопроводности с заданными граничными условиями 1 рода в программной среде Octave:

$$C_p \cdot \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\lambda \cdot \overline{\text{grad}}(T)),$$

$$T(z=0, t \geq 0) = T_s; \quad T(z=0.006, t \geq 0) = T_{cl},$$

где  $T_s$  - температура поверхности канала, регистрируемая камерой,  $T_{cl}$  - температура ответной охлаждаемой поверхности канала, определяемая показаниями термопар,  $z$  - нормальная стенке координата.

В качестве метода решения использовался метод конечных элементов с 8-узловыми элементами ( $\approx 15$  тыс. элементов). Дискретизация по времени осуществлялась по схеме Кранка-Николсона:

$$\{T\}_{t+1} = [\widehat{K}]^{-1} \left( [\overline{K}] \{T\}_{t+1} + \{\widehat{f}\} \right),$$

$$\text{где } [\widehat{K}] = [M] + 0.5\Delta t [K]_{t+1}, \quad [\overline{K}] = [M] - 0.5\Delta t [K]_t,$$

$\{\widehat{f}\} = \Delta t (0.5 \{f\}_{t+1} + 0.5 \{f\}_t)$  и  $[M]$ ,  $[K]$ ,  $\{f\}$  - соответствующие матрицы теплоемкости, теплопроводности, вектор тепловых нагрузок для шага по времени  $t$  или  $t+1$ .

Высота первых конечных элементов у теплоотдающей поверхности выбиралась сопоставимой с глубиной проникновения тепловой волны  $\Delta z_1 \sim \sqrt{a\Delta t} \approx 0.065$  мм [2] и далее нарастала по экспоненциальному закону.

Распределение температуры по толщине в различные моменты времени для отдельной расчетной точки на поверхности представлено на рис. 1.

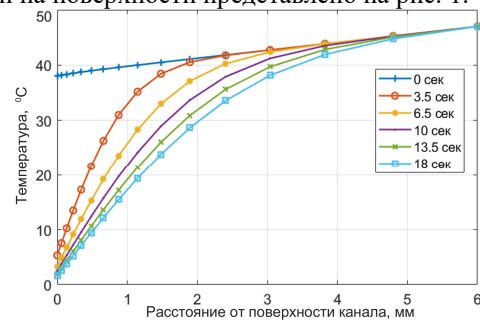


Рис. 1. Изменение температуры во времени по толщине стенки (шаг 2 секунды)

Результирующие тепловые потоки в стенку канала определялись в соответствии с зависимостью [3]:

$$q_w = \frac{\Delta z_1}{2} C_p \rho \frac{T^{t+1} - T^t}{\Delta t} - \lambda \frac{T_s - T_1}{\Delta z_1},$$

где  $T_1$  - температура в первом внутреннем узле стенки.



Решаемая задача теплообмена близка к одномерной постановке, что может быть проиллюстрировано соотношением компонент вектора теплового потока (рис.2).

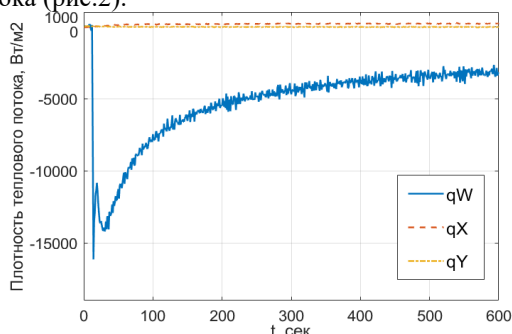


Рис. 2. Изменение компонент теплового потока во времени для отдельной точки поверхности стенки

Адиабатная температура стенки  $T_{aw}$  на установившемся режиме (начиная с 4 секунды), получена из линейной аппроксимации плотности теплового потока от температуры стенки (рис. 3). Тогда:

$$T_{aw}=T_s: \quad q_w(T_s)=0$$

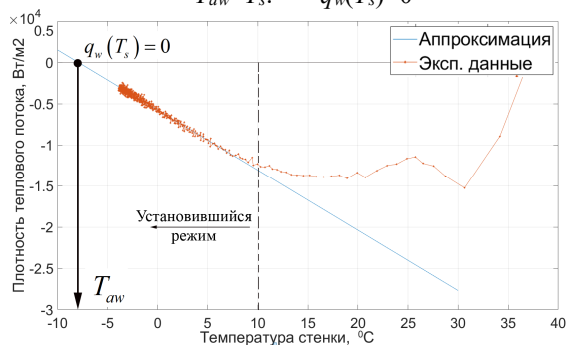


Рис. 3. Изменение теплового потока от температуры поверхности для отдельной точки

При этом значение коэффициента теплоотдачи восстановлено на основании закона Ньютона-Рихмана (рис.4).

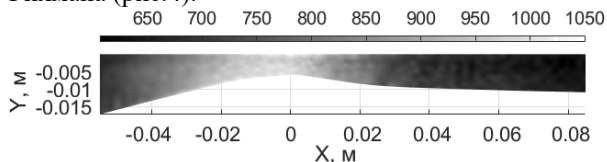


Рис. 4. Распределение коэффициента теплоотдачи по поверхности стенки канала

В соответствии с критериальным выражением для безразмерного числа Нуссельта при турбулентном режиме течения, основным фактором, определяющим интенсивность теплообмена в сечении, является удельный массовый расход (рис. 5):

$$Nu = 0.023 \left( \frac{\rho U \cdot D}{\mu} \right)^{0.8} (Pr)^{0.4} \sim (\rho U)^{0.8},$$

где  $D$ -эквивалентный диаметр канала,  $\mu$ - вязкость,  $Pr$  - число Прандтля,  $\rho$ - плотность и  $U$  - среднерасходная скорость потока в сечении.

Для экспериментальных данных, максимум коэффициента теплоотдачи (порядка 1050 Вт/м²/К) также расположен в области критического сечения канала, что соответствует приведенной выше оценке [4]. Однако интенсивность теплообмена несколько ниже(рис.6).

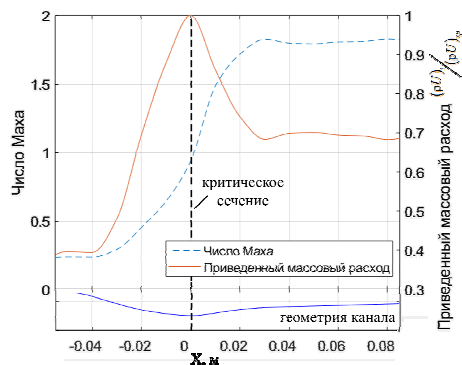


Рис. 5. Изменение числа Маха и приведенного расхода по длине канала

Это согласуется с результатами работы [5], где для низких и средних давлений торможения использование формулы Бартца так же завышало значения коэффициента теплоотдачи, по сравнению с экспериментом.

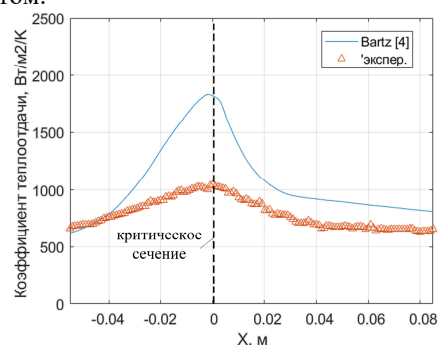


Рис. 6. Распределение коэффициента теплоотдачи по длине канала

Снижение интенсивности теплообмена в [5] поясняется ламинаризацией потока в области критического сечения, что может быть справедливо для представленных результатов.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе восстановлены тепловые потоки от стенки сверхзвукового канала по температурам, полученным с применением ИК-камеры. Определенные коэффициенты теплоотдачи ниже, чем в зависимости Бартца, что, однако, не противоречит существующим данным и характерно для случая ламинаризации потока.

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда (проект №19-09-10213).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tropea C, Yarin A, Foss J, editors. Handbook of experimental fluid mechanics. Berlin, Heidelberg (Germany): Springer-Verlag; 2007. 1557p
2. Алифанов О.М. Обратные задачи теплообмена. М. 1988, 280 с
3. Patankar, S. V., (1980), Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Taylor & Francis
4. Bartz D. Turbulent boundary-layer heat transfer from rapidly accelerating flow of rocket combustion gases and of heated air. In: Advances in heat transfer; 1965. 108p.
5. L. Schoenman, P. Block; Laminar Boundary-Layer Heat Transfer in LowThrust Rocket Nozzles; August 1967

## СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООТДАЧИ ПРИ ПУЛЬСИРУЮЩЕМ С БОЛЬШИМИ АМПЛИТУДАМИ КОЛЕБАНИЙ ТЕЧЕНИИ В КАНАЛАХ

### АННОТАЦИЯ

Предложен способ определения числа Нуссельта для пульсирующего с большими амплитудами колебаний течения в каналах. Способ основан на разделении периода колебаний на две части, в первой из которых поток движется от входа к выходу (прямое течение), а во второй – в обратном направлении (обратное течение). Такой способ удобно использовать на практике, например, для расчета теплообменных аппаратов. Расчеты проведены для развивающегося квазистационарного пульсирующего течения в плоском канале с граничными условиями на стенке первого рода при относительной амплитуде колебаний средней по сечению скорости  $A = 5$  и  $Pr = 0.7$ . Средние по времени и длине числа Нуссельта для малых длин канала – порядка длины начального термического участка для стационарного течения ( $L \approx 0.055$ ) – превышают свои стационарные значения примерно в 1.5 раза.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование процессов гидродинамики и теплообмена при пульсирующем течении в каналах является важной теоретической и прикладной задачей. Ламинарное течение осуществляется во многих технических устройствах, например в планарных теплообменных аппаратах, состоящих из щелевых микроканалов [1]. Такие теплообменники обладают высоким коэффициентом компактности и большими значениями коэффициента теплопередачи из-за малых гидравлических диаметров. Еще большего увеличения теплоотдачи можно ожидать при наложении пульсаций расхода на ламинарное течение, что позволит минимизировать габариты теплообменного аппарата.

Число Нуссельта, необходимое для расчета коэффициента теплоотдачи, можно определить разными способами. Для стационарного течения используется, в основном, отношение теплового потока на стенке к температурному напору, определяемому как разность между температурой стенки и среднemasсовой температурой жидкости  $T_w - T_b$ , либо как разность между температурой стенки и температурой жидкости на входе в канал  $T_w - T_0$  [2].

Для теоретического анализа и на практике, например при расчете теплообменных аппаратов, используется первый способ определения числа Нуссельта.

Для пульсирующего с большими амплитудами колебаний течения в некоторые моменты времени средняя массовая температура жидкости становит-

ся бесконечно большой и традиционное определение числа Нуссельта не представляется возможным.

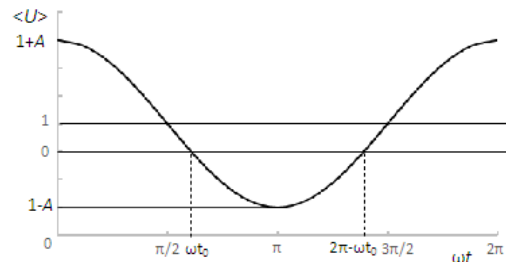


Рис. 1. Изменение средней по сечению скорости во времени.

Для такого течения, когда  $\langle U \rangle = 1 + A \cos \omega t$ ,  $A > 1$  (см. рис. 1), предложен новый способ определения числа Нуссельта, основанный на разделении периода колебаний на две части. В течение первой из этих частей средняя массовая скорость имеет положительный знак, поток движется от входа к выходу (прямое течение); в течение другой – поток движется от выхода к входу (обратное течение).

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В [3] проведены расчеты теплообмена при развивающемся пульсирующем ламинарном течении в плоском канале. Предложен способ расчета всех гидродинамических и тепловых величин для квазистационарных течения и теплообмена по данным для стационарного течения. Однако такой способ нельзя использовать при других режимах колебаний – высокочастотном и промежуточном.

Рассмотрим приведенное к безразмерному виду уравнение энергии, осредненное по сечению плоского канала

$$Pr Wo^2 \frac{\partial \langle \vartheta \rangle}{\partial t_\omega} + \frac{\partial \vartheta_b}{\partial X} = -2Q_w(X, t_\omega)$$

Осредним это уравнение по двум интервалам:  $0 \div \omega t_0$ ,  $2\pi - \omega t_0 \div 2\pi$  (период существования прямого течения) и  $\omega t_0 \div 2\pi - \omega t_0$  (период существования обратного течения). В результате получим:

$$\frac{d\vartheta_d}{dX} = -2Q_d + Pr Wo^2 [\langle \vartheta \rangle(2\pi - \omega t_0) - \langle \vartheta \rangle(\omega t_0)] / [2\omega t_0],$$

$$\frac{d\mathcal{Q}_r}{dX} = -2Q_r + \text{Pr} \text{Wo}^2 [\langle \mathcal{Q} \rangle (\omega t_0) - \langle \mathcal{Q} \rangle (2\pi - \omega t_0)] / [2(\pi - \omega t_0)].$$

Здесь  $\mathcal{Q}_d$ ,  $\mathcal{Q}_r$  и  $Q_d$ ,  $Q_r$  – осредненные по указаным интервалам средняя массовая температура жидкости  $\mathcal{Q}_b$  и тепловой поток на стенке  $Q_w$  соответственно.

Заметим, что последний член в правой части приведенных выше уравнений для квазистационарного режима течения и теплообмена (при  $\text{Wo} \ll 1$ ,  $\text{Wo}\sqrt{\text{Pr}} \ll 1$ ) является малым, поскольку, в частности, стремится к нулю сдвиг по фазе между колебаниями средней по сечению скорости и температуры. Однако пренебречь этим членом нельзя, особенно в области, где  $Q_d \rightarrow 0$  (при больших  $X$ ) или  $Q_r \rightarrow 0$  (при больших  $L - X$ ).

В общем случае следует решить приведенные выше дифференциальные уравнения для  $\mathcal{Q}_d$  и  $\mathcal{Q}_r$  с граничными условиями, следующими из постановки задачи: при  $X = 0$   $\mathcal{Q}_d = 1$ ; при  $X = L$   $\mathcal{Q}_r = 1$ . Значения средней по сечению температуры  $\langle \mathcal{Q} \rangle (X, t_\omega)$  и тепловых потоков  $Q_d(X, t_\omega)$ ,  $Q_r(X, t_\omega)$  вычисляются в результате решения системы нестационарных уравнений движения, неразрывности и энергии.

Однако в квазистационарном режиме эти величины можно найти по зависимостям для стационарного течения способом, предложенным в [3]. В этом режиме можно ограничиться рассмотрением не полного периода колебаний, а интервала  $\pi < \omega t \leq 0$ .

При  $\omega t = 0 \div \omega t_0$

$$\mathcal{Q}_b(X, t_\omega) = \mathcal{Q}_{bs} \left[ X / \langle U \rangle (t_\omega) \right],$$

$$Q_w(X, t_\omega) = Q_{ws} \left[ X / \langle U \rangle (t_\omega) \right].$$

При  $\omega t = \omega t_0 \div \pi$

$$\mathcal{Q}_b(X, t_\omega) = \mathcal{Q}_{bs} \left[ (L - X) / \langle U \rangle (t_\omega) \right],$$

$$Q_w(X, t_\omega) = Q_{ws} \left[ (L - X) / \langle U \rangle (t_\omega) \right].$$

Затем для нахождения  $\mathcal{Q}_d$ ,  $\mathcal{Q}_r$ ,  $Q_d$ ,  $Q_r$  полученные величины осредняются по соответствующим частям периода.

Следует отметить, что согласно предлагаемому подходу в моменты времени, когда средняя по сечению скорость  $\langle U \rangle$  становится малой, значения гидродинамических и тепловых величин берутся равными их известным стабилизированным значениям для стационарного течения.

Числа Нуссельта для граничного условия  $T_w = \text{const}$  вычисляются следующим способом  $\text{Nu}_d = Q_d / \mathcal{Q}_d$ ,  $\text{Nu}_r = Q_r / \mathcal{Q}_r$ .

На рис. 2–4 представлены результаты расчетов для относительно малой длины канала. На рис. 2 число Нуссельта сравнивается с результатами расчетов, представленными в [3]. В этой работе среднее по периоду колебаний число Нуссельта вычисляется двумя способами по следующим соотношениям:

$$\overline{\text{Nu}}_1 = \overline{Q_w} / \mathcal{Q}_b, \quad \overline{\text{Nu}}_2 = \overline{Q_w} / \mathcal{Q}_{bs}.$$

Второй способ в большей степени может быть полезен для практического применения. На рис. также представлены стационарные значения числа Нуссельта, которые за пределами начального термического участка  $\text{Nu}_s \rightarrow \text{Nu}_{s\infty} = 3.77$ , а  $Q_{ws}$ ,  $\mathcal{Q}_{bs}$  экспоненциально стремятся к нулю.

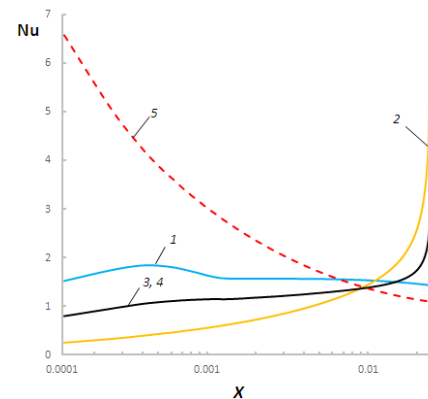


Рис. 2. Изменение числа Нуссельта по длине канала для  $L = 0.025$ : 1 –  $\text{Nu}_d / \text{Nu}_s$ ; 2 –  $\text{Nu}_r / \text{Nu}_s$ ; 3 –  $\overline{\text{Nu}}_2 / \text{Nu}_s$ ; 4 –  $\overline{\text{Nu}}_1 / \text{Nu}_s$ ; 5 –  $\text{Nu}_s / \text{Nu}_{s\infty}$ .

Для прямого течения число Нуссельта превышает свои стационарные значения, особенно вблизи входа в канал. Для обратного течения, напротив, в этой области значение числа Нуссельта намного меньше, чем его стационарное значение. Однако, вблизи выхода из канала отношение  $\text{Nu}_r / \text{Nu}_s$  резко возрастает.

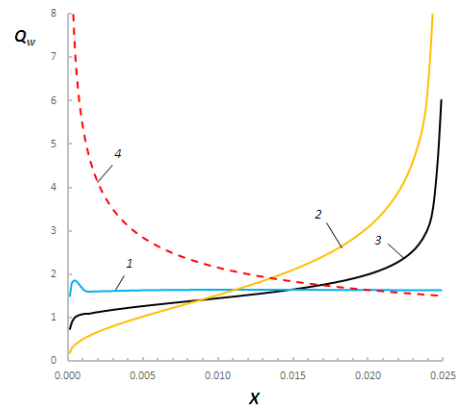


Рис. 3. Изменение теплового потока на стенке по длине канала для  $L = 0.025$ : 1 –  $Q_d / Q_{ws}$ ; 2 –  $Q_r / Q_{ws}$ ; 3 –  $\overline{Q_w} / Q_{ws}$ ; 4 –  $Q_{ws} / 2$ .

Описанное выше изменение числа Нуссельта обусловлено изменением теплового потока на стенке и определяющей температуры жидкости. Как видно на рис. 3, тепловой поток на стенке для прямого течения превышает средний по периоду колебаний тепловой поток вблизи входа в канал, а для обратного течения – вблизи выхода.

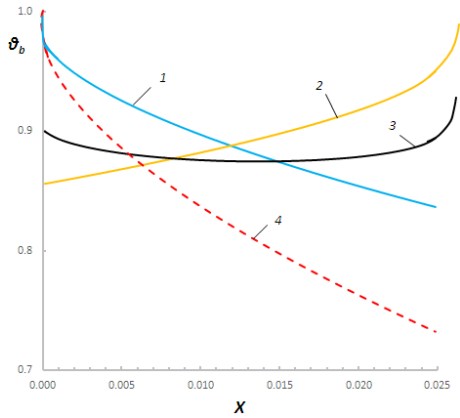


Рис. 4. Изменение температуры жидкости по длине канала для  $L = 0.025$ : 1 –  $\vartheta_d$ ; 2 –  $\vartheta_r$ ; 3 –  $\overline{\vartheta_b}$ ; 4 –  $\vartheta_{bs}$ .

Температуры жидкости для прямого и обратного течений –  $\vartheta_d$  и  $\vartheta_r$  изменяются по длине канала почти симметрично. Полная симметрия достигается при  $A \rightarrow \infty$ . Значительные отличия  $\vartheta_d$  и  $\vartheta_r$  от осредненной по периоду колебаний средней массовой температуры жидкости  $\overline{\vartheta_b}$  наблюдается вблизи входа и выхода из канала.

На рис. 5–7 представлены аналогичные результаты расчетов для большей длины канала.

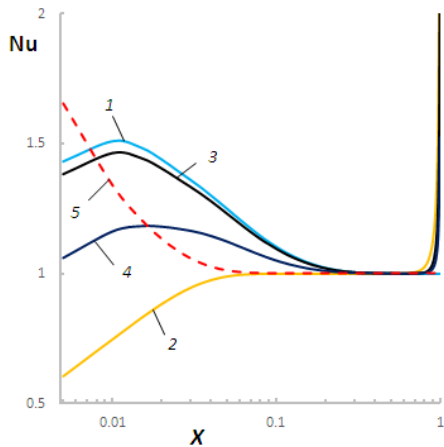


Рис. 5. Изменение числа Нуссельта по длине канала для  $L = 1$ : 1 –  $Nu_d / Nu_s$ ; 2 –  $Nu_r / Nu_s$ ; 3 –  $\overline{Nu_2} / Nu_s$ ; 4 –  $\overline{Nu_1} / Nu_s$ ; 5 –  $Nu_s / Nu_{s\infty}$ .

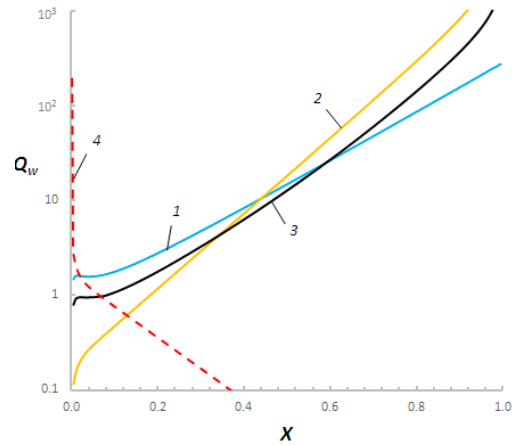


Рис. 6. Изменение теплового потока на стенке по длине канала для  $L = 1$ : 1 –  $Q_d / Q_{ws}$ ; 2 –  $Q_r / Q_{ws}$ ; 3 –  $\overline{Q_w} / Q_{ws}$ ; 4 –  $Q_{ws} / 2$ .

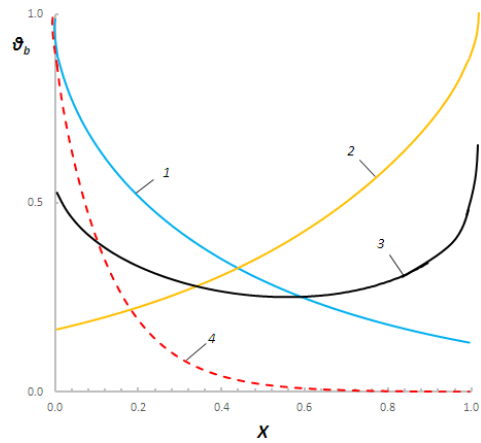


Рис. 7. Изменение температуры жидкости по длине канала для  $L = 1$ : 1 –  $\vartheta_d$ ; 2 –  $\vartheta_r$ ; 3 –  $\overline{\vartheta_b}$ ; 4 –  $\vartheta_{bs}$ .

Качественно закономерности, установленные для малой длины, соответствуют этим закономерностям для больших длин. Однако с увеличением длины трубы влияние пульсаций на тепловые величины уменьшается.

На практике, например при расчете теплообменных аппаратов, часто используется число Нуссельта, осредненное по длине канала. На рис. 8 показана зависимость средних по времени и по длине чисел Нуссельта для прямого и обратного течений, а также средних по периоду колебаний чисел Нуссельта, осредненных двумя разными способами ( $\langle Nu_1 \rangle$ ,  $\langle Nu_2 \rangle$ ). При относительно небольших длинах ( $L \sim 0.025 \div 0.05$ ) наблюдается значительное увеличение теплоотдачи по сравнению со стационарным течением; причем  $\langle Nu_d \rangle > \langle Nu_r \rangle > \langle \overline{Nu_2} \rangle > \langle \overline{Nu_1} \rangle$ .

Расчеты показали, что при увеличении амплитуды колебаний значения  $\langle Nu_d \rangle$  и  $\langle Nu_r \rangle$  становятся примерно одинаковыми.

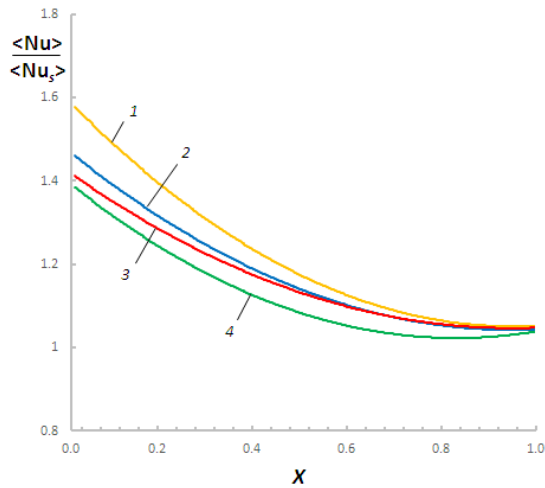


Рис. 8. Среднее по времени и длине канала число Нуссельта. 1 –  $\langle Nu_d \rangle / \langle Nu_s \rangle$ ; 2 –  $\langle Nu_r \rangle / \langle Nu_s \rangle$ ; 3 –  $\langle \overline{Nu}_2 \rangle / \langle Nu_s \rangle$ ; 4 –  $\langle \overline{Nu}_1 \rangle / \langle Nu_s \rangle$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен способ вычисления числа Нуссельта при пульсирующем с большими амплитудами колебаний течении в каналах, основанный на разделении периода колебаний средней массовой скорости  $\langle u \rangle$  на две части:  $\omega t_d$  и  $\omega t_r$ . В первой из них  $\langle u \rangle > 0$  (прямое течение), во второй –  $\langle u \rangle < 0$  (обратное течение). Разработан метод расчета теплообмена при пульсирующем течении в квазистационарной области (при относительно малых частотах колебаний), основанный на использовании данных для стационарного течения.

Указанные подходы к численному моделированию пульсирующего течения можно использовать при любом режиме течения – как ламинарного, так и турбулентного.

Проведены расчеты теплообмена при развивающемся ламинарном пульсирующем течении в плоском канале с граничными условиями на стенке  $T_w = \text{const}$ . Получено, что для малых длин канала, порядка длины начального термического участка при стационарном течении, наблюдается существенное увеличение средних по времени и длине чисел Нуссельта по сравнению с их значениями для стационарного течения. Расчеты показали, что данный эффект становится более значительным с ростом амплитуды колебаний и несколько уменьшается с увеличением числа Прандтля.

Наложение на поток в канале пульсаций расхода с большими амплитудами можно использовать для интенсификации теплообмена в различных теплоотводящих устройствах и теплообменных аппаратах. Расчет таких устройств можно традиционными способами, но с разделением периода колебаний на указанные две части. Например, при вычислении эффективности теплообменного аппарата рассчитываются  $\varepsilon_d$  (по  $Nu_d$ ),  $\varepsilon_r$  (по  $Nu_r$ ), а среднюю по

времени эффективность  $\varepsilon$  можно принять равной  $(\varepsilon_d \omega t_d + \varepsilon_r \omega t_r) / 2\pi$ .

#### СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$h$  – ширина канала;

$L = l / (hRe)$  – безразмерная длина канала;

$l$  – длина канала;

$Q_w = \left( \frac{\partial g}{\partial Y} \right)_w$  – безразмерный тепловой поток на стенке;

$Pe = Pr \cdot \overline{Re}$  – число Пекле;

$\overline{Re} = \langle u \rangle h / \nu$  – среднее по периоду колебаний число Рейнольдса;

$T_b = \int_0^1 \frac{U(X, \omega t) T(X, Y, \omega t)}{\langle U \rangle(\omega t)} dY$  – средняя массовая

температура жидкости;

$\langle T \rangle = \int_0^1 T(X, Y, \omega t) dY$  – средняя по сечению тем-

пература жидкости;

$t$  – время;

$t_\omega = \omega t$  – безразмерное время;

$U = u / \langle u \rangle$  – безразмерная продольная составляющая скорости;

$u$  – продольная составляющая скорости;

$\langle \bar{u} \rangle = \frac{1}{2\pi h} \int_0^{2\pi} \int_0^h d(\omega t) u(y) dy$  – средняя по сечению и времени скорость;

$Wo = h \sqrt{\frac{\omega}{\nu}}$  – число Вомерсли;

$X = x / (hRe)$  – безразмерная продольная координата;

$x$  – продольная координата;

$Y = y / h$  – безразмерная поперечная координаты;

$y$  – поперечная координата;

$g = \frac{T_w - T_b}{T_w - T_0}$  – безразмерная температура;

$\bar{\phantom{x}}$  – среднее во времени;

$\langle \phantom{x} \rangle$  – среднее по сечению или длине;

$s$  – стационарные значения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Валуева Е.П.,** Гаряев А.Б., Клименко А.В. Особенности гидродинамики и теплообмена при течении в микроканальных технических устройствах // М: Изд. дом МЭИ. 2016. 138 с.
2. **Петухов Б.С.** Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах // М.: Изд-во Энергия. 1967. 411 с.
2. **Валуева Е.П.,** Зюкин В.С. Теплообмен на начальном гидродинамическом участке плоского канала с граничными условиями первого рода на стенках при ламинарном пульсирующем течении // ТВТ. 2022. № 1.



## ВИХРЕРАЗРЕШАЮЩЕЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ МЕЖДИСКОВОЙ ПОЛОСТИ С НАГРЕТЫМИ ДИСКАМИ И ХОЛОДНЫМ ПРИОСЕВЫМ ТРАНЗИТНЫМ ПОТОКОМ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Быстровращающиеся межdiskовые (кольцевые) полости с транзитным осевым потоком – это типичные элементы в конструкции ротора осевого компрессора газотурбинного двигателей. Знания о конвективной теплоотдаче в таких полостях необходимы для аккуратного предсказания температурного состояния дисков компрессора.

Задачам смешанной конвекции в быстровращающихся вентилируемых межdiskовых полостях присуща особая сложность [1]. Это обуславливает как повышенный уровень неопределенностей в результатах измерений теплоотдачи, так и несостоятельность RANS моделей для надежного расчета данного класса течений. Прогресс на пути предсказательного моделирования конвекции в быстровращающихся полостях сегодня во многом связан с применением вихреразрешающих подходов [2, 3].

В настоящей работе представляются результаты численного моделирования турбулентной смешанной конвекции во вращающейся полости с транзитным осевым потоком, полученные на основе метода Implicit LES с применением расчетных сеток, обладающих существенно улучшенным разрешением по сравнению с предыдущими работами. Оценивается также эффект нестационарной теплопроводности в дисках конечной толщины.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ

Численно моделируется конвекция воздушной среды ( $Pr = 0,7$ ) в симметрично обогреваемой межdiskовой полости с транзитным осевым потоком охлаждающего воздуха, с учетом и без учета эффектов сопряженного теплообмена между воздухом и стальными дисками (рис. 1а). Постановка задачи соответствует тестовой конфигурации, использованной в [4] для измерения коэффициента теплоотдачи при варьировании определяющих параметров. Расчетная область включала межdiskовую полость и разрывающуюся внутри нее приосевую трубу, состоящую из входной и выходной частей. Внутренний радиус трубы  $a = 0,045$  м, внешний радиус полости  $b = 0,484$  м, ширина полости  $s = 0,065$  м. Длины входной и выходной труб составляли  $l_1 = 0,16$  м и  $l_2 = 0,29$  м, соответственно. В случае решения задачи сопряженного теплообмена расчетная область дополнялась дисками толщиной  $s^* = 10$  мм; в несопряженной постановке толщина дисков полагалась нулевой.

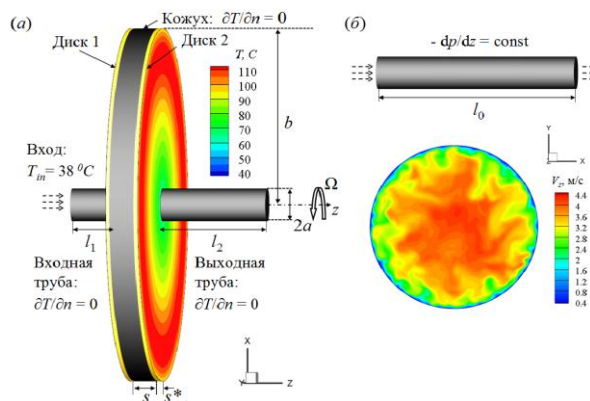


Рис. 1. (а) Схема к постановке задачи о расчете конвекции в полости с аксиальным транзитным потоком и (б) схема к параллельно решаемой задаче о развитом турбулентном течении во вращающейся трубе с характерным мгновенным полем осевой скорости, подаваемом на вход в расчетную область основной задачи.

На внешних поверхностях дисков («Диск 1» – первый по ходу транзитного потока, «Диск 2» – второй на пути потока) задавалось измеренное в [4] радиальное распределение температуры (рис. 1а); цилиндрический кожух и поверхность труб за пределами дисков полагались теплоизолированными.

На входе в расчетную область для каждого момента времени задавалось распределение вектора скорости, получаемое из параллельно решаемой задачи для установившегося по длине турбулентного течения во вращающейся адиабатической трубе (того же диаметра) при градиенте давления, обеспечивающем заданный расход (рис. 1б). При решении данной вспомогательной задачи условия осевой периодичности накладывались на участке трубы длиной  $12a$ . Температура на входе в расчетную область полагалась постоянной,  $T_{in} = 38^\circ\text{C}$ .

Задачи решались в системе отсчета, вращающейся с угловой скоростью  $\Omega$ , на основе модели совершенного газа с постоянными значениями коэффициентов вязкости и теплопроводности, оцененными по входной температуре.

Для представляемых ниже расчетов набор определяющих динамических параметров задачи отвечал одному из вариантов, исследованных в экспериментальной работе [4]; параметры имели следующие значения: число Рейнольдса транзитного потока  $Re_z = 2aW/\nu = 2 \cdot 10^4$ , вращательное число Рейнольдса  $Re_\phi = \Omega b^2/\nu = 2 \cdot 10^5$ , число Россби  $Ro = W/\Omega a = 5,74$ . Данные параметры соответствуют значению  $\Omega = 12,8$  рад/с.

Расчеты проводились с применением про-

граммного комплекса ANSYS Fluent 19.5 на основе метода дробных шагов второго порядка. Дискретизация конвективных членов уравнений осуществлялась по схеме «Bounded Central Differencing».

Расчетная сетка включала около 30 млн. шестигранных ячеек. Шаг по времени составлял  $2 \cdot 10^{-4}$  с, что обеспечивало во всей расчетной области для числа Куранта значение меньше единицы. Статистика накапливалась за время, соответствующее примерно 40 оборотам полости.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Примененная весьма подробная сетка обеспечила возможность качественного воспроизведения явлений, важных для аккуратного предсказания процесса теплообмена: динамики прецессирующих крупномасштабных вихревых образований в полости и радиального «рукава» холодного газа, прорывающегося в полость (рис. 2), слоев смешения приосевого потока с течением в полости, а также тонких экмановских слоев у дисковых поверхностей.

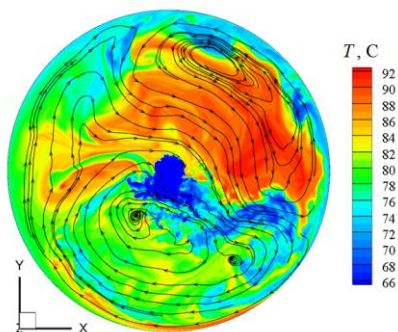


Рис. 2. Мгновенное поле температуры и линии тока в центральном аксиальном сечении между дисками.

Скорость (антициклонической) прецессии крупномасштабной вихревой структуры почти в 20 раз меньше, чем скорость глобального вращения  $\Omega$ . При этом актуальная картина локального теплового потока на поверхности каждого из дисков (также медленно прецессирующая) характеризуется большой неравномерностью (рис. 3), с выраженными пиковыми значениями в распределениях по окружности (рис. 4); последние обусловлены повышенной теплоотдачей в областях, занимаемых турбулизированными «рукавами» прорвавшегося в полость газа из транзитного потока.

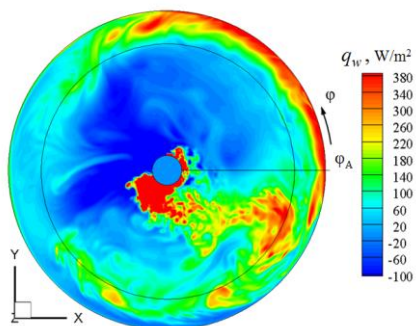


Рис. 3. Мгновенное распределение локального теплового потока на поверхности Диска 2.

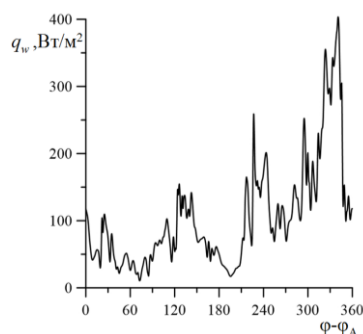


Рис. 4. Мгновенное окружное распределение теплового потока на поверхности Диска 2 при  $r/b = 0,8$ .

Приведенные в табл. 1 данные для осредненных по поверхности дисков тепловых потоков свидетельствуют, что влияние эффектов сопряженного теплообмена на конвективный теплоъем относительно невелико.

Таблица 1. Средний тепловой поток, Вт/м<sup>2</sup>.

Несопряженный расчет		Сопряженный расчет	
Диск 1	Диск 2	Диск 1	Диск 2
51,2	76,4	49,7	75,3

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные данные вихреразрезающего моделирования позволили количественно оценить ключевую особенность рассмотренной смешанной конвекции, а именно сильную окружную неоднородность мгновенного локального теплового потока на дисках, с выраженными пиковыми значениями. Эта неоднородность, в сочетании с относительно медленной прецессией картины локального теплообмена, может быть основной причиной чрезвычайно большого разброса экспериментальных данных, представленных в [4] для радиального профиля среднего числа Нуссельта. Влияние нестационарной теплопроводности в теле дисков на конвективный теплоъем относительно мало.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-08-01090). Для расчетов использовались ресурсы суперкомпьютерного центра СПбПУ (<https://scc.spbstu.ru>).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Owen J.M., Tang H., and Lock G.D. Buoyancy-induced heat transfer inside compressor rotors: overview of theoretical models // Aerospace. 2018. Vol. 5. N. 1. P. 1-22.
- Smirnov P.E., Kapetanovic S., Braaten M.E. et al. Application of the SAS turbulence model to buoyancy driven cavity flows // In.: Proc. ASME Turbo Expo 2009, June 8–12, 2009, Orlando, Florida, USA. Paper No: GT2009-59621. 10 p.
- Smirnov S.I., Abramov A.G., Kitanina E.E. et al. Numerical study of turbulent mixed convection in a rotating inter-disk cavity with axial throughflow of cooling air // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. Vol. 1809. P. 012013.
- Long C.A. Disk heat transfer in a rotating cavity with an axial throughflow of cooling air // Int. J. Heat Fluid Flow. 1994. Vol. 15. No. 4. Pp. 307–316.



*Б.А. Куникеев, доцент, кандидат техн. наук  
А.Н. Арбеков, профессор, доктор техн. наук*

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
«Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (Национальный  
исследовательский университет)»

## **О ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ОЦЕНКЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В ЛОПАТОЧНЫХ ВЕНЦАХ ОХЛАЖДАЕМЫХ ЛОПАТОК ГАЗОВЫХ ТУРБИН**

В работе предложена методика предварительной оценки дополнительных потерь от смешения в охлаждаемых венцах газовой турбины.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Газовые турбины работают при температурах газа, существенно превышающих допустимые температуры используемых конструкционных материалов, что обуславливает применение конвективно-плочного охлаждения пера лопатки.

Образование завесы (пленки) на защищаемой поверхности происходит благодаря выпуску охлаждающего воздуха в проточную часть турбины, что вносит дополнительное сопротивление течению основного газового потока.

Если при оценке и оптимизации параметров термодинамического цикла газотурбинной установки уменьшение КПД турбины, вызванное дополнительными потерями от охлаждения, учитывают введением поправки к КПД турбины в виде  $\eta_{т.охл} = \eta_{охл} \eta_{т}$ , где  $\eta_{т}$  – КПД турбины без охлаждения,  $\eta_{охл} = 0,98 \div 0,99$  – коэффициент, учитывающий дополнительные потери, то при проведении поступенчатого расчета турбины требуется детальный учет всех возникающих дополнительных потерь.

Весьма важной является корректная оценка потерь в лопаточных венцах турбины на начальном этапе проектирования, когда еще неизвестны основные характеристики проточной части.

В ряде работ, посвященных расчету и проектированию газовых турбин, приводятся различные подходы к определению дополнительных потерь от охлаждения в их ступенях [1–7 и др.], однако, в большинстве опубликованных методик определение этих потерь происходит с большим количеством допущений, носит оценочный характер и не может давать точного результата в широком диапазоне температур газа и расходов охлаждающего воздуха.

Таким образом, совершенствование методик расчета дополнительных потерь, возникающих в ступенях газовых турбин с системами открытого воздушного охлаждения, по-прежнему является актуальной задачей.

В ГОСТ Р 58990–2020 «Методика расчета характеристик турбины на среднем диаметре», разработанный ФГУП «ЦИАМ им. П.И. Баранова» [8] обобщены результаты расчетных и

экспериментальных исследований потерь в лопатках турбин [1–3] и представлена методика расчета дополнительных потерь в лопаточных венцах при введении охлаждения лопаток. В общем случае при выпуске охлаждающего воздуха на поверхность лопатки коэффициент дополнительных потерь представлен в виде суммы

$$\Delta\zeta_{охл} = \zeta_{см} + \zeta_Q + \bar{G}_{охл} - \zeta_B + \Delta\zeta_{пр}$$

где  $\zeta_{см}$  – коэффициент, учитывающий потери смешения выпускаемого воздуха с основным потоком;  $\zeta_Q$  – коэффициент, учитывающий уменьшение работы расширения газа из-за теплоотвода в охлаждаемые лопатки;  $\zeta_B$  – коэффициент, учитывающий кинетическую энергию выпускаемого воздуха;  $\Delta\zeta_{пр}$  – коэффициент, учитывающий изменение профильных потерь в охлаждаемой решетке заданной геометрии от охлаждения (неизотермичности пограничных слоев) и выпуска воздуха в проточную часть.

Для коэффициента  $\zeta_{см}$  приведены формулы расчета потерь на смешение при выпуске воздуха из выходных кромок лопаток:

$$\zeta_{см} = \frac{\bar{G}_{охл}}{1 + \bar{G}_{охл}} (1 - \bar{c}_B)^2 \quad (1)$$

и при выпуске воздуха через щели на вогнутой поверхности (корытце) вблизи выходных кромок:

$$\zeta_{см} = \bar{G}_{охл} \left( \frac{c'_Г}{c_1} \right)^2 \left( 1 - \frac{c_B}{c'_Г} \right)^2 \quad (2)$$

где  $\bar{G}_{охл} = G_{в.охл}/G_{Г}$  – относительный расход охлаждающего воздуха;  $G_{в.охл}$ ,  $G_{Г}$  – расходы охлаждающего воздуха и газа, соответственно;  $\bar{c}_B = c_B/c_1$  – относительная скорость воздуха;  $c_B$ ,  $c_1$  – скорость выпуска воздуха из щели и скорость потока за решеткой;  $c'_Г$  – скорость основного потока в месте расположения щели.

При умеренном сопротивлении системы охлаждения, согласно указанному Стандарту, можно принять относительную скорость выпуска воздуха из щелей лопатки  $\bar{c}_B = 0,4 \dots 0,5$ .

Приведенные формулы для коэффициента  $\zeta_{см}$  получены аналогично формуле для потерь кинетической энергии при смешении потоков в эжекторе, вывод которой изложен в [9]. Потери кинетической энергии при смешении – разность суммы кинетических энергий потоков до смешения и кинетической энергии смеси.

Однако, неясно, как учитываются потери при выпуске воздуха через перфорацию на выпуклой

стороне профиля, а также не только потери кинетической энергии, но и возможные потери внутренней энергии. Температура смешения потоков за лопаточными венцами, расчет которой на основе закона сохранения энергии предусмотрен в методике, сама по себе в расчетах влияет лишь на параметры потока перед следующим лопаточным венцом, в то время как ее величина отражает потери энтальпии в предыдущем венце.

## 2. Оценка потерь в сопловом аппарате

Возможен другой подход к оценке потерь от смешения охлаждающего воздуха с основным потоком, основанный на расчете скоростей потока на выходе из лопаточной решетки при наличии и отсутствии охлаждения. Вследствие аддитивности потерь [3] можно предположить, что изменение метода оценки потерь на смешение не приведет к изменению других видов потерь.

Оценим потери на смешение в охлаждаемой решетке соплового аппарата (СА), рис.1.

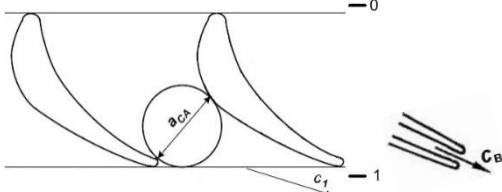


Рис. 1. Схема течения в охлаждаемом сопловом аппарате

Полагая в соответствии с принципом раздельного учета влияния потерь, что все другие потери отсутствуют, рассмотрим баланс энергий исходных потоков газа и воздуха для сечения перед СА (0) и смеси за охлаждаемой решеткой в сечении(1), где поток можно условно считать выровнявшимся.

$$G c_p T_{\Gamma}^* + G_{\text{охлСА}} c_{pв} T_{\text{в.охл}}^* = T_{\Gamma1\text{см}}^* (G c_p + G_{\text{охлСА}} c_{pв}),$$

где  $G$  – расход газа на входе в СА;  $G_{\text{охлСА}}$  – расход воздуха на охлаждение сопловых лопаток;  $T_{\Gamma}^*$  – температура газа при входе в СА;  $T_{\text{в.охл}}^*$  – температура воздуха на выходе из системы охлаждения;  $T_{\Gamma1\text{см}}^*$  – температура смеси газа и воздуха на выходе из СА;  $c_{pв}, c_p$  – средние теплоемкости воздуха и газа при соответствующих температурах.

Из этого выражения получим определим температуру смешения при выходе из СА:

$$T_{\Gamma1\text{см}}^* = \frac{G c_p T_{\Gamma}^* + G_{\text{охлСА}} c_{pв} T_{\text{в.охл}}^*}{G c_p + G_{\text{охлСА}} c_{pв}}.$$

Статическая температура при выходе из СА:

$$T_1 = T_{\Gamma1\text{см}}^* - \frac{c_1^2}{2c_p},$$

где  $c_1$  – абсолютная скорость потока за СА;  $c_p$  – теплоемкость газа.

Статическое давление за СА:

$$p_1 = p^* \left( 1 - \frac{H_c}{c_p T_{\Gamma}^*} \right)^{\frac{k}{k-1}},$$

где  $p^*$  – полное давление на входе в СА;  $H_c$  – теплоперепад в СА.

Удельный объем при выходе из СА:

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1}.$$

Осевая скорость при выходе из СА:

$$c_{1a} = \frac{G_1 v_1}{F_{1a}} = c_1 \sin \alpha_1,$$

где  $F_{1a}$  – площадь кольцевого сечения на выходе из СА;  $G_1 = G + G_{\text{охлСА}}$  – расход газа на выходе из СА.

Подставив в последнее уравнение выражение для удельного объема  $v_1$  с учетом выражения для статической температуры  $T_1$ , после очевидных преобразований получим квадратное уравнение для абсолютной скорости за СА:

$$c_1^2 + 2 \sin \alpha_1 \frac{F_{1a} c_p}{G_1 R} p_1 c_1 - 2 c_p T_{\Gamma1\text{см}}^* = 0.$$

Обозначив

$$A = \sin \alpha_1 \frac{F_{1a} c_p}{G_1 R} p_1,$$

получим выражение для скорости  $c_1$ :

$$c_1 = -A \pm \sqrt{A^2 + 2c_p T_{\Gamma1\text{см}}^*}.$$

Поскольку абсолютное значение скорости неотрицательно, то остается только одно решение для скорости  $c_1 = c_{1\text{см}}$  со знаком плюс перед корнем:

$$c_{1\text{см}} = \sqrt{A^2 + 2c_p T_{\Gamma1\text{см}}^*} - A.$$

Комплекс  $A$  при заданной геометрии ступени, теплоперепаде на ступень и степени реактивности ( $\alpha$ , значит, и статическом давлении  $p_1$ ) можно считать постоянным, а величину скорости  $c_1$  зависящей лишь от полной температуры при выходе из соплового аппарата.

При отсутствии охлаждения выражение для скорости  $c_1$  получим при условии равенства расходов при выходе из лопаточного венца, положив, что в неохлаждаемой ступени в проточную часть вместо охлаждающего воздуха выпускается такой же расход газа с температурой, равной температуре газа перед лопаточным венцом. Условный выпуск горячего газа вместо холодного воздуха позволит соблюсти и геометрическое подобие профилей (толстые входные и выходные кромки).

В этом случае абсолютная скорость  $c_1$  будет равна:

$$c_{1t} = \sqrt{A^2 + 2c_p T_{\Gamma}^*} - A.$$

Отсюда потери в СА на смешение определяются как

$$h_{\text{с.см}} = \frac{c_{1t}^2}{2} - \frac{c_{1\text{см}}^2}{2},$$

а коэффициент, учитывающий потери смешения будет равен

$$\zeta_{с.см} = \frac{h_{с.см}}{H_c} = \frac{(c_{1t}^2 - c_{1см}^2)}{2H_c}$$

Следует учитывать, что в данном случае скорость  $c_{1t}$  не равна адиабатической скорости  $c_{1ад} = \sqrt{2H_c}$ , эти скорости совпадают при отсутствии выпуска воздуха в проточную часть  $G_{охлСА} = 0$ .

### 3. Оценка потерь в рабочем колесе

Аналогичным образом можно определить относительные скорости  $w_{2t}$  (без охлаждения) и  $w_{2см}$  (с охлаждением) на выходе из рабочего колеса (РК), рис. 2, 3 и соответствующие потери на смешение при охлаждении рабочих лопаток.

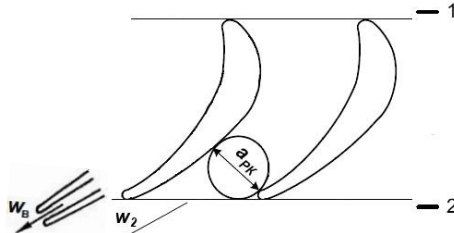


Рис. 2. Схема течения в охлаждаемом рабочем колесе

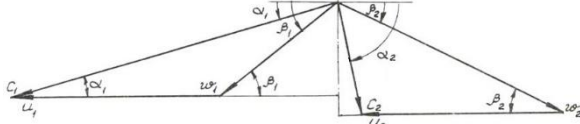


Рис. 3. Треугольник скоростей в турбинной ступени

Температура смешения при выходе из РК:

$$T_{г2см}^* = \frac{G_{г1} c_{pg} T_{г2}^* + G_{охлРК} c_{pv} T_{вохл}^*}{G_{г1} c_{pg} + G_{охлРК} c_{pv}}$$

Здесь  $G_{г1}$  – расход газа на входе в рабочее колесо;  $G_{охлРК}$  – расход воздуха на охлаждение рабочих лопаток;  $T_{г2}^*$  – температура газа при выходе из РК до смешения;  $T_{вохл}^*$  – температура воздуха на выходе из системы охлаждения;  $T_{г2см}^*$  – температура смеси газа и воздуха при выходе из РК;  $c_{pv}$ ,  $c_{pg}$  – средние теплоемкости воздуха и газа при соответствующих температурах;

Статическое давление на выходе из РК:

$$p_2 = p_g^* \left( \frac{T_{2ад}}{T_g^*} \right)^{\frac{k}{k-1}},$$

где  $T_{2ад}$  – температура конца адиабатического расширения газа в ступени.

Статическая температура на выходе из РК:

$$T_2 = T_{г2см}^* - \frac{c_2^2}{2c_{pg}},$$

где  $c_2$  – абсолютная скорость потока за РК;  $c_{pg}$  – теплоемкость газа.

Абсолютная скорость на выходе из РК:

$$c_2 = \sqrt{w_2^2 - 2w_2 u_2 \cos \beta_2 + u_2^2},$$

где  $w_2$  – относительная скорость газа на выходе из РК;  $u_2, \beta_2$  – окружная скорость и угол выхода потока из РК.

Удельный объем на выходе из РК:

$$v_2 = \frac{RT_2}{p_2}.$$

Осевая составляющая абсолютной скорости за рабочими лопатками:

$$c_{2a} = \frac{G_{г2} v_2}{F_{2a}} = w_2 \sin \beta_2,$$

где  $F_{2a}$  – площадь кольцевого сечения на выходе из РК;  $G_{г2} = G_{г1} + G_{охлРК}$  – расход газа на выходе из РК.

Подставив в последнее уравнение выражение для удельного объема  $v_2$  с учетом выражения для статической температуры  $T_2$ , после очевидных преобразований получим квадратное уравнение для определения относительной скорости  $w_2$  за РК:

$$w_2^2 + 2 \left( \sin \beta_2 \frac{F_{2a} c_p}{G_{г2} R} p_2 + u_2 \cos \beta_2 \right) w_2 - 2c_p \left( T_{г2см}^* + \frac{u_2^2}{2c_p} \right) = 0.$$

Обозначая

$$B = \sin \beta_2 \frac{F_{2a} c_p}{G_{г2} R} p_2 + u_2 \cos \beta_2.$$

найдем выражение для скорости  $w_2$ :

$$w_{2см} = -B + \sqrt{B^2 + 2c_p T_{г2см}^* + u_2^2}.$$

Поскольку абсолютное значение скорости  $w_2$  также неотрицательно, то принимаем для скорости  $w_2 = w_{2см}$  выражение со знаком плюс перед корнем:

$$w_{2см} = \sqrt{B^2 + 2c_p T_{г2см}^* + u_2^2} - B.$$

Комплекс  $B$  при заданной геометрии ступени, теплоперепаде и степени реактивности можно считать постоянным, а скорость  $w_2$  при неизменной окружной скорости  $u_2$  зависит лишь от полной температуры на выходе из рабочего колеса.

Выражение для относительной скорости  $w_2$  в отсутствии охлаждения получим аналогично изложенному для СА, полагая равенство расходов при выходе из лопаточного венца:

$$w_{2t} = \sqrt{B^2 + 2c_p T_2^* + u_2^2} - B.$$

Отсюда потери на смешение в РК:

$$h_{p,см} = \frac{w_{2t}^2}{2} - \frac{w_{2см}^2}{2},$$

а коэффициент, учитывающий потери смешения будет равен

$$\zeta_{p,см} = \frac{h_{p,см}}{H_p} = \frac{(w_{2t}^2 - w_{2см}^2)}{2H_p}$$

Применимость предлагаемой методики оценена проведением расчетов турбинной ступени по среднему диаметру с определением потерь смешения и выполнено сравнение с результатами, полученными по формулам из ГОСТ Р 58990–2020.

Результаты одного из вариантов сравнения при полной температуре перед ступенью 1473 К, и относительном расходе на охлаждение ступени  $\bar{G}_{охл} = 0,0355$  приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1. Относительные потери на смешение, рассчитанные по предлагаемой методике

Лопаточный венец	СА	РК
Коэффициент потерь	0,01662	0,01068
Теоретическая скорость при выходе из венца, м/с	567,3	372,2
Скорость при выходе из венца после смешения, м/с	562,2	370,4
Коэффициенты скорости $\varphi$ и $\psi$	0,9572	0,9427

В табл. 2 приведены доли охлаждающего воздуха, приходящиеся на выходную кромку и перфорацию от количества воздуха, идущего на охлаждение данного венца.

Из сопоставления результатов расчета видно, что в зависимости от места выпуска воздуха и значений относительных скоростей, принятых по известным рекомендациям, можно получить значительный разброс коэффициентов потерь и коэффициентов скорости  $\varphi$  и  $\psi$ . Так, принятое по рекомендации из работы [1] значение относительной скорости газа на профиле  $\bar{c} = c'/c_1$ , равное 0,75, приводит к завышенным величинам коэффициента потерь, а при выпуске воздуха только в щель в выходной кромке потери занижены.

Организация защитной пленки (завесы) требует выпуска охлаждающего воздуха через перфорацию на поверхности лопатки, начиная со входной кромки. В этом случае значение коэффициента потерь при выпуске воздуха через перфорацию на

профиле, рассчитанного по зависимости, приведенной в [3],

$$\zeta_{см} = \sum_i \bar{G}_{vi} \left( \frac{c_i}{c_{ад}} \right)^2 \left( 1 - \frac{c_{vi}}{c_i} \sin \omega_i \cos \theta_i \right)^2,$$

где  $i$  – количество рядов перфорации;  $\bar{G}_{vi} = G_{vi}/G$  – относительный расход воздуха через  $i$ -й ряд отверстий;  $c_{vi}$  и  $c_i$  – скорость выпуска воздуха через  $i$ -й ряд отверстий и скорость основного потока в зоне  $i$ -го ряда;  $\theta_i$  и  $\omega_i$  – углы наклона отверстий перфорации к обводам профиля и образующей пера лопатки, из-за наличия множителя  $\sin \omega_i \cos \theta_i$  только увеличивается.

Наиболее близкое совпадение с результатами расчета потерь по предлагаемой методике дает вариант №4, в котором относительная скорость газа на профиле  $\bar{c}_r$  принята равной 0,5, что, однако не соответствует рекомендации [1].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно констатировать, что предлагаемая методика расчета потерь от смешения при выпуске охлаждающего воздуха в проточную часть турбины позволяет оценить дополнительные потери в лопаточных рядах и в ступени в целом, не требуя при этом использования эмпирических значений каких-либо параметров, входящих в расчетные формулы.

Таблица 2. Относительные потери на смешение, рассчитанные по ГОСТ Р 58990–2020

Вариант №	1		2		3		4	
	СА	РК	СА	РК	СА	РК	СА	РК
Лопаточный венец	СА	РК	СА	РК	СА	РК	СА	РК
Коэффициент потерь	0,00657	0,00389	0,06606	0,04735	0,03632	0,02536	0,01797	0,01227
Доля выпуска в выходную кромку	1,0	1,0	0	0	0,5	0,5	0,5	0,5
Относительная скорость воздуха $\bar{c}_в$	0,45	0,45	0,45	0,45	0,45	0,45	0,45	0,45
Относительная скорость газа $\bar{c} = c'/c_1$			0,75 <sup>*)</sup>	0,75 <sup>*)</sup>	0,75 <sup>*)</sup>	0,75 <sup>*)</sup>	0,5	0,5
Коэффициент потерь при выпуске из выходной кромки	0,00657	0,00389			0,00329	0,00198	0,00329	0,00196
Коэффициент потерь при выпуске на профиле			0,06606	0,04735	0,03303	0,02338	0,01468	0,01031
Коэффициенты скорости $\varphi$ и $\psi$	0,9627	0,9463	0,9300	0,9231	0,9465	0,9349	0,9565	0,9418

\*) по рекомендации из работы [1]

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Абианц В.Х.** Теория авиационных газовых турбин. М.: Машиностроение, 1979.
2. **Венедиктов В.Д.** Газодинамика охлаждаемых турбин. М.: Машиностроение, 1990.
3. **Атлас экспериментальных характеристик плоских решеток охлаждаемых газовых турбин / Венедиктов В.Д., Грановский А.В., Карелин А.М., Колесов А.Н., Мухтаров М.Х.** –М: ЦИАМ, 1990 г. 393 с.
4. **Карпунин А.П.** Анализ влияния отдельных параметров охлаждаемой газовой турбины на величину дополнительных потерь // Тезисы докладов Двадцатой международной научно-технической конференции студентов и аспирантов «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика». Том 4. М.: Издательский дом МЭИ, 2014.
5. **Копелев С.З.** Проектирование проточной части турбин авиационных двигателей. М.: Машиностроение, 1984.
6. **Костюк А.Г., Карпунин А.П.** Исследование влияния параметров ГТУ на ее характеристики с учетом дополнительных потерь в охлаждаемой газовой турбине // Теплоэнергетика, №8, 2014
7. **Стационарные газотурбинные установки.** Справочник. Ред. Л.В. Арсеньев, В.Г. Тырышкин. Л.: Машиностроение, 1989.
8. **ГОСТ Р 58990–2020.** Турбины авиационных газотурбинных двигателей. Методика расчета характеристик турбины на среднем диаметре. –М: Стандартиформ, 2020, 26 с.
9. **Абрамович Г.Н.** Прикладная газовая динамика. В 2 ч. Ч.1. –М.: Наука, 1991. – 600 с.

## **РАЗРАБОТКА И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОКАНАЛОВ ПЛАСТИНЧАТОГО ТЕПЛООБМЕННИКА НА СВЕРХКРИТИЧЕСКОМ ДИОКСИДЕ УГЛЕРОДА**

### **АННОТАЦИЯ**

Переход с воздушного и водяного теплоносителей на углекислотной для энергетических установок может обеспечить повышение энергоэффективности и снижения выбросов вредных веществ при производстве электроэнергии, а также уменьшение массогабаритных характеристик турбомашин. Однако для широкомасштабного внедрения углекислотных циклов необходимо разработать научно-технические решения в обеспечение компактности теплообменного оборудования. В настоящей работе приведены результаты исследований влияния установки различных интенсификаторов теплообмена на теплогидравлические характеристики зигзагообразных микроканалов пластинчатого теплообменника, работающего на сверхкритическом диоксиде углерода. Результаты численного моделирования методом конечных элементов показали, что в диапазоне чисел Рейнольдса от 40000 до 160000 наиболее эффективным является интенсификатор плавниковой формы, повышающий среднее число Нуссельта по сравнению с гладким каналом на 7-18 %.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Снижение выбросов углекислого газа в атмосферу – одна из ключевых задач, стоящая перед человечеством в двадцать первом веке. Основным источником антропогенного диоксида углерода является энергетический сектор: на его долю приходится свыше 78% от суммарных выбросов. Переход к экологически безопасным установкам с нулевыми выбросами вредных веществ позволит существенно сократить вклад объектов генерации в повышение концентрации углекислого газа в атмосфере и предотвратить глобальные экологические проблемы [1,2].

Перспективным решением является переход к полузаткнутым циклам Брайтона на сверхкритическом диоксиде углерода. Высокая энергетическая эффективность, практически полное отсутствие выбросов вредных веществ и парниковых газов в атмосферу – основные преимущества отмеченной технологии производства электроэнергии. В свою очередь, ключевым недостатком являются существенные массогабаритные характеристики теплообменного оборудования: регенераторов, охладителей, утилизаторов теплоты.

В связи с высокой плотностью рабочей среды и существенным перепадом температур в качестве

основного вида теплообменников для полузаткнутых циклов Брайтона на сверхкритическом диоксиде углерода рассматриваются теплообменники пластинчатого типа. При этом поверхности нагрева, чаще всего, представляют пластины с выполненными микроканалами [3].

Модификации вида поверхности нагрева микроканалых пластинчатых теплообменных аппаратов на диоксиде углерода посвящено множество работ. Так, в работах [4-6] проведен анализ форм поперечного и продольного сечений микроканалов на теплогидравлические характеристики. В частности, в [5] выявлено, что переход от прямой к зигзагообразной форме продольного сечения микроканала с оптимальным углом поворота, равным  $110^\circ$ , обеспечивает прирост теплогидравлического коэффициента на 13,34%. Кроме того, результаты сравнительных исследований полукруглой, прямоугольной, трапециoidalной и круглой формы поперечного сечения микроканала позволили установить, что полукруглое сечение характеризуется наименьшими гидравлическими потерями среди прочих.

Повысить интенсивность теплосъема в микроканалах можно за счет установки интенсификаторов, разрушающих вязкие пристеночные слои и обеспечивающие интенсивное перемешивание потока в канале. Так, в работе [7] установлено, что применение полусферических лунок в качестве интенсификаторов микроканального теплообменника позволяет повысить среднее значение числа Нуссельта в канале на 12%.

В настоящей работе приведены результаты исследований влияния формы и шага интенсификаторов на теплогидравлические характеристики микроканалов пластинчатого теплообменника полузаткнутого цикла Брайтона на сверхкритическом диоксиде углерода.

### **2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ**

Объектом исследования являлись микроканалы углекислотного пластинчатого теплообменника с различными интенсификаторами теплообмена, включая штырьки, плавники, круглые и овальные лунки. Рассматривались зигзагообразные микроканалы с углом поворота, равным  $110^\circ$ , с полукруглым поперечным сечением с диаметром  $D_k = 1,8$  мм и толщиной стенки  $\delta_k = 1$  мм (рис. 2). Длина канала равнялась 275 мм. Рассматривалось три шага установки интенсификаторов:  $S_1 = 1.81$  мм;  $S_2 = 3.62$  мм;  $S_3 = 5.43$  мм.

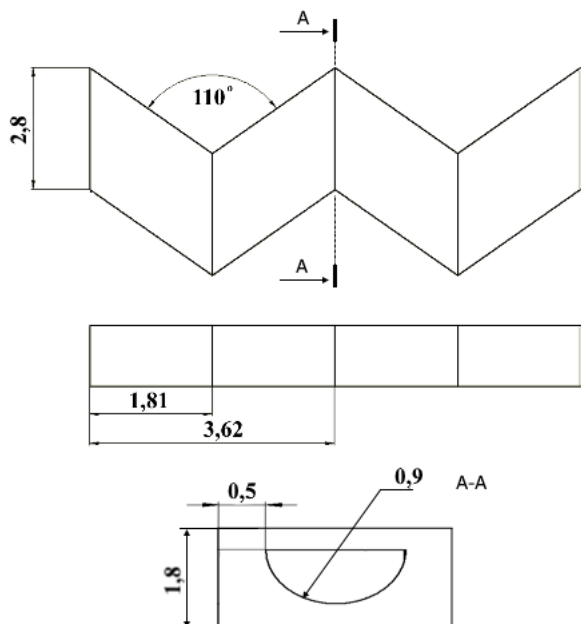


Рис. 2. Габаритные размеры модели зигзагообразного микроканала.

Исследования процессов гидродинамики и теплообмена проводились методом конечных элементов с помощью программного пакета Ansys Fluent. Для замыкания осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса использовалась SST (k-omega) модель турбулентности.

Расчетная сетка – неструктурированная тетраэдрическая (рис. 3), состоит из области потока и области металла. Максимальный размер ячейки равен 0,1 мм. Общее количество элементов сетки составляло варьировалось от 0,3 млн ячеек в гладком канале до 1,3 миллионов ячеек в канале с плавниковым интенсификатором.

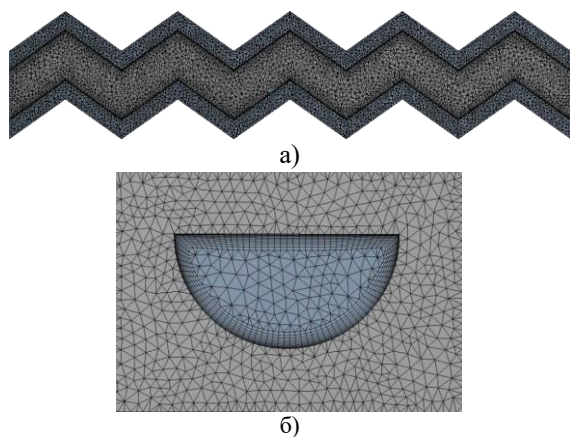


Рис. 3. Расчетная сетка симметричного сегмента канала с лунками: а) продольное сечение; б) поперечное сечение

Рабочим телом является сверхкритический углекислый газ с начальной температурой  $T_0 = 142^\circ\text{C}$  и давлением  $P_0 = 14$  МПа. Для моделирования теплофизических свойств сверхкритического диоксида углерода использовалась база данных NIST REFPROP. Температура стенок равнялась

$T_w = 172^\circ\text{C}$ . Исследования проводились для турбулентного режима течения  $\text{CO}_2$ , число Рейнольдса варьировалось в диапазоне от 40000 до 160000.

По результатам численного моделирования производился расчет основных теплогидравлических характеристик каналов.

Среднее значения числа Нуссельта в канале рассчитывалось по формуле (1):

$$Nu_{cp} = \frac{\sum_{i=1}^n Nu_{nl,i}}{n} \quad (1)$$

где  $n$  – количество поперечных площадок.

Локальные значения чисел Нуссельта для  $i$ -ой площадки  $Nu_i$  определялись по формуле (2):

$$Nu_{nl,i} = \frac{\alpha_{nl,i} \cdot d}{\lambda_{nl,i}} \quad (2)$$

где,  $\alpha_{nl,i}$  – коэффициент теплоотдачи,  $\text{Вт}/\text{м}^2\cdot\text{К}$ ;  $d$  – гидравлический диаметр, м;  $\lambda_{nl,i}$  – средняя теплопроводность металла,  $\text{Вт}/\text{м}\cdot\text{К}$ .

Осредненное гидравлическое сопротивление в канале определялось по формуле (3):

$$f_{cp} = \frac{2 \cdot \Delta p \cdot d}{\rho_{вых}^{cp} \cdot U_{вых}^{cp2} \cdot L} \quad (3)$$

где  $\Delta p$  – потери давления охлаждающего воздуха на участке, Па;  $\rho_{вых}^{cp}$  – осреднённая по площади плотность охлаждающего воздуха на выходе из участка,  $\text{кг}/\text{м}^3$ ;  $U_{вых}^{cp}$  – осреднённая по площади скорость охлаждающего воздуха на выходе в участок, м/с;  $L$  – длина канала, м.

Теплогидравлический коэффициент считается по формуле (4)

$$\eta_{cp} = \frac{Nu_{cp} / Nu_0}{(f_{cp} / f_0)^{1/3}} \quad (4)$$

где  $Nu_0$  – число Нуссельта в базовом случае;  $f_0$  – это гидравлическое сопротивление в базовом случае.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

На рисунке 4 приведены результаты оценки основных теплогидравлических характеристик зигзагообразного каналов полукруглого поперечного сечения для пластинчатого теплообменника, работающего на углекислотном теплоносителе. При этом рассматривались четыре варианта интенсификаторов теплообмена: круглые лунки, овальные лунки, круглые штырьки и плавниковые штырьки.

Максимальные значения чисел Нуссельта (240-410), (рис. 4.а) для диапазона чисел Рейнольдса от 40000 до 160000 достигаются при использовании интенсификаторов плавниковой формы. Анализ структуры течения свидетельствует о том, что установка плавников приводит к срыву пограничного слоя, равномерному перемешиванию потока в



сечении канала и уменьшению застойных зон в углах зигзагообразных каналов, что в совокупности обеспечивает повышение теплосъема. При этом небольшой прирост гидравлического сопротивления полностью нивелируется увеличением интенсивности теплообмена, из-за чего максимальные значения теплогидравлического коэффициента (рис. 5.б) также достигаются при использовании плавниковых штырьков.

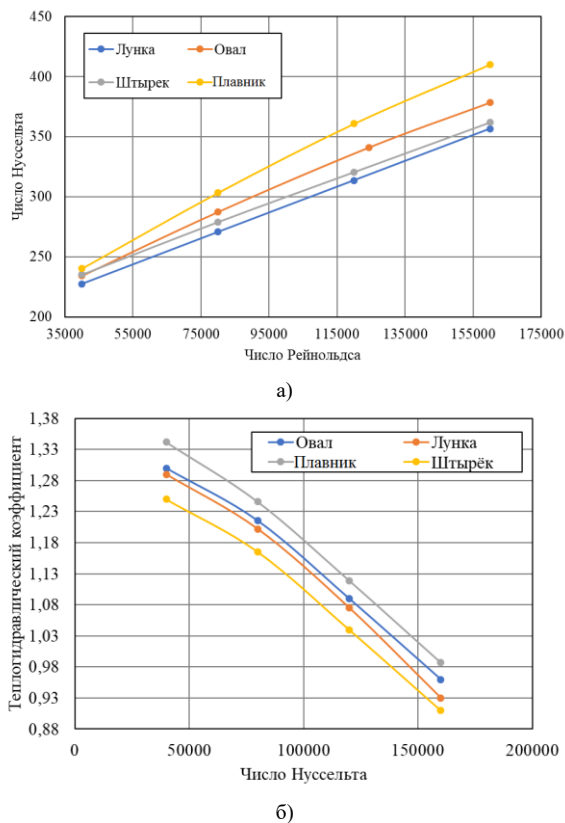


Рис. 5. Зависимость числа Нуссельта (а) и теплогидравлического коэффициента (б) от числа Рейнольдса.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для повышения теплогидравлической эффективности углекислотных пластинчатых теплообменников предложено в зигзагообразных микроканалах полукруглого поперечного сечения устанавливать интенсификаторы плавниковой формы. По результатам численного моделирования установлено, что использование плавников позволяет добиться максимального прироста числа Нуссельта в канале на 6,5-18,2% и теплогидравлического коэффициента на 3,7%-7,2% при для диапазона чисел Рейнольдса 40000-160000.

*Исследование выполнено в НИУ "МЭИ" при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках гранта № 21-79-00262, <https://rscf.ru/project/21-79-00262/>*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Peng J., Yu B. Y., Liao H., & Wei Y. M. Marginal abatement costs of CO<sub>2</sub> emissions in the thermal power sector: A regional empirical analysis from China. *Journal of Cleaner Production*, 2018. No 171. P. 163-174.
2. Alvaredo F. et al. *World inequality report 2018*. – Belknap Press, 2018.
3. Киндра В. О., Роголев А. Н. Исследование теплогидравлических характеристик каналов со штырьками и тыльными ребрами. *Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках: материалы VIII международной конференции. Москва. 18–21 октября 2021 года. 2021. С. 58-59.*
4. Zhu Z., Chen Y., Wu J., Zhang S., & Zheng S. A modified Allam cycle without compressors realizing efficient power generation with peak load shifting and CO<sub>2</sub> capture. *Energy*. 2019. 174. P. 478-487.
5. Sang-Moon Lee, Kwang-Yong Kim. Comparative study on performance of a zigzag printed circuit heat exchanger with various channel shapes and configurations. *Heat Mass Transfer*. 2013. №49. С. 1021–1028
6. Киндра В. О., Осипов С. К., Егоров А. А., Роголев А. Н., & Шевченко И. В. Исследование и разработка штырьково-луночного интенсификатора теплоотдачи для высокоэффективных теплообменных устройств. *Новое в российской электроэнергетике*, 2017. № 9. С. 76-89.
7. Aneesh A. M. et al. Thermal-hydraulic characteristics and performance of 3D straight channel based printed circuit heat exchanger. *Applied Thermal Engineering*. 2016. Т. 98. С. 474-482.



## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ВОЗДУХОРАСПРЕДЕЛЕНИЯ В КЛИМАТИЧЕСКОЙ КАМЕРЕ ПРИ НАЛИЧИИ ТЕПЛООВОГО МАНЕКЕНА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия активно разрабатываются экспериментальные методики, направленные на решение проблемы обеспечения качества вдыхаемого человеком воздуха при искусственной (вынужденной) вентиляции. Эти методики опираются на использование климатических камер и помещенных в них тепловых манекенов. Манекены обычно воспроизводят размеры и форму тела, а также некоторые дыхательные и энерго- и массообменные функции человека [1]. Климатическая камера - это замкнутое помещение с возможностью задавать параметры подводимого воздуха и контролировать параметры воздуха внутри и на выходе из камеры. Исследования с использованием таких методик позволяют изучать процессы тепломассообмена человека с окружающей средой в условиях искусственной вентиляции (см. к примеру, [2]) и проектировать системы вентиляции и кондиционирования, которые обеспечивают в целом и локально заданные условия комфорта.

В докладе представлены экспериментальные и расчетные данные воздухораспределения в климатической камере, находящейся в Софийском техническом университете (Болгария). Экспериментально исследовано влияние условий подачи воздуха и режимных параметров на течение в камере. Также получены данные для вариантов, в которых имеются или отсутствуют тепловой манекен и загромождающие камеру предметы мебели. Результаты эксперимента использованы для валидации метода численного моделирования пространственного, в среднем нестационарного турбулентного течения в камере. Проведена оценка возникновения локальных неоднородностей содержания углекислого газа в зоне взаимодействия вдыхаемого/выдыхаемого манекеном воздуха с транзитным потоком, возникающим в условиях искусственной вентиляции.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

#### 2.1. Геометрия климатической камеры

Схема климатической камеры показана на рис. 1а. Рабочая область, в которой проводятся испытания с тепловым манекеном, имеет высоту  $H = 2.23$  м, ее поперечные размеры,  $L$ , и  $W$ , практически одинаковы и равны 1.89 м и 1.9 м, соответственно. В климатическую камеру «свежий» воздух

поступает через решетчатый настил (рис. 2). Между решетчатым настилом и полом камеры имеется полость размером  $L \times W \times h_{\text{floor}}$  и высотой  $h_{\text{floor}} = 0.39$  м. Воздух поступает в полость через два круглых приточных отверстия (Вход #1 и Вход #2 на рис. 1а) диаметром  $d_{\text{in}} = 0.2$  м. Четыре вытяжных квадратных отверстия (Выход #1...Выход #4 на том же рисунке) размером  $0.25 \times 0.25$  м<sup>2</sup> каждое расположены в верхней части камеры.

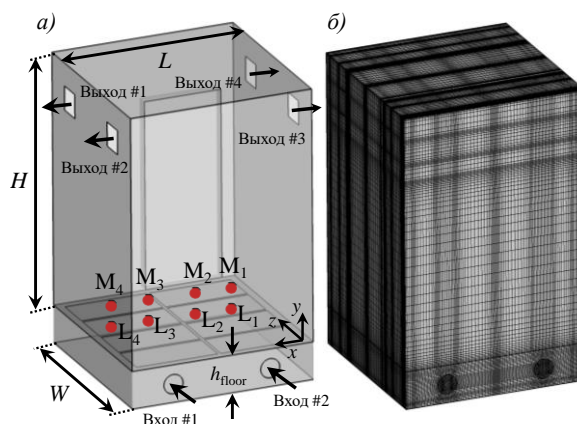


Рис. 1. а) Схема климатической камеры, б) расчетная сетка

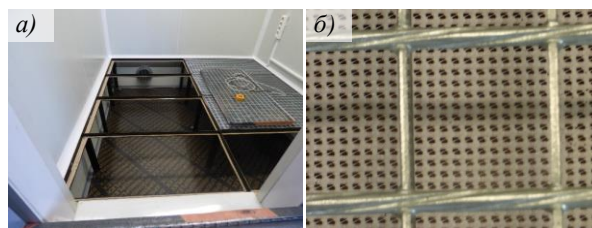


Рис. 2. Фотографии решетчатого настила: а) общий вид внутри камеры, б) детали настила

Рассмотрены варианты течения при наличии и отсутствии выравнивающего поток решетчатого настила.

В камере над настилом располагаются сидящий тепловой манекен и предметы мебели (стул и рабочий стол). Высота сидящего манекена составляет 1.34 м. Геометрия манекена и его функционал подробно описаны в [4].

## 2.2. Условия и методика эксперимента

Измерения скорости и температуры воздуха выполнено термоанемометрическими датчиками. Расход подаваемого в камеру воздуха измерялся балометром. Измеренное датчиком значение скорости через одно из приточных отверстий удовлетворительно коррелировало с показаниями балометра. Число Рейнольдса вытекающей среды достигало  $1.3 \times 10^4$  для максимального расхода.

Температура воздуха на входе в камеру составляла  $28^\circ\text{C}$ . Температура поверхности манекена задавалась равной  $34^\circ\text{C}$ . На данном этапе дыхание манекена моделировалось стационарной струей, вытекающей из носа со скоростью  $4.8 \text{ м/с}$  при температуре  $34^\circ\text{C}$ . Вытекающий газ представлял собой смесь углекислого газа и кислорода с соотношением объемных долей 1:1.

Измерения скорости и температуры течения внутри камеры выполнены в точках, расположенных на разной высоте камеры и на разном удалении от теплового манекена. Продолжительность измерений значения скорости или температуры в каждой точке во всех опытах составила 10 мин с интервалом 0.2 с. Установлено, что средние значения скорости и температуры за этот промежуток времени изменялись слабо. Отметим, что в ходе измерений обеспечивались изотермические условия.

Для определения степени однородности подачи воздуха в климатическую камеру были подробно изучены характеристики течения вблизи решетчатого настила с помощью датчиков  $L_1 \dots L_4$  и  $M_1 \dots M_4$  (рис. 1а). Датчики  $L_1 \dots L_4$  расположены под настилом, а датчики  $M_1 \dots M_4$  – над ним. Измерения приводились в условиях удаления манекена и загромождающих элементов из камеры. Исследовано влияние настила на воздухораспределение в камере. Показано, что в отсутствие настила имеет место пространственная неоднородность скорости в нижней части камеры (рис. 3). Использование настила позволяет сделать скорость достаточно однородной, начиная с расстояния 15 см над настилом. Среднее значение скорости подачи воздуха через настил составило  $9 \text{ см/с}$ . Сделан вывод о том, что пространство под настилом включать в расчетную модель не обязательно, достаточно задать однородное распределение скорости на уровне настила.

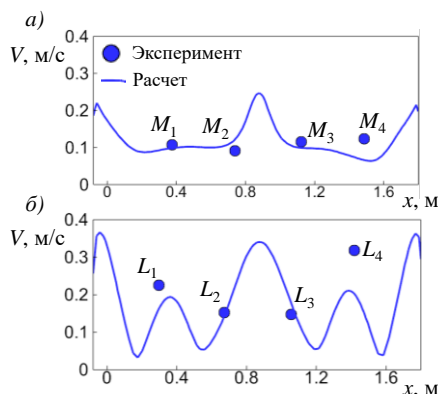


Рис. 3. Профили скорости, полученные по данным расчета и эксперимента, вдоль линий а)  $L_1$ - $L_4$  и б)  $M_1$ - $M_4$

## 2.3. Вычислительные аспекты

В среднем нестационарное, неизоэтермическое многокомпонентное турбулентное течение в камере моделировалось методом URANS с разными моделями турбулентной вязкости. Эффекты плавучести в неоднородных полях температуры и концентрации учитывались в приближении Буссинеска. Расчеты проведены в гидродинамическом пакете ANSYS Fluent с использованием 84 ядер СКЦ «Политехнический» (scc.spbstu.ru). В расчетах использовались неструктурированные сетки размерностью от 1 до 3 млн ячеек.

Рассмотрены варианты, в которых варьировалась скорость подачи воздуха в климатическую камеру. Течение сквозь решетчатый настил моделировалось заданием перепада давления (опция «rough-jump»). Оценки [3] показали, что для условий эксперимента значение коэффициента гидравлического сопротивления настила  $\zeta = 23$ . Проведено расчетное исследование влияния задания коэффициента гидравлического сопротивления в диапазоне от  $\zeta = 0$  до  $\zeta = 100$  на однородность поля скорости в климатической камере.

В расчетных постановках тепловые параметры, модель дыхания и содержание углекислого газа выдыхаемого воздуха для теплового манекена задавались в соответствии с условиями эксперимента.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Выполнено многопараметрическое расчетно-экспериментальное исследование течения вблизи нагретого, дышащего смесью углекислого газа и кислорода, теплового манекена. Показано, что в климатической камере реализуется сложное трехмерное турбулентное течение, при этом поля скорости, температуры и концентраций имеют сильную пространственную неоднородность в зоне дыхания теплового манекена и над манекеном. Проанализированы характеристики теплового комфорта в климатической камере.

Показано, что расчетные и экспериментальные данные находятся в удовлетворительном согласии по локальным и интегральным характеристикам.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 20-58-18013).*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Melikov A.** Breathing thermal manikins for indoor environment assessment: important characteristics and requirements // *Eur J Appl Physiol.* 2004. Vol. 92, P. 710-13.
2. **Zhang T.T., Yin S. and Wang S.** Quantify impacted scope of human expired air under different head postures and varying exhalation rates // *Building and Environment.* 2011. Vol. 46. Pp. 1928-1936.
3. **Идельчик И.Е.** Справочник по гидравлическим сопротивлениям. Изд.: Машиностроение. 1975. 559 с.
4. **Angelova R.A., Mijorski S., Markov D., Stankov P., Velichkova R. and Simova I.** Numerical modelling of the draught rate in a mechanically ventilated climate chamber // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2021. Vol. 1730. 7p.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕСПИРАТОРНОГО СТРУЙНОГО ТЕЧЕНИЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Персонализированные системы вентиляции создаются для обеспечения доступа свежего воздуха в область дыхательных органов, что позволяет поддерживать комфортные условия в замкнутых помещениях. Внутри помещения при этом создается сложная структура течения, когда вынужденное течение, созданное вентиляционной системой, взаимодействует со свободноконвективным течением от относительно нагретого человека и течением, вызванным дыханием человека. Последнее, которое реализуется в форме нестационарной респираторной струи, обычно не учитывается в экспериментальных и численных исследованиях вентиляционных течений.

Исследования, направленные на изучение течения вблизи дыхательных органов, начали проводиться в последнее десятилетие. Так в работе [1] изучалась возможность использования персонализированных систем вентиляции для улучшения качества подаваемого свежего воздуха в зону дыхания космонавта на МКС. В работе [2] изучался вопрос о распространении авиапассажиrom нестационарной респираторной струи в салоне самолета.

В работе [3] представлены подробные экспериментальные данные для полей скорости и температуры в тестовом помещении с тепловым манекеном. Дыхание манекена не моделировалось. Результаты моделирования течения в таких условиях представлены нами в работе [4]. В настоящей работе представлена методика и результаты численного моделирования течения в тех же условиях, но дополненной моделью дыхания. Интерес исследования составляет оценка влияния возмущения, вносимого дыханием в глобальную структуру вентиляционного течения. Рассмотрены две модели дыхания: со стационарной и нестационарной подачей струи из модельных носовых органов манекена.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

#### 2.1. Геометрическая модель

Рассматривается турбулентное течение воздуха в вентилируемом помещении, в котором расположен тепловой манекен. Помещение показано на рис. 1а и имеет следующие геометрические характеристики: длина помещения (размер вдоль оси  $x$ ) –  $L = 2.44$  м, высота (размер вдоль оси  $y$ ) –  $H = 2.46$  м и ширина (размер вдоль оси  $z$ ) –  $W = 1.2$  м. Однородный поток воздуха поступает в помещение через входное сечение (плоскость  $x = 0$ , на рис. 1а показана красным цветом). На противоположной входу стенке расположены два круглых выходных отверстия (отмечены синим цветом), отстоящие от пола и

потолка на 0.6 м соответственно. Выходы имеют одинаковый диаметр, равный  $d_{out} = 0.25$  м. Тепловой манекен находится на расстоянии 0.7 м от входного сечения. Данные о геометрической модели манекена имеются на сайте [5]. Высота теплового манекена составляет 1.4 м, ширина – 0.55 м. Струи воздуха подаются через два носовых канала (рис. 1б), диаметр которых равен  $d = 8$  мм, а их длина составляет  $10d$ . Расстояние между каналами – 6 мм. Угол наклона каналов,  $\alpha$  (рис. 1б), равен  $50^\circ$ .

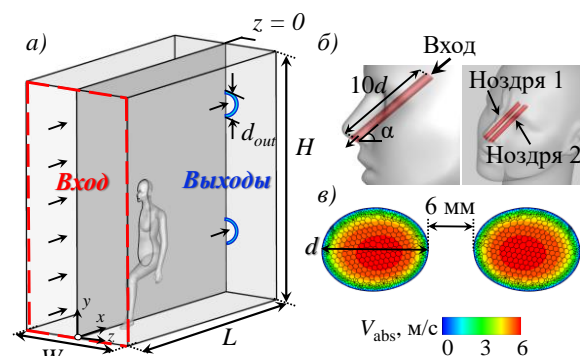


Рис. 1. а) Геометрия расчетной области, б) фрагмент геометрии вблизи лица, в) расчетная сетка на поверхности носовых каналов, цветом показаны поля скорости на выходе из носовых каналов (вариант  $V_{br} = 4.8$  м/с)

#### 2.2. Граничные условия

Постановка задачи определяется следующими граничными условиями: во входном сечении вентилируемого помещения задаются значения скорости, соответствующие разным режимам вентиляции: перемешивающему  $V_{in} = 0.27$  м/с и свободноконвективному  $V_{in} = 0.01$  м/с, когда вынужденное течение практически отсутствует. На выходных границах задаются мягкие граничные условия.

Стенки помещения считаются теплоизолированными. Температура поступающего в помещение воздуха принята равной  $T_{in} = 20.4^\circ\text{C}$ . Поверхность манекена и носовых каналов поддерживается при постоянной температуре,  $T_w = 34^\circ\text{C}$ .

Рассмотрены две модели дыхания: первая – стационарная модель, в которой воздух поступает из носовых каналов с постоянной скоростью  $V_{br} = 4.8$  м/с ( $Re = 200$ , профиль скорости показан на рис. 1в); вторая – нестационарная модель, которая описывается зависимостью  $V_{br} = 4.8\sin(0.5\pi t)$  м/с. Температура выдыхаемого воздуха принята равной температуре поверхности манекена –  $T_{br} = 34^\circ\text{C}$ .



### 2.3. Математическая модель

Неизотермическое, в среднем нестационарное турбулентное течение и теплообмен моделируются осредненными по Рейнольдсу уравнениями Навье-Стокса (метод URANS), которые замыкаются стандартной  $k-\epsilon$  моделью турбулентности. На входной границе интенсивность турбулентности принималась равной  $I = 6\%$ , а отношение турбулентной вязкости к молекулярной,  $TVR = 10$ . Эффекты плавучести учитываются в приближении Буссинеска.

### 2.4. Вычислительные аспекты

В расчетах были использованы неструктурированные сетки, состоящие из полиэдральных элементов, общей размерностью 11 млн ячеек. Сгущение осуществлялось к твердым поверхностям помещения и манекена, а также в зоне дыхания. Вид расчетной сетки на поверхности носовых каналов показан на рис. 1в. Расчеты выполнены в гидродинамическом пакете ANSYS Fluent 19.3 с использованием ресурсов суперкомпьютерного центра «Политехнический» ([scc.spbstu.ru](http://scc.spbstu.ru)), при решении одна задача распараллеливалась на 280 ядер. Дискретизация пространственных и временных производных выполнена со вторым порядком точности.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

### 3.1. Стационарная модель дыхания

Структуру течения при стационарном истечении струй в условиях перемешивающего и свободноконвективного режимов вентиляции иллюстрирует рис. 2, на котором показаны поля модуля скорости и температуры. Структура течения сильно меняется при уменьшении скорости набегающего на манекен потока. При перемешивающем режиме (рис. 2а) за манекеном формируется обширная отрывная зона, основной вклад в формирование которой вносит вынужденная конвекция, и которая под действием сил плавучести смещается к потолку в направлении выходов. В случае свободноконвективного режима (рис. 2б) над поверхностью манекена формируется тепловой факел, инициирующий вторичное течение. При свободноконвективном режиме вентиляции (рис. 2г) наблюдается выраженная стратификация по высоте помещения. В среднем, вблизи потолка воздух прогревается на  $3^\circ\text{C}$ . В случае перемешивающего режима вентиляции (рис. 2в) в следе за телом прогрев воздуха составил  $2^\circ\text{C}$ .

При подаче воздуха из двух носовых каналов нагретые струи сливаются в одну общую струю на удалении от носа на 4 калибра вниз по потоку. Эта струя совершает колебания в различных направлениях относительно оси (период колебаний – 7.3 с).

На рис. 2д,е приведены изоповерхности значения скорости  $0.35 \text{ м/с}$  для двух режимов вентиляции. Видно, что дальность струи в случае перемешивающего режима вентиляции заметно ниже, чем для свободноконвективного режима (в первом случае – 34 см, а во втором – 51 см). Уменьшение

дальности вызвано набегающим потоком. При наличии или отсутствии вынужденного течения выдыхаемая струя смещается вверх или вниз относительно оси носового канала. В случае перемешивающего режима струя под воздействием набегающего потока смещается вниз по направлению к полу на  $5^\circ$ . При свободноконвективном режиме выдыхаемая струя под воздействием сил плавучести отклоняется вверх к потолку помещения на  $7^\circ$ .

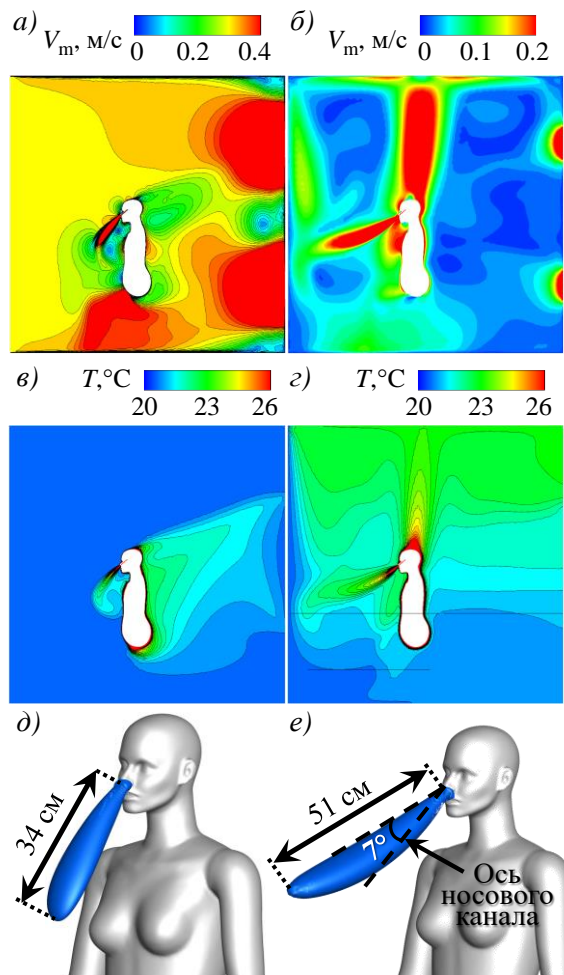


Рис. 2. а,б) Поля модуля скорости, в,г) поля температуры, д,е) изоповерхность скорости  $0.35 \text{ м/с}$  для перемешивающего (слева) и свободноконвективного (справа) режимов

### 3.2. Нестационарная модель дыхания

У человека обычный цикл дыхания длится около 5 с и делится на 3 фазы: фазу вдоха (2 с), фазу выдоха (2 с) и паузу (1 с). Принятая приближенная модель дыхания – нестационарное, по синусоидальному закону, истечение воздуха, описываемое зависимостью  $V_{br} = 4.8\sin(0.5\pi t) \text{ м/с}$ , при этом один цикл вдоха-выдоха составляет  $t_p = 4 \text{ с}$ . Расчеты нестационарного течения выполнялись для нескольких десятков циклов дыхания (до 400 с) для выхода на периодический режим течения.

На рис. 3 показаны поля скорости в различные

моменты времени за один цикл дыхания. Рис. 3а иллюстрирует момент времени, когда скорость в носовых каналах равна нулю. В момент времени  $t_p/4$  скорость истечения струи максимальна (рис. 3б). В этот момент дальность струи составила 34 см, т.е. совпала с дальностью стационарной струи. Выдох заканчивается при  $t = t_p/2$ , в этот момент под струей формируются две рециркуляционные области (рис. 3в). В момент времени  $t = 3t_p/4$  (рис. 3г) эти области сливаются в одну, и в последующие временные моменты она исчезает.

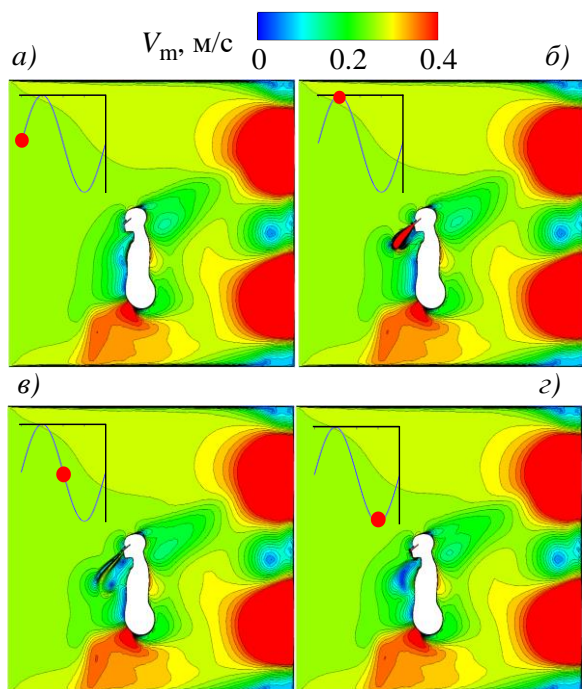


Рис. 3. Поля модуля скорости за один цикл вдоха-выдоха в разные моменты времени ( $V_{in} = 0.27$  м/с)

### 3.3. Теплоотдача от поверхности манекена

Для оценки влияния дыхания на теплоотдачу в таблице 1 сравниваются значения интегрального теплоотвода от поверхности манекена для случая отсутствия дыхания и двух моделей дыхания.

Таблица 1.

$V_{in}$ , м/с	$Q$ , Вт	Модель дыхания
0.27	128.9	без модели
	129.5	стационарная модель
	128.7	нестационарная модель
0.01	72.8	без модели
	72.6	стационарная модель
	72.4	нестационарная модель

В случае перемешивающего режима вентиляции теплоотвод почти в 2 раза больше, чем в случае свободноконвективного режима.

Видно, что модели дыхания не оказывают существенного влияния на теплоотвод.

Данные о локальных значениях теплового потока показали, что при моделировании дыхания на поверхности манекена наблюдаются локальные максимумы теплоотвода в области лица, возникающие из-за отсутствия там вынужденного течения.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом URANS проведено численное моделирование турбулентного течения воздуха в вентилируемом тестовом помещении с находящимся внутри него тепловым манекеном при двух режимах вентиляции: перемешивающем и свободноконвективном. Дыхание моделируется либо истечением стационарной струи, либо синусоидальным циклом, приближенным к реальному дыханию.

При перемешивающем режиме вентиляции за манекеном образуется обширная отрывная зона. В случае свободноконвективного режима над манекеном формируются тепловой факел и устойчивая температурная стратификация по высоте помещения.

При стационарном и нестационарном истечении струй из носовых каналов возникает эффект объединения струй и колебания общей струи относительно оси носовых отверстий. Дальность струи в случае свободноконвективного режима на 40% больше, чем для перемешивающего режима.

Учет дыхания практически не оказывает влияния на величину отводимого от манекена тепла.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 20-58-18013).*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Georgescu M.R., Meslem A., Nastase I. and Bode F.** Personalized ventilation solutions for reducing CO2 levels in the crew quarters of the International Space Station // *Building and Environment*. 2021. Vol. 204. PP. 108-150.
2. **Yan Y., Li X., Yang L., Yan P. and Tu J.** Evaluation of cough-jet effects on the transport characteristics of respiratory-induced contaminants in airline passengers' local environments // *Building and Environment*. 2020. Vol. 183. 13p.
3. **Nielsen P.V., Hyldgaard C.E., Melikov A.K., et al.** Personal exposure between people in a room ventilated by textile terminals — with and without personalized ventilation // *HVAC&R Research*. 2007. P. 635-643
4. **Zasimova M., Podmarkova A., Ivanov N. and Marinova A.** Evaluation of CFD-predicted thermal comfort uncertainties based on a seated thermal manikin test case // *REHVA 14<sup>th</sup> HVAC World Congress*. 2022. 8p. (in press)
5. **Computer simulated person – air quality** // [Электронный ресурс]. – cfd-benchmarks.com (дата обращения 29.04.2022)

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ СМЕШЕНИЯ ГАЗОВ В ЭЛЕМЕНТАХ ТОПЛИВНЫХ ТРУБОПРОВОДОВ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Смесители-тройники часто используются для организации эффективного смешения потоков различного состава и температуры во многих технологических процессах.

При оптимальном выборе скоростей смешивающихся потоков, диаметров каналов и углов соединения данный подход в ряде случаев обладает технико-экономическими преимуществами перед так называемыми статическими смесителями

Для достижения эффективного перемешивания в Т-образном смесителе требуется подбор параметров вторичного потока таким образом, чтобы после разворота струи её ось совпала с осью основного канала.

Принципиальная схема подачи струи в основной поток представлена на рис.1:

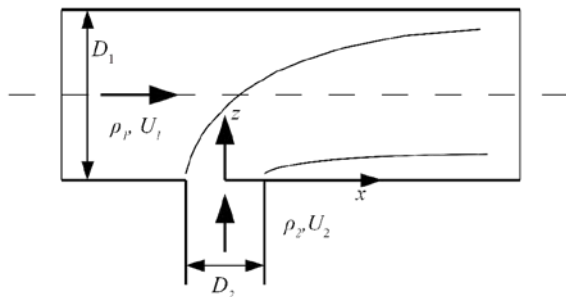


Рис. 1. Схема подачи струи в смесителе

Распределение примеси по высоте канала для «оптимальных» (а) и «неоптимальных» (б) параметров подачи потока в боковой канал представлено на рис. 2.

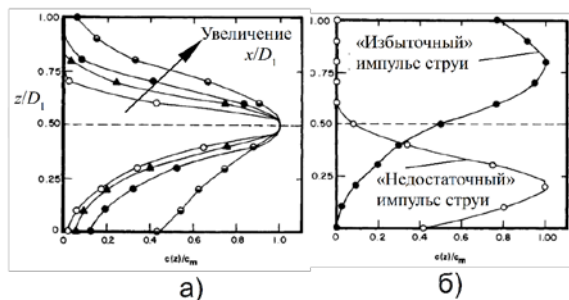


Рис. 2. Распределение примеси по высоте канала для «оптимальных» (а) и «неоптимальных» (б) параметров подачи потока в боковой канал

Для одинакового уровня перемешивания примеси при вводе ее в поток вблизи одной из образующих стенки основного канала требуется примерно вдвое большее расстояние вниз по течению по сравнению с подачей ее вблизи оси трубы

Длина перемешивания прямо пропорциональна турбулентному числу Шмидта. Процессы, происходящие вблизи сечения подачи вторичного потока, наиболее хорошо описываются RANS моделями турбулентности при  $Sc_t = 0,2$ . При этом численные исследования, посвященные влиянию выбранного значения турбулентного числа Шмидта на дальнейшее перемешивание в прямолинейном канале при  $L/D > 6 - 10$ , практически отсутствуют.

Подача вторичного потока под острым углом к основному снижает дополнительный перепад давления, но при этом уменьшается и эффективность перемешивания. Подача под тупым углом интенсифицирует перемешивание, но может вызвать нежелательные нагрузки на стенку канала

Соосный впрыск вторичного потока в основной канал в виде кольцевого источника с безразмерным радиусом 0,625 в разы уменьшает длину перемешивания.

Установка Т-образного смесителя перед поворотом основного потока существенно интенсифицирует перемешивание.

Длина перемешивания в прямом канале увеличивается с ростом числа Рейнольдса. При возрастании числа Рейнольдса от  $10^4$  до  $10^7$  длина перемешивания увеличивается примерно вдвое.

Наличие на стенке канала шероховатости, проявляющей себя при данных числах Рейнольдса, интенсифицирует перемешивание и существенно сокращает длину перемешивания.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В настоящей работе численно анализируются процессы смешения газовых потоков в тройниковых соединениях и динамика вырождения неоднородностей состава смеси в канале за соединением применительно к проекту ПГУ-ТЭС ПАО «Нижнекамскнефтехим».

Основная труба: метан с температурой  $t_1 = 60^{\circ}\text{C}$  и расходом 10 кг/с.

Боковой подвод: газовая смесь, состоящая из метана, водорода и азота с мольными долями компонентов  $\varphi_{\text{CH}_4} = \varphi_{\text{H}_2} = 0,4$ ,  $\varphi_{\text{N}_2} = 0,2$ , имеющая температуру  $t_{\text{II}} = 90^{\circ}\text{C}$  и расход 10 кг/с.



Исходные диаметры труб:  $d = d_I = d_{II} = 254$  мм.

Режимы течения газов – стационарные, турбулентные ( $Re_I = 4 \cdot 10^6$ ,  $Re_{II} = 5.6 \cdot 10^6$ ).

Рассматриваются решения двух задач:

1) моделирование течения и теплообмена в тройниковом смесителе с короткой выходной частью, длиной 6 калибров.

2) моделирование естественного турбулентного смешения в длинной трубе ( $L/D = 200$ ), на входе которой задаются параметры газовой смеси, соответствующие выходным параметрам для тройникового смесителя.

Расчеты выполнены с помощью авторского CFD кода ANES [<http://anes.ch12655.tmweb.ru>]. Для описания расчетной области использовались декартовы неструктурные сетки с локальным дроблением. Сетка ячеек для геометрии смесителя, изображенного на рисунке 3, показана на рисунке 4. В силу симметрии решалась задача в половине Т-смесителя. Общее число ячеек составляло 815 тыс.

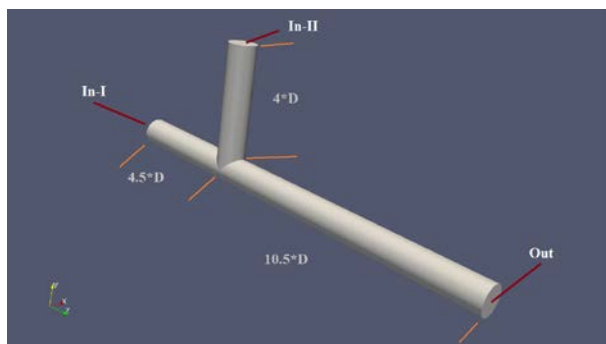


Рис. 3. Схема тройникового смесителя.

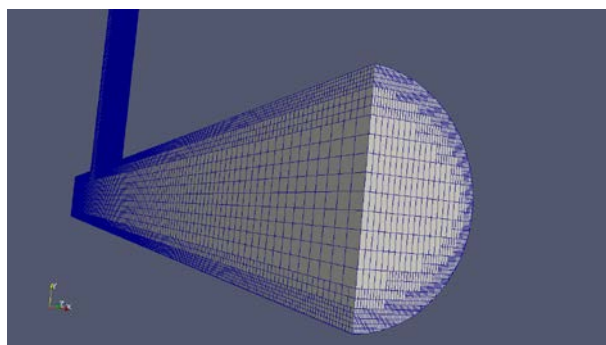


Рис. 4. Сетка расчетной области

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ВЫВОДЫ

Выполненные исследования позволяют сделать следующие выводы и рекомендации.

1. Анализ литературы позволил выработать критерии для эффективного процесса смешения газовых потоков с различным химическим составом в тройниковом смесителе. Эти критерии были использованы для моделирования различных смесителей с режимными параметрами Заказчика.

2. Разработана математическая модель и её программная реализация для моделирования турбулентного течения многокомпонентных газовых

смесей при больших числах Рейнольдса. Для верификации были использованы немногочисленные экспериментальные данные.

3. Смоделировано течение в трех модификациях тройникового смесителя, отличающихся диаметрами труб и углами их соединения. Показано, что неоднородность концентраций компонентов на выходе из смесителя существенно зависит от особенностей конструкции смесителя. На рис. 5 показано влияние соотношения диаметров основного трубопровода  $D1$  к боковому вводу  $D2$  на распределение концентрации несущего газа.

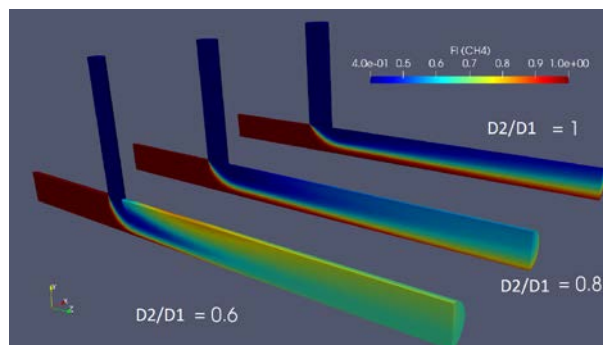


Рис. 5. Сравнение полей объемной доли метана  $D2/D1 = 1.0, 0.8$  и  $0.6$ .

4. Был исследован процесс естественного смешения за счет турбулентной диффузии потока, поступающего из смесителя, в прямолинейном фрагменте шероховатой трубы. Моделирование такого процесса смешения выполнено в прямолинейной трубе с безразмерной длиной  $L/D = 200$ . На входе в трубу задаются параметры, полученные на выходе из стандартного Т-образного смесителя. Показано (см. рис. 6), что при определенных распределениях концентраций на выходе из смесителя можно получить практически гомогенный поток (степень неоднородности  $<1\%$ ) на расстоянии в 100 калибров прямолинейной трубы.

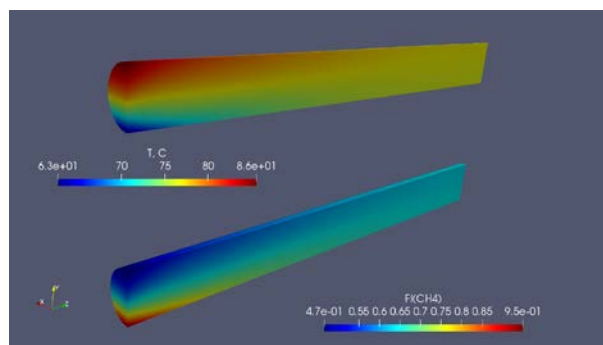


Рис. 6. Распределение температуры и объемной доли  $CH_4$  в вертикальном сечении трубы (для наглядности по координате  $z$  изображение сжато в 20 раз)

5. При невозможности обеспечить соответствующую длину прямолинейной трубы для естественного смешения газов необходимого качества, следует устанавливать специальный стационарный смеситель.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ОБТЕКАНИИ ПАРЫ КРУГОВЫХ ЦИЛИНДРОВ ВОЗДУШНЫМ ПОТОКОМ С ЧИСЛОМ МАХА 0,3

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Обычно, для повышения величины удельного теплового потока в однофазных течениях, используют методы воздействия на коэффициент теплоотдачи, связанные с введением искусственных турбулизаторов (штырьки, канавки, ребра и т.п.). Однако, в случае движения газа с умеренно высокими дозвуковыми скоростями (число Маха 0,3-0,7) появляется дополнительная возможность повышения величины удельного теплового потока (эффективности теплообмена) – это использования эффекта газодинамического энергоразделения – самопроизвольного возникновения горячих и холодных зон на поверхности и в следе плохообтекаемого тела. Как впервые экспериментально обнаружено Эккертом [1] – температура поверхности поперечно обтекаемого кругового цилиндра может принимать значения ниже температуры набегающего потока. Например, в работе [2] получено, что при числе Маха набегающего потока 0,65 и температуре торможения 25°C температура поверхности кругового цилиндра снижалась на 28°C градусов в окрестности задней лобовой точки. Сам цилиндр был выполнен из теплоизолятора, т.е. теплообмен между цилиндром и потоком был бесконечно мал, следовательно, температура поверхности цилиндра была равна температуре пристенных слоев газового потока. Таким образом, за счет внутренних газодинамических процессов, происходящих в потоке в окрестности и следе плохообтекаемого тела, появляется возможность увеличить температурный напор между телом и газовым потоком. Как известно удельный тепловой поток  $q$  между газом и обтекаемой поверхностью с температурой  $T_w$  определяется выражением:

$$q = \alpha(T_w - T_{aw}) \quad (1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, Вт/(К м<sup>2</sup>),  $T_{aw}$  – адиабатная температура стенки, которая определяется выражением:

$$T_{aw} = T^* \frac{1 + r \frac{k-1}{2} M^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \quad (2)$$

где  $T^*$  и  $M$  – температура адиабатического торможения и число Маха набегающего потока, соответственно;  $k$  – показатель адиабаты;  $r$  – коэффициент восстановления температуры. По определению коэффициент восстановления – это доля кинетической энергии потока восстановившейся в тепловую на стенке:

$$r = \frac{T_{aw} - T}{T^* - T} = \frac{T_{aw} - T}{U^2 / 2C_p} \quad (3)$$

где  $T$  – термодинамическая (статическая) температура набегающего потока, К;  $U$  – скорость набегающего потока, м/с;  $C_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг К).

При обтекании плоской поверхности однофазным потоком в случае турбулентного пограничного слоя  $r$  практически не зависит от чисел Маха и Рейнольдса [3] и для известных экспериментальных данных хорошо аппроксимируется выражением:

$$r = 0,94 \text{Pr}^{0,11} \quad (4)$$

Для воздуха в широком диапазоне температур число Прандтля  $\text{Pr} \approx 0,72$  и из (4) следует  $r \approx 0,9$ . В таком случае, при дозвуковых скоростях потока (например, при  $M=0,65$ ) из (2) получим  $T_{aw} = 0,993T^*$ , т.е. температуры близки и обычно при  $M < 1$  в выражении (1) вместо  $T_{aw}$  используют  $T^*$ . При сверхзвуковых скоростях потока пренебрежение отличием  $T_{aw}$  от  $T^*$  ведет к ошибке в определение теплового потока.

При поперечном обтекании цилиндра дозвуковым потоком величина  $r$  зависит как от числа Маха, так и от положения точки на поверхности цилиндра и изменяется от  $r = 1,0$  в передней лобовой точке до  $r \approx 0,28 \dots -0,1$  и задней лобовой точке при  $M = 0,375 \dots 0,7$ , соответственно [2]. В таком случае при  $M = 0,7$  и  $r \approx -0,1$  из (2) получим  $T_{aw} = 0,902T^*$ , следовательно, даже если цилиндр в начальный момент времени имел температуру равную температуре торможения набегающего потока, то из-за отличия  $r$  от единицы, он будет охлаждаться в пределе до  $T_{aw}$ .

В работе [4] на основе прямого численного моделирования двумерных уравнений Навье-Стокса предложено объяснение эффекта энергоразделения в нестационарном вихревом течении при обтекании одиночного цилиндра поперечным ламинарным потоком, а в последующей публикации авторов [5] также на основе численных расчетов показано, что воздействовать на процесс энергоразделения возможно изменением расстояния между двумя цилиндрами. При этом взаимное расположение тел может как увеличивать эффект энергоразделения, так и снижать его по сравнению со случаем обтекания одиночного кругового цилиндра.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию влияния расстояния между

цилиндрами на величину адиабатной температуры стенки, которая отражает эффект энергоразделения на поверхности поперечно обтекаемого цилиндра.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

### 2.1. Схема установки

Экспериментальный стенд базируется на малой дозвуковой аэродинамической установке НИИ механики МГУ, работающей по принципу нагнетания (Рис. 1). Установка состоит из высоконапорного центробежного вентилятора (В.Ц6-20-8-01, фирма “МОВЕН”, Россия) (1), частотного преобразователя (VFD450F43A, фирма “Delta Electronics, Inc”, Китай) (2), предназначенного для плавного регулирования частоты вращения вентилятора и соответственно, изменения скорости потока в канале от 5 до 125 м/с. Далее расположены: форкамера (4), сопло (6) и рабочий канал (7), которые для исключения влияний вибрации от вентилятора смонтированы на отдельной опорной раме (10), а между вентилятором и форкамерой установлен мягкий соединительный рукав, изготовленный из брезента (3).

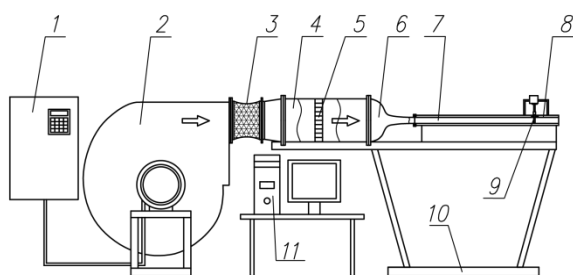


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 – частотный преобразователь, 2 – высоконапорный вентилятор, 3 – мягкий рукав, 4 – форкамера, 5 – хонейкомб, 6 – сопло, 7 – плоский канал, 8 – координатник, 9 – цилиндры, 10 – рама, 11 – АЦП и ЭВМ.

Рабочий канал установки имеет длину  $L=1000$  мм, высоту  $H=50$  мм, ширину  $B=300$  мм. Расстояние от среза сопла до оси цилиндров – 500 мм. Исследуемые цилиндры располагались в канале вертикально, таким образом, что плоскость, проходящая через оси цилиндров, была параллельна плоскости среза сопла. Координатный механизм (8) позволял перемещать один из цилиндров и вращать вокруг своей оси. В работе использовались цилиндры круглого поперечного сечения диаметром 10 мм (рис.2), расстояние между центрами изменялось в диапазоне 12..40 мм. Одна из боковых стенок канала отсутствовала, что позволило использовать тепловизор InfraTEC 8800 для регистрации температуры поверхности цилиндра. Цилиндры изготовлены из пластика методом 3d печати, с последующей полировкой. На вращающемся цилиндре был изготовлен приемник статического давления в виде отверстия диаметром 0.5 мм для измерения распределения статического давления по образующей

цилиндра.

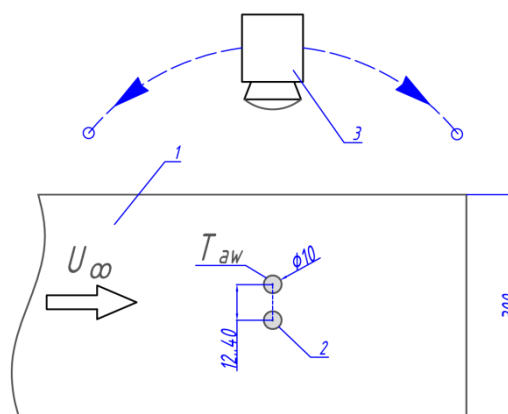


Рис. 2. Схема расположение цилиндров в поперечном потоке: 1 – нижняя стенка плоского канала, 2 – цилиндры, 3 – тепловизор.

Трубкой Пито-Прандтля регистрировался перепад давления по которому определялось число Маха набегающего потока (в настоящей работе  $M=0.3$ ), также измерялась температура торможения в форкамере. Число Рейнольдса рассчитанное по диаметру цилиндра  $Re_d = 8.3 \cdot 10^3$ .

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальные исследования влияния расстояния между цилиндрами, расположенными в поперечном потоке с числом Маха 0.3, на величину адиабатной температуры стенки и распределения статического давления.

**Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №22-29-00443**

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Eckert E., Weise W.** Messungen der Temperaturverteilung auf der Oberfläche schnell angestromter unbeheizter Körper // Forsch. Geb. Ing. Wesen. 1942. Vol. 13. P. 246–254.
2. **Ryan L.F.** Experiments on Aerodynamic Cooling. Swiss Federal Institute of Technology, 1951.
3. **Лущик В.Г., Макарова М.С.** Численное исследование влияния числа Прандтля на коэффициенты восстановления температуры и аналогии Рейнольдса в пограничном слое на пластине // Теплофизика высоких температур. 2016. Vol. 54, № 3. P. 401–407.
4. **Aleksyuk A.I., Osiptsov A.N.** Direct numerical simulation of energy separation effect in the near wake behind a circular cylinder // Int. J. Heat Mass Transf. Elsevier Ltd, 2018. Vol. 119. P. 665–677.
5. **Aleksyuk A.I.** The Eckert–Weise effect and energy separation under the flow interference behind side-by-side cylinders // J. Fluid Mech. 2021. Vol. 915. P. A95.



## **Секция 2**

# **Свободная конвекция**



## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА В РАСПЛАВЕ КРЕМНИЯ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ТЕХНОЛОГИИ ВЫРАЩИВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ ЧОХРАЛЬСКОГО

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Метод Чохральского является одним из основных методов производства полупроводниковых монокристаллов кремния [1,2]. Для получения кристаллов высокого качества без срыва структуры и приемлемой концентрацией примесей, попадающих в кристалл, необходимо контролировать турбулентную конвекцию, а также тепло- и массообмен в расплаве во время ростового процесса. Экспериментальное исследование течения и теплообмена в расплаве кремния затруднено в связи с высокими температурами, которые составляют около 1700 К. Таким образом, численное моделирование является эффективным методом получения данных о распределениях скорости, температуры и концентрации различных примесей в расплаве. Прямое численное моделирование (Direct Numerical Simulation – DNS) является наиболее точным методом моделирования течения расплава, поскольку данный подход нацелен на разрешение всех пространственно-временных масштабов турбулентности без дополнительных упрощенных моделей для замыкания уравнений. Однако DNS расчеты требуют большого количества вычислительных ресурсов, что делает невозможным применение данного метода в практических целях. Наиболее экономичным методом моделирования турбулентных течений на сегодняшний день является RANS подход, позволяющий получить стационарное решение в осесимметричной постановке на достаточно грубых сетках [3,4]. Большинство RANS моделей используют стандартную гипотезу градиентной диффузии (Standard Gradient Diffusion Hypothesis – SGDН) для моделирования турбулентных тепловых и массовых потоков, которая не учитывает анизотропию тепло- и массопереноса, что особенно важно в окрестности свободной поверхности расплава. Альтернативой стандартной гипотезы является обобщенная гипотеза градиентной диффузии (Generalized Gradient Diffusion Hypothesis – GGDН).

Целями данной работы являются анализ применимости стандартной и обобщенной гипотез градиентной диффузии для моделирования турбулентного теплопереноса в расплаве кремния, а также апробация расширенной гипотезы для моделирования реинольдсовых напряжений на основе данных ILES расчета турбулентной конвекции расплава кремния.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Математическая модель ILES расчета включает в себя нестационарные уравнения баланса массы, импульса и энергии [5]. На первом этапе решалась задача глобального теплообмена в ростовой установке EKZ 1300 в двумерной стационарной осесимметричной постановке. Падающие радиационные тепловые потоки, полученные в данной задаче, использовались в качестве тепловых граничных условий для сопряженной задачи течения и теплообмена в расплаве, решаемой методом ILES. Схема расчетной области и фрагменты расчетной сетки приведены на рис. 1. Имеют место следующие граничные условия. На входной границе задается постоянная скорость прокачки газа. На стенках ставится условие прилипания. На свободной поверхности расплава учитываются термокапиллярный и солнито-капиллярный эффекты Марангони:

$$\left( \mu \frac{\partial u_{\tau_i}}{\partial n} \right)_m = \left( \mu \frac{\partial u_{\tau_i}}{\partial n} \right)_g + \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial \tau_i} + \frac{\partial \sigma}{\partial c_o} \frac{\partial c_o}{\partial \tau_i}. \quad (1)$$

Здесь  $\tau_i$  соответствует касательным к свободной поверхности направлениям, индекс «m» соответствует расплаву, а «g» — газу. На интерфейсе кристаллизации учитывается эффект переохлаждения:

$$T_i = T_m - \alpha V_n. \quad (2)$$

Здесь  $T_i$  — температура интерфейса,  $T_m$  — температура плавления кремния,  $\alpha$  — коэффициент переохлаждения,  $V_n$  — нормальная компонента скорости кристаллизации, которая вычисляется следующим образом:

$$V_n = \frac{1}{\rho_{cryst} \Delta H} \left\{ \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial n} \right)_{melt} - \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial n} \right)_{cryst} \right\}, \quad (3)$$

где  $\Delta H$  — скрытая теплота плавления. На внешних границах используется следующее граничное условие:

$$\left( \lambda \frac{\partial T}{\partial n} \right)_w = \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial n} \right)_g + \sigma \epsilon T_w^4 - Q_{rad}^{in}, \quad (4)$$



где  $\sigma$  — константа Стефана-Больцмана. Индекс «w» соответствует внешней границе, а индекс «g» —

соседнему газовому блоку. Ростовые параметры, свойства расплава кремния, а также вычислительные аспекты приведены в работе [5].

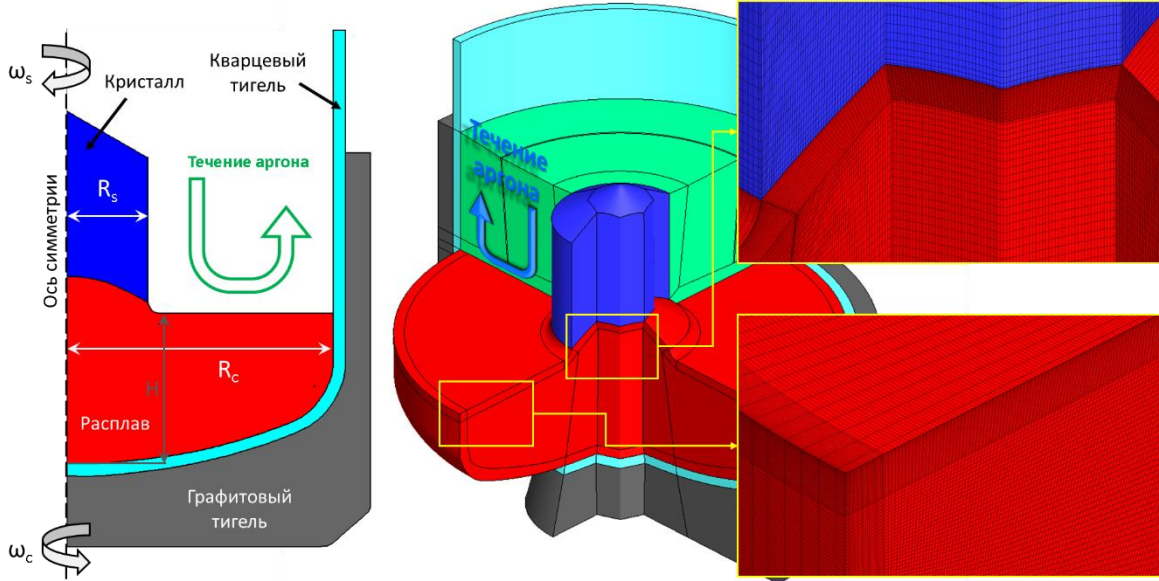


Рис. 1. Схема расчетной области и фрагменты расчетной сетки.

### 3. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

#### 3.1. Структура течения

Сложная вихревая структура течения расплава формируется под воздействием силы плавучести, возникающей под воздействием отрицательного вертикального градиента температуры, сил вращения, сдвигового напряжения прокачиваемого газа, а также в результате влияния поверхностных термо- и солито-капиллярных эффектов Марангони на свободной поверхности расплава (см. рис. 2). Максимальные значения кинетической энергии турбулентности наблюдаются под интерфейсом кристаллизации, что можно объяснить высокими значениями генерации за счет градиента осредненного течения, возникающего в результате вращения кристалла. Высокие значения кинетической энергии турбулентности на свободной поверхности расплава возникают в результате поверхностной генерации за счет эффекта Марангони [6].

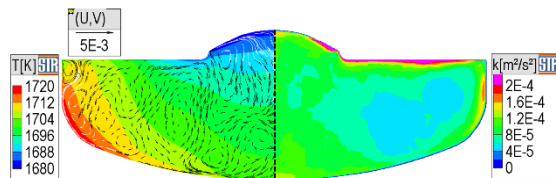


Рис. 2. Распределение осредненной температуры, а также векторное поле скорости в расплаве (слева), распределение кинетической энергии турбулентности в расплаве (справа).

#### 3.2. Турбулентный теплоперенос

На рис. 3 приведены распределения компонент турбулентного потока тепла в расплаве. Расчет компонент потока с помощью стандартной и

обобщенной гипотез градиентной диффузии проводился по формулам (1) и (2) соответственно:

$$\langle \overline{u \cdot T} \rangle = - \frac{\nu_t}{Pr_t} \langle \nabla T \rangle, \quad (5)$$

$$\langle \overline{u \cdot T} \rangle = - \frac{\tau_{kh}}{Pr_t} \langle \overline{u \cdot u} \rangle \cdot \langle \nabla T \rangle. \quad (6)$$

Здесь  $\nu_t$  — турбулентная вязкость,  $Pr_t$  — турбулентное число Прандтля,  $\tau_{kh} = (\nu/\epsilon)^{1/2}$  — колмогоровский масштаб времени,  $\langle \dots \rangle$  обозначает среднюю величину, верхний индекс — пульсационную величину.

Исходя из данных распределений, можно отметить падение вертикальной компоненты потока к горизонтальной части свободной поверхности, в то время как горизонтальная компонента возрастает. Данное поведение компонент турбулентного теплового потока можно объяснить демпфированием нормальной пульсации скорости у свободной поверхности, обусловленным условием непроницаемости, а также увеличением горизонтальной пульсации за счет действия поверхностных капиллярных сил. Таким образом, имеет место выраженная анизотропия турбулентного теплопереноса у свободной поверхности расплава. Похожие особенности в распределениях компонент турбулентного теплового потока можно отметить у вертикальной части стенки тигля, что объясняется более сильным падением нормальной пульсации скорости по сравнению с продольной.

Стандартная гипотеза градиентной диффузии, базирующаяся на аналогии Рейнольдса, не дает как

качественного, так и количественного соответствия с данными ILES, одной из причин чего является использование скалярного коэффициента турбулентной теплопроводности, который пропорционален коэффициенту турбулентной вязкости, задаваемому в соответствии с моделью турбулентности.

В отличие от стандартной гипотезы обобщенная гипотеза градиентной диффузии ухватывает анизотропию теплопереноса. Можно отметить качественное и количественное согласование с данными ILES. Тензор турбулентной теплопроводности в обобщенной гипотезе пропорционален тензору рейнольдсовых напряжений. Таким образом, для использования

обобщенной гипотезы в RANS моделях необходимо правильно предсказывать рейнольдсовы напряжения.

Большинство RANS моделей изотропной вязкости для моделирования тензора рейнольдсовых напряжений используют гипотезу Буссинеска, которая нацелена на корректное предсказание сдвиговых напряжений. При этом нормальные напряжения предсказываются некорректно, что будет приводить к большой погрешности моделирования турбулентных тепловых потоков с помощью обобщенной гипотезы градиентной диффузии.

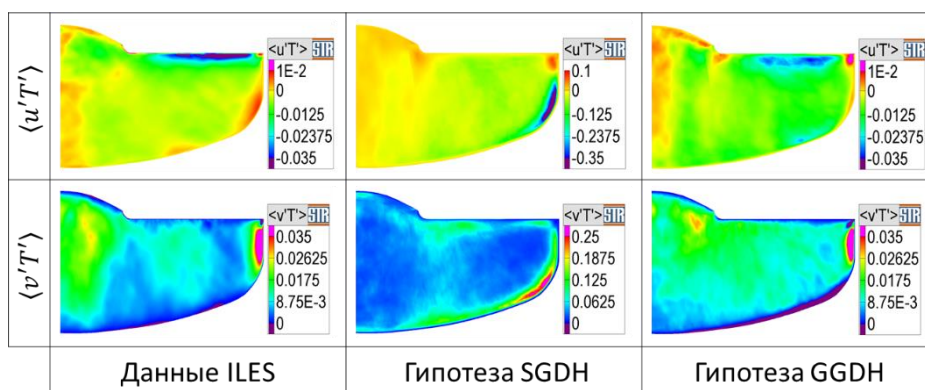


Рис. 3. Распределения компонент турбулентного теплового потока, полученные напрямую в ILES, а также с помощью стандартной и обобщенной гипотез градиентной диффузии.

### 3.3. Гипотеза STR для моделирования рейнольдсовых напряжений

Для устранения вышеупомянутых недостатков гипотезы Буссинеска разработана расширенная гипотеза для моделирования тензора рейнольдсовых напряжений (Stress Tensor Reconstruction – STR), которая учитывает различные механизмы анизотропии. Согласно расширенной гипотезе, тензор рейнольдсовых напряжений  $\langle \overline{u'u'} \rangle$  моделируется следующим образом:

$$\langle \overline{u'u'} \rangle = \frac{2}{3} k \mathbf{A}_\Sigma = \frac{2}{3} k (\mathbf{A}_{w/fs} + \mathbf{A}_s + \mathbf{A}_v). \quad (7)$$

Здесь  $\mathbf{A}_\Sigma$  представляет собой суммарный тензор анизотропии, который состоит из трех частей:  $\mathbf{A}_{w/fs}$  перераспределяет кинетическую энергию турбулентности между диагональными компонентами тензора рейнольдсовых напряжений в соответствии с законами приповерхностной анизотропии;  $\mathbf{A}_s$  отвечает за анизотропию, которая возникает в результате влияния градиента скорости осредненного течения;  $\mathbf{A}_v$  отвечает за анизотропию, возникающую под воздействием массовых сил, например, силы плавучести.

Тензор  $\mathbf{A}_{w/fs}$ , след которого равен 3, предполагается диагональным в системе координат

стенки и свободной поверхности. Его нормальная  $A_\perp$  и касательная  $A_\parallel$  компоненты определяются следующим образом:

$$A_\perp = \left\{ 1 - \exp \left( - \left[ \frac{Y}{A_0} \right]^{B_0} \right) \right\}^{C_0}, \quad (8)$$

$$A_\parallel = \frac{1}{2} (3 - A_\perp). \quad (9)$$

Здесь коэффициенты  $A_0, B_0, C_0$  — константы модели,  $Y$  — безразмерное расстояние до стенки или свободной поверхности, построенное по колмогоровскому масштабу длины:

$$Y = l / \eta_{kh}, \quad (10)$$

где  $\eta_{kh} = (v^3 / \varepsilon)^{1/4}$  — колмогоровский масштаб длины,  $l$  — расстояние до ближайшей стенки или свободной поверхности. Вдали от стенки и свободной поверхности, где  $Y \gg A_0$ ,  $\mathbf{A}_{w/fs}$  становится равным единичному тензору  $\mathbf{E}$ . Модель для  $\mathbf{A}_{w/fs}$ , описанная выражениями (8-10) является упрощенной и может быть в дальнейшем расширена путем также использования турбулентного масштаба длины, что будет лучше описывать

приповерхностную анизотропию для развитых турбулентных течений.

Тензор  $A_s$  вычисляется по аналогии с гипотезой Буссинеска:

$$A_s = -C_\tau f_\tau \tau_{\kappa h} \left( S - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \langle \vec{u} \rangle) \mathbf{E} \right). \quad (11)$$

Здесь  $f_\tau$  — функция, демпфирующая  $A_s$  в окрестности твердой стенки и свободной поверхности,  $C_\tau$  — константа модели. Физически  $A_s$  можно рассматривать как безразмерный тензор деформации, который описывает деформацию вихревых структур под воздействием градиента осредненного течения.

Тензор  $A_v$  учитывает эффект силы плавучести, которая увеличивает вертикальные пульсации по сравнению с горизонтальными.  $A_v$  определяется как функция отношения генерационного слагаемого за счет сил плавучести  $G_k$  к скорости диссипации, перераспределяя энергию между вертикальными и горизонтальными пульсациями.

### 3.4. Верификация STR гипотезы

На рис. 4 приведено сравнение распределений компонент тензора реинольдсовых напряжений, полученных напрямую в ILES, а также с помощью гипотезы STR. По аналогии с распределениями компонент турбулентного теплового потока тепла имеет место анизотропия, приводящая к более резкому демпфированию компоненты  $\langle v'v' \rangle$  у горизонтальных частей стенки тигля и интерфейса кристаллизации по сравнению с компонентой  $\langle u'u' \rangle$ , а также к демпфированию только компоненты  $\langle v'v' \rangle$  у горизонтальной части свободной поверхности. У вертикальной части стенки наблюдается аналогичное более быстрое демпфирование компоненты  $\langle u'u' \rangle$ . Максимальные абсолютные значения сдвиговой компоненты  $\langle u'v' \rangle$  наблюдаются в окрестности закругления стенки тигля, а также тройных точек «расплав-газ-кристалл» и «расплав-газ-тигель», что также объясняется эффектом приповерхностной анизотропии. Превалирование компоненты  $\langle v'v' \rangle$  над  $\langle u'u' \rangle$  можно объяснить воздействием сила плавучести на турбулентные пульсации скорости. Путем настройки вышеупомянутых констант модели, можно добиться хорошего согласования реинольдсовых напряжений между ILES и STR гипотезой.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проанализирована применимость стандартной и обобщенной гипотезы градиентной диффузии для описания турбулентного теплопереноса в расплаве кремния. Показано, что стандартная гипотеза завышает абсолютные значения потоков и не ухватывает анизотропию теплопереноса, в то время как обобщенная гипотеза как качественно, так и количественно согласуется с данными ILES. Для корректного применения обобщенной гипотезы для моделирования турбулентного теплопереноса в RANS моделях предложена гипотеза STR, которая нацелена на правильное описание как нормальных, так и сдвиговых реинольдсовых напряжений путем учета различных механизмов анизотропии.

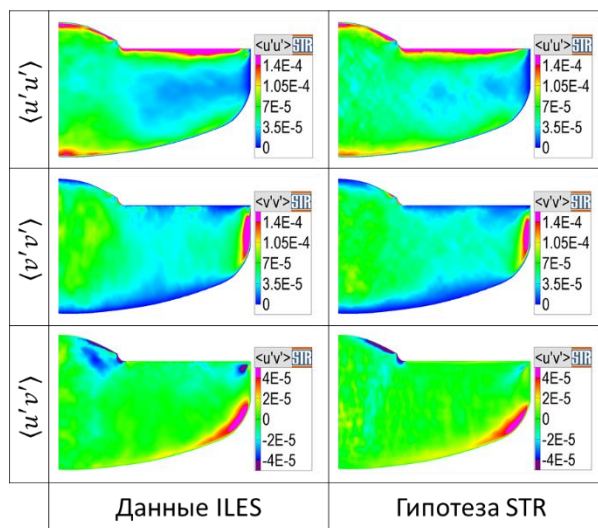


Рис. 4. Распределения реинольдсовых напряжений, полученных напрямую в ILES, а также с помощью гипотезы STR.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vegad M., Bhatt N.M. Review of some aspects of single crystal growth using Czochralski crystal growth technique // Procedia Technol., 2014. No 14. P. 438–446.
2. Wagner C., Friedrich R. Direct numerical simulation of momentum and heat transport in idealized Czochralski crystal growth configurations // International Journal of Heat Fluid Flow, 2004. Vol. 25. No. 3 P. 431–443.
3. Kalaev V., Zhmakin A., Smirnov E. Modelling of turbulent melt convection during Chochralski bulk crystal growth // Journal of Turbulence, 2002. Vol. 3 No. 001, P. 2–12.
4. Verma S., Dewan A., Solidification Modeling: Evolution, Benchmarks, Trends in Handling Turbulence, and Future Directions // The Minerals, Metals & Materials Society and ASM International, 2014.
5. Kalaev V., Borisov D., Smirnov A. A modified hypothesis of Reynolds stress tensor modeling for mixed turbulent convection in crystal growth // Journal of Crystal Growth, 2022. Vol. 580 126464, <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2021.126464>.
6. Kalaev V., Artemyev V., Borisov D., Vorob'ev A., Kuliev A., Bystrova E., Smirnov S. Int. Symp. on Modeling of Crystal Growth Processes and Devices, Chennai, India, 2019. P. 23–27.



## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЕСТЕСТВЕННО-КОНВЕКТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛООБМЕНА В СИСТЕМАХ ОТОПЛЕНИЯ ТИПА «ТЕПЛЫЙ ПЛИНТУС»

**Аннотация.** Представлены результаты численного 3-D моделирования естественно-конвективных процессов теплообмена в одном из конструктивных вариантов малогабаритной системы отопления типа «теплый плинтус». Рассчитаны и проанализированы пространственные распределения всех тепло-газодинамических параметров потока нагреваемого воздуха. Изучено влияние основных геометрических параметров теплообменного модуля на величину удельного теплоотвода плинтусной системы и проведена оценка эффективности нагрева стенок помещения.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

К наиболее перспективным панельно-лучистым системам отопления относятся плинтусные обогреватели [1,2], принцип работы которых заключается в следующем: по периметру наружных стен в специальном кожухе устанавливается отопительный прибор. В основе обогревателя - теплообменный модуль, который состоит из двух горизонтальных медных труб с насаженными на них металлическими пластинами. По трубам отопительного прибора циркулирует горячая вода или осуществляется их электрический нагрев. Воздух, проходя через систему, нагревается за счет естественно-конвективного механизма и поднимается вдоль стен, в свою очередь их прогревая. Теплые стены и защитный экран модуля излучают энергию, обеспечивающую требуемый уровень радиационной температуры помещения и комфортность ощущения человека в помещении.

В настоящее время разработаны и используются различные типы плинтусных систем (ПС), отличающиеся размерами, формой и материалами отдельных элементов конструкции, технологиями изготовления и монтажа и т.д. При этом имеет место существенное различие в их эксплуатационных тепловых параметрах, в первую очередь, по величине удельной (на единицу длины) тепловой энергии отводимой (конвекцией и излучением) от системы в обогреваемое помещение. Исследования тепловых процессов в подобного рода теплообменных системах чрезвычайно ограничены. Данное обстоятельство свидетельствует о необходимости оптимизации, прежде всего, геометрических параметров основных элементов плинтусной системы, при которых отводимая от системы удельная тепловая энергия будет максимальной. Указанная задача требует проведения комплекса расчетно-экспериментальных исследований соответствующего типа плинтусного обогревателя.

В данной работе на основе численного моделирования проведено исследование тепло-массообменных процессов в обогревателе типа «теплый плинтус». Даны оценка влияния различных конструктивных и режимных параметров теплообменного модуля ПС, на величину генерируемых тепловых потоков.

### 1.1. Физико-математическая модель

Конфигурация исследуемой ПС представлена на рис.1. Плинтус размещен на расстоянии 10 мм от пола и своей тыльной стороной вплотную прижимается к вертикальной стене комнаты (рис. 1). Габаритные размеры плинтуса: высота  $A = 140$  мм (от пола) и ширина  $B = 30$  мм (от стены). Латунные ребра (шириной  $E = 25$  мм и высотой  $C = 60$  мм) теплообменника установлены поперечно водяным трубам. С целью увеличения площади теплоотдачи, ребра имеют П-образную форму с длиной отогнутых «крыльев» 5 мм. При проведении расчетов варьировались величины расстояния между ребрами  $\delta = 5 - 25$  мм, внешнего диаметра медных труб  $d = 10-15$  мм и высоты ребра  $C = 60-80$  мм.

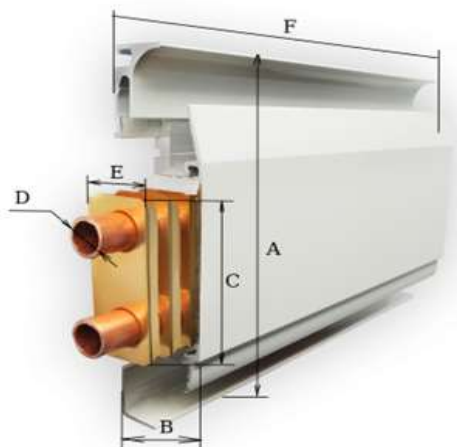


Рис.1. Внешний вид плинтусной системы.

По трубам теплообменника протекает горячая вода (или внутри трубы установлен электрический нагреватель), обеспечивающая нагрев внешней поверхности трубы до температуры  $T_{тр}$ . Находящаяся в полном тепловом контакте с трубами, поперечно установленные на них ребра теплообменной системы нагреваются за счёт теплопроводности. Нагретые поверхности труб и ребер обеспечивают нагрев и инициацию естественного конвективного движения окружающего воздуха вверх: холодный (с температурой  $T_{воз}$ ) воздух втекает через нижнюю щель между полом и экраном, а нагретый - вытекает через верхнюю щель между экраном и верхним выступом плинтуса. Поднимающийся нагретый

воздух осуществляет нагрев всех элементов обогревательной системы (экран, задняя стенка плинтуса, верхний выступ). Наряду с конвективно-кондуктивными механизмами обмена теплотой между элементами внутри обогревательной системы имеет место и радиационный теплообмен.

В картину теплообменных процессов во внутренних областях плинтуса следует добавить тепло-массообменные процессы между плинтусом и окружающим воздухом. Нагретый поток, вытекающий через верхнюю щель между экраном и верхним выступом плинтуса, и поток, формирующийся на внешней поверхности экрана, сливаются, разворачиваются к вертикальной стене комнаты, и текут по ней вверх, обеспечивая нагрев (темперирование) поверхностных слоев стенок комнаты. Нагретые внешняя поверхность плинтусного экрана и стенки комнаты являются источником теплового излучения.

Описание тепло-массообменных процессов в плинтусной системе, находящейся в обогреваемом помещении проведено на основе численного решения трехмерной стационарной задачи сложного теплообмена [3]:

$$\operatorname{div} \vec{U} = 0,$$

$$(\vec{U} \operatorname{grad}) \vec{U} = -\vec{e}_y g - \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} P + \nu \Delta \vec{U},$$

$$c_{p,i} \vec{U} \operatorname{grad} T = \operatorname{div} (\lambda \operatorname{grad} T),$$

где  $\rho, \vec{U}, P, T$  - соответственно плотность, вектор скорости, давление и температура воздуха.

Для расчёта температурного поля в твердых элементах плинтуса (ребро, верхний выступ, экран) использовано стационарное уравнение Фурье-Кирхгофа:

$$\operatorname{div} (\lambda_i \operatorname{grad} T_i) = 0,$$

где  $\lambda_i, T_i$  - соответственно коэффициент теплопроводности температура  $i$ -ого элемента.

Расчет процесса переноса теплового излучения между абсолютно черными поверхностями твердых элементов плинтуса (ребро, верхний выступ, экран), стены и пола выполнен с использованием метода дискретных направлений с учетом сделанного допущения об оптической прозрачности «холодной» воздушной среды.

При расчётах использована декартова система координат  $x, y, z$ , в которой ось  $y$  направлена вверх вдоль вертикальной стены, ось  $x$  - вдоль пола помещения, осью  $z$  является линия пересечения плоскостей стены и пола (рис. 2). Протяженность расчётной области в  $z$ -ом направлении, исходя из условия периодичности размещения ребер в теплообменнике, выбрана равной межрёберному расстоянию  $l_z = \delta = 100/N$  мм, где  $N$  - число ребер на 1 м длины плинтуса. Расчётная область в плоскости  $xOy$  представляет собой прямоугольник, двумя сторонами которого являются прямые линии, совпадающие с плоскостями стены и пола, а две другие параллельные им граничные линии проходят по воздушной среде (рис. 2). Величины длин сторон пря-

моугольника расчётной области  $l_x = 60$  мм и  $l_y = 220$  мм выбраны на основании специально проведенных тестовых расчетов.

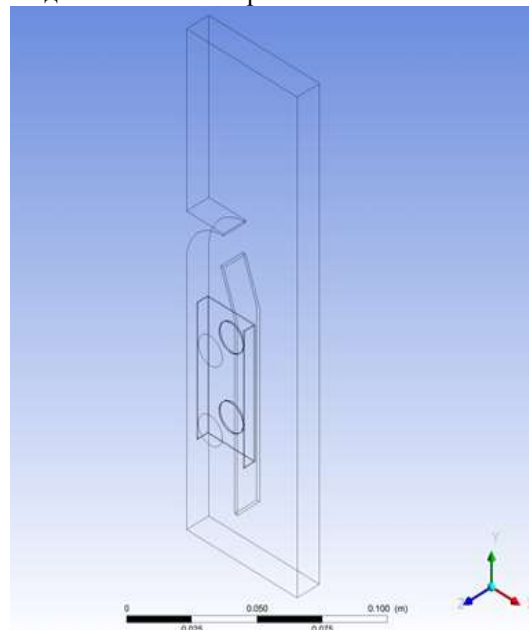


Рис.2. Внешний вид расчётной области с элементами плинтусной системы в среде ANSYS.

Теплофизические параметры воздуха и материалов элементов плинтусной системы заданы как функции температуры.

На поверхностях стены и пола заданы условия прилипания и адиабатичности. В каждой точке «жидких» плоских поверхностей внешней границы расчётной области  $x = l_x = 60$  мм и  $y = l_y = 220$  мм заданы условия свободного истечения. В каждой точке цилиндрических поверхностей водяных труб, являющихся внутренней границей расчётной области, заданы температура  $T = T_{тр}$  и нулевая скорость воздуха  $\vec{U} = 0$ .

На поверхности  $i$ -ого твердого элемента плинтусной системы (экран, ребро и верхний выступ) заданы условия прилипания и условия «теплового» сопряжения с обтекающим их воздухом в виде краевых условий 4-ого рода. На плоскостях  $z = 0$  и  $z = \delta$ , определяющих внешние границы расчетной зоны в  $z$ -ом направлении, заданы условия периодичности.

Система уравнений, решена численно в ПК ANSYS методом конечных объемов. При построении сеток использовалась блочная гексагональная структура HEXA\_8.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис.3а представлена характерная картина линий тока воздуха. Как видно в системе возникает естественная гравитационная конвекция, обуславливающая восходящее движение потока теплого воздуха. Характерная скорость течения воздуха в плинтусной системе на уровне 0,1 м/с. Максимальная скорость (приблизительно 0,45 м/с) имеет ме-

сто в ядре потока, выходящего из плинтусной системы. Обтекание труб носит типичный вид для «коридорной» системы расположения труб. На верхней трубе наблюдается значительно более сильная зона отрыва потока на тыльной части трубы и сложная структура лобовой зоны течения. Это обуславливает более высокие значения коэффициента теплоотдачи у верхней трубы, но в силу того, что теплоотдача идёт в условиях меньшего значения перепада температур, отводимый поток от верхней трубы оказывается несколько меньше, чем у нижней. Имеет место относительное симметричное распределение скорости потока относительно плоскости, проходящей через оси водяных труб. Поток воздуха, выходящий из верхней щели плинтусной системы, смешивается с восходящим естественно-конвективным потоком теплого воздуха формирующегося на поверхности вертикальной стенки экрана. Над выступом около поверхности вертикальной стенки формируется зона отрывного течения (с образованием низкоскоростного вихря) с пониженным давлением. Это приводит к повороту всего потока (эффект Коанда)[4] из района выходного сечения плинтусной системы в сторону вертикальной стены и формированию восходящего потока теплого воздуха вдоль стены. Температурное поле системы показано на рис.3б. Наиболее горячие зоны: поверхность труб и ребра (примерно 70°C). Верхняя труба находится в уже нагретом воздухе. Воздух, выходящий из внутренних областей ПС, нагрет до 57-60°C. Отметим, что формирующийся на внешней поверхности экрана восходящий поток имеет несколько меньший уровень температуры: 47-50°C.

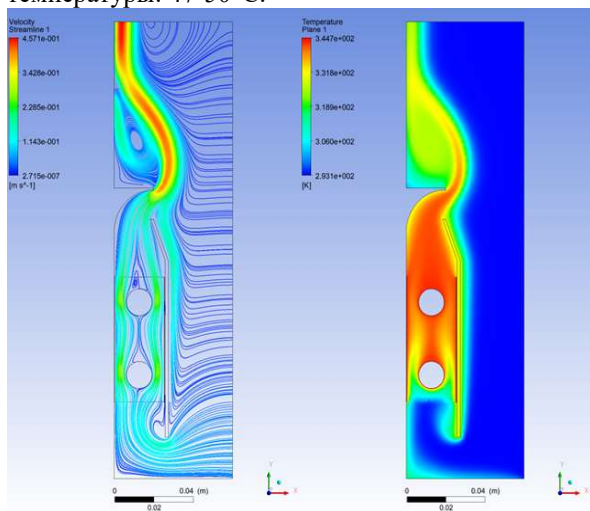


Рис.3. Линии тока воздуха (слева) и температурное поле (справа) в модели ПС при  $\delta = 10$  мм,  $d = 13$  мм,  $C = 60$  мм и температуре труб 70°C.

Расчётные значения удельного (на единицу длины ПС) теплового потока с ПС в окружающий воздух являются возрастающей функцией безразмерной температуры  $\theta = (T_{\text{тр}} - T_{\text{воз}})/70$ :

$$Q = 177,71\theta^{1,3388},$$

и удовлетворительно (с точностью не ниже 3%) совпадают с экспериментальными данными (рис.4).

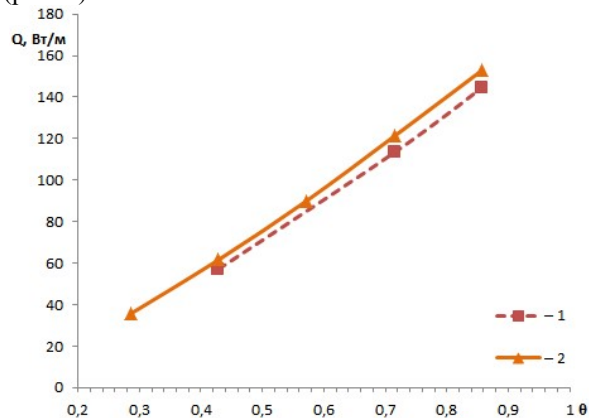


Рис.4. Тепловая мощность плинтусных систем от безразмерной температуры  $\theta$ : 1 – экспериментальные данные [5]; 2 - расчётные данные.

Влияние расстояния между ребрами на  $Q$  иллюстрируется рис.5, на котором приведены графики зависимостей  $Q$  от  $\delta$  для двух различных геометрических параметров труб и ребер.

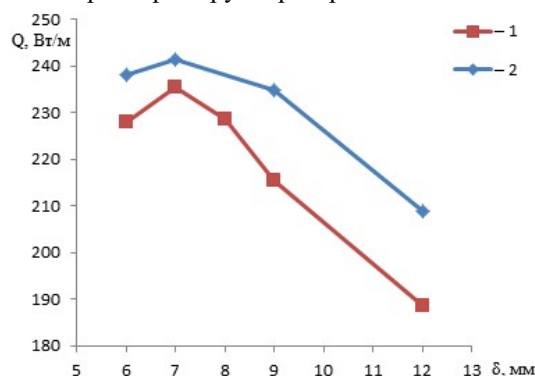


Рис.5. Тепловая мощность плинтусных систем от расстояния между ребрами при температуре труб 90°C: 1 – данные расчёта ПС с размерами  $d = 13$  мм,  $C = 60$  мм; 2 – данные расчёта ПС  $d = 15$  мм,  $C = 80$  мм.

Видно, что величина удельной тепловой мощности  $Q$  достигает максимального значения при определенной величине  $\delta = \delta_{\text{opt}} \approx 7$  мм для  $T_{\text{тр}} = 90^\circ\text{C}$ .

Как показали расчеты  $\delta_{\text{opt}}$  зависит от температуры труб  $T_{\text{тр}}$ . Так, для варианта ПС (2 - при  $d = 15$  мм,  $C = 80$  мм) при  $T_{\text{тр}} = 70^\circ\text{C}$  величина  $\delta_{\text{opt}} = 8,5$  мм.

Расчеты показали, что величина  $Q$  возрастает с увеличением диаметра труб (от 5 до 15 мм) и высоты ребер модуля  $C$  (в пределах допустимых габаритов ПС). Изучено влияние формы верхнего выступа ПС на теплогидродинамику потока воздуха и эффективность теплосброса.

На основе той же физико-математической модели, что и для расчёта течения воздуха в самой плинтусной системы выполнены расчёты теплообменных процессов преобразования конвективного потока, генерируемого обогревателем, в тепловое излучение с поверхности вертикальной (адиабатной) стены помещения (то есть эффективность терпериования стенок). Показано, что повышение



температуры поверхности стенки в среднем на 5-8 К имеет место на длине около 1 м.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании результатов численного 3-D моделирования исследованы естественно конвективные и радиационные процессы теплообмена в одном из конструктивных вариантов систем отопления типа теплый плинтус. Показано наличие оптимального расстояния между ребрами теплообменного модуля. Изучено влияние основных геометрических параметров теплообменного модуля на величину удельного теплоотвода ПС. Проведена оценка эффективности темперирования стенок.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ploskić A., Holmberg S.** Performance evaluation of radiant baseboards (skirtings) for room heating – An analytical and experimental approach // *Applied Thermal Engineering*, 2014. No.62. P. 382 – 389.
2. **Shobi, M.O.** Experimental and numerical investigations of a modified designed baseboard radiator using an air gap enhancing free convection heat transfer. // *Journal of Building Engineering*, 2020. Vol.32.
3. **Reba I.** Applications of Coanda Effect // *Scientific American*, 1966. Vol.214(6). P. 84 – 92.
4. **Incropera F.P., Dewitt D.P., Bergman T.L., Lavine A.S.** Fundamentals of heat and mass transfer // Danvers: John Wiley & Sons, Inc., 2007. – P. 1069.
5. **Test Report 30-13229-T** // Engineering Test Institute, Brno, 2016.

## БЕСКОНТАКТНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЕЙ СКОРОСТИ И ДАВЛЕНИЯ В КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЯХ С ПОМОЩЬЮ АССИМИЛЯЦИИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие методов количественной визуализации привело к значительному увеличению объема информации о течении прозрачной среды, доступной из эксперимента. Наибольшее распространение получили измерения полей скорости с помощью цифровой трассерной визуализации (PIV). Однако для получения полной информации о течении, подобной доступной в численном моделировании, необходимы одновременные измерения полей скорости и температуры, что сопряжено с серьезными техническими трудностями, а также измерения давления. В связи с этим в последние годы были предложены различные методы ассимиляции данных (гибридного моделирования [1]), сочетающие экспериментальные измерения распределений одной гидродинамической величины и определение остальных из численного решения уравнений гидродинамики. Чаще всего в качестве исходных данных выступают измеренные с помощью PIV мгновенные поля скорости или траектории отдельных частиц. Эти методы позволяют получить гладкие поля завихренности и давления. Однако PIV-измерения полей скорости в трехмерных крупномасштабных течениях, часто встречающихся в инженерной практике, представляют трудную задачу, которая требует дорогостоящего оборудования. Напротив, некоторые методы измерения полей температуры (теневого фонового метода, инфракрасная термография на просвет [2]) легко масштабируются и позволяют получать мгновенные поля температуры, усредненные вдоль направления съемки, полностью бесконтактно, без добавки частиц в течение. В настоящей работе предложен простой метод определения мгновенных полей скорости и давления в свободно-конвективных течениях по экспериментально измеренным полям температуры. Возможности метода демонстрируются на примере трех течений: конвекции в воде вблизи вертикальной нагретой пластины, конвективной струи от линейного источника тепла, установившегося горизонтально под поверхностью дистиллированной воды [3], и горизонтальной конвекции в воде и в этиловом спирте при неравномерном нагреве поверхности жидкости инфракрасным излучением сверху [4]. Измерения исходных полей температуры были проведены с помощью теневого фонового метода (BOS).

### 2. МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЕЙ СКОРОСТИ И ДАВЛЕНИЯ

Двумерное ламинарное течение, вызванное естественной конвекцией, описывается уравнениями гидродинамики в приближении Буссинеска:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} &= 0, \\ \rho_0 \frac{dv_x}{dt} &= -\frac{\partial p'}{\partial x} + \eta \Delta v_x, \\ \rho_0 \frac{dv_y}{dt} &= -\frac{\partial p'}{\partial y} + \eta \Delta v_y + \beta \rho_0 g (T - T_0), \\ c_p \rho_0 \frac{dT}{dt} &= \lambda \Delta T + Q, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $Q$  — мощность источника тепла. Если уравнение энергии опустить, а в правую часть уравнения движения подставить значения температуры, измеренные в эксперименте, остается задача моделирования течения несжимаемой жидкости под действием заданной внешней силы — силы Архимеда. Решая ее численно, можно найти поля скорости и возмущения давления. При этом, поскольку уравнение энергии не используется, можно определять поля скорости и давления в течениях, содержащих неизвестные источники тепла, или в задачах с неизвестными граничными условиями для температуры. Поскольку шаг по времени в численном моделировании, как правило, меньше интервала между последовательными полями температуры, измеренными в эксперименте, значения температуры интерполируются по времени. Если поле температуры измерено не во всей области течения, а только в ее части, значения температуры в остальных точках определяются путем экстраполяции.

### 3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

#### 3.1. Конвекция в воде вблизи вертикальной нагретой пластины

На рис. 1 показано сравнение результатов, полученных с помощью численного моделирования, автоматического решения для заданного потока тепла на пластине и экспериментальных измерений с последующим определением поля скорости при помощи ассимиляции данных. Так как течение квазистационарно, в ассимиляции данных исполь-

зовалось только одно поле температуры. Профили скорости, полученные с помощью численного моделирования и ассимиляции данных, демонстрируют течение вниз при  $x \geq 7$  мм, поскольку учитывают конечный размер сосуда — в отличие от автоматического решения, полученного для неограниченного пространства. В целом, наблюдается хорошее совпадение результатов ассимиляции данных с численным моделированием. Полученная в результате ассимиляции данных максимальная скорость несколько ниже, чем в численном моделировании, из-за занижения максимальной температуры в BOS-измерениях примерно на 0,2 К.

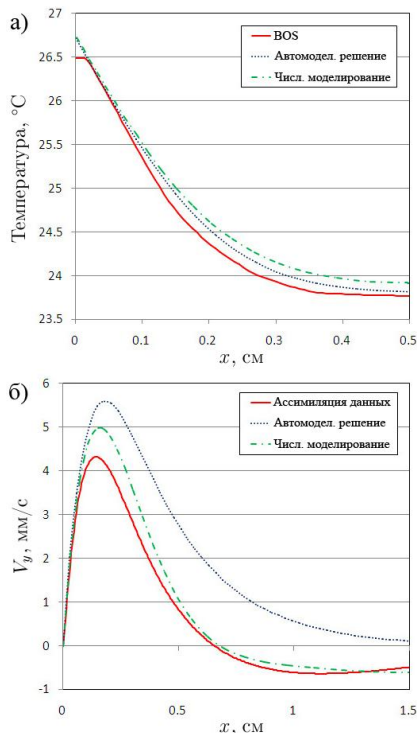


Рис. 1. Горизонтальные профили а) температуры, б) вертикальной скорости для конвекции в воде вблизи вертикальной нагретой пластины в 8 см над нижним краем пластины.

### 3.2. Конвективная струя от горизонтального линейного источника тепла

Сравнение для нестационарного течения — конвективной струи в воде — показано на рис. 2. Основным источником погрешности в данном случае является занижение температуры вблизи проволоки в BOS-измерениях, связанное с сильными оптическими искажениями изображения в зонах с большой второй производной показателя преломления. В отличие от численного моделирования, ассимиляция экспериментальных данных учитывает отклонение струи вправо в конкретном эксперименте. Поскольку в эксперименте определяется поле температуры, усредненное вдоль направления съемки, ассимиляция данных также частично учитывает трехмерные возмущения в потоке.

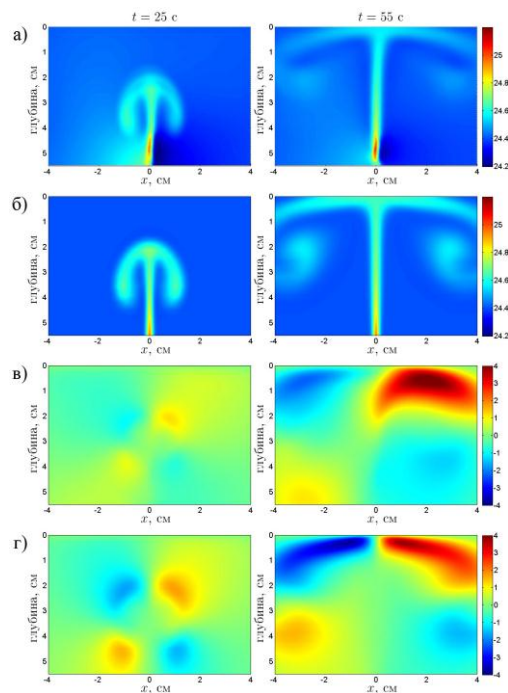


Рис. 2. Мгновенные поля (а, б) температуры (°C) и (в, г) горизонтальной скорости (мм/с) для конвективной струи от нагретой проволоки, установленной горизонтально в 71 мм под поверхностью воды. Мощность нагрева 21,6 Вт/м. Результаты получены с помощью а) теневого фонового метода, б), г) численного моделирования, в) ассимиляции данных.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен и протестирован на разных конвективных течениях метод определения полей скорости и давления по экспериментально измеренным полям температуры. Показано, что погрешность полученного поля скорости определяется погрешностью исходных полей температуры и наличием экспериментальных данных в ключевых зонах течения вблизи источников тепла. Метод очень прост и может быть реализован с помощью существующих программ численного моделирования, допускающих загрузку температурных данных.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hayase T. Numerical simulation of real-world flows // Fluid Dyn. Res. 2015. Vol. 47. No. 5. P. 051201.
2. Vinnichenko N., Plaksina Yu., Yakimchuk O., Soldatenkova K. and Uvarov A. Air flow temperature measurements using infrared thermography // Quant. InfraRed Thermogr. J. 2017. Vol. 14. No. 1. P. 107-121.
3. Vinnichenko N.A., Uvarov A.V. and Plaksina Yu.Yu. Combined study of heat exchange near the liquid-gas interface by means of Background Oriented Schlieren and Infrared Thermal Imaging // Exp. Therm. Fluid Sci. 2014. Vol. 59. P. 238-245.
4. Vinnichenko N.A., Pushtaev A.V., Plaksina Yu.Yu., Rudenko Yu.K. and Uvarov A.V. Horizontal convection driven by nonuniform radiative heating in liquids with different surface behavior // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. Vol. 126, Part B. P. 400-410.

## КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН ПРИ НАЛИЧИИ ТЕПЛОИЗОЛИРУЮЩЕГО ТЕЛА В ОБЪЕМЕ ЖИДКОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Термогравитационная конвекция является пространственным источником движения в самых различных технологических и геофизических системах. Помимо граничных условий, геометрии задачи, на поведение конвективной системы могут существенно влиять дополнительные факторы. Так наличие неподвижных или плавающих теплоизолирующих тел в объеме жидкости может оказывать заметное влияние на структуру течений и интенсивность теплообмена. В геофизической гидродинамике интерес к исследованию свободно плавающих теплоизолирующих тел обусловлен проблемой смещения тектонических плит. Лабораторные и численные исследования показали, что движение теплоизолирующих тел на поверхности слоя жидкости, охлаждаемого сверху и подогреваемого снизу, носит сложный характер [1-2]. Более общий случай, когда свободно плавающее теплоизолирующее тело, в форме плоского диска, располагалось в объеме жидкости, был рассмотрен в [3]. Было показано, что динамика движения тела существенно зависит от его вертикального положения. Влияние теплоизолирующих пластин на теплоперенос изучено значительно слабее. Эксперименты [4] показали, что теплоток существенно зависит от площади теплоизолирующих пластин, расположенных на горизонтальных границах. Влияние их пространственного расположения не столь однозначно. Изменение положения больших теплоизолирующих пластин оказывает слабое влияние на интегральный теплоток [4-5], в отличие от набора локализованных теплоизолирующих областей [6-7]. Важный для природных и технологических систем вопрос о величине и пространственном распределении потоков тепла в случае, когда теплоизолирующие тела расположены в объеме жидкости, практически не изучен. В данной работе рассматривается влияние пространственного расположения неподвижных и плавающих горизонтальных теплоизолирующих пластин различного размера в объеме жидкости на формирование конвективных течений и величину теплотокота.

### 2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

#### 2.1. Математическое моделирование

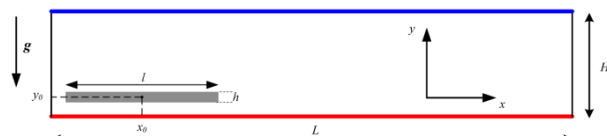


Рис. 1. Схема расчетной области и система координат

Прямое численное моделирование турбулентной конвекции в прямоугольной полости с теплоизолирующей пластиной проводилось при помощи свободно распространяемого пакета вычислительной гидродинамики с открытым исходным кодом OpenFoam 4.1. Решалась система уравнений, описывающая конвективное течение ньютоновской несжимаемой жидкости в приближении Буссинеска.

В качестве управляющих параметров выбраны числа Релея и Прандтля :

$$Ra = \frac{g\beta\Delta H^3}{\nu\chi}, \quad Pr = \frac{\nu}{\chi},$$

где  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $\chi$  – температуропроводность,  $\beta$  – температурный коэффициент объемного расширения,  $g$  – ускорение свободного падения. Двухмерное численное моделирование конвективной турбулентности в случае с неподвижной теплоизолирующей пластиной выполнено для фиксированного числа Прандтля  $Pr = 6,12$ , аспектного отношения  $\Gamma = L/H = 5$  и для двух чисел Релея  $Ra = 3,9 \cdot 10^7$ ,  $Ra = 3,9 \cdot 10^8$ . Схема вычислительной области представлена на Рис. 1, теплоизолирующая пластина обозначена серым цветом. В расчетах рассмотрено влияние теплоизолирующих пластин на структуру течения и теплоперенос. Пластины представляют собой вытянутые прямоугольники одинаковой высоты  $h = 0,02$ , но разной длины:  $A = l/L \approx 1/6$  и  $A = 1/2$ . Положение пластины в вычислительной области характеризуется координатами центра масс  $(x_0, y_0)$ .

#### 2.2. Лабораторное моделирование

Экспериментальная модель близка по конструкции к модели, описанной в [3], и представляет собой параллелепипед длиной L, которая варьировалась от 170 до 500 мм, шириной D=100 мм и высотой H=40 мм (рис.2). Вертикальные стенки модели изготовлены из оргстекла, толщиной 10 мм. Горизонтальные границы образованы двумя теплообменниками. В средней части верхнего теплообменника организована тонкая щель для свободного перемещения погруженного теплоизолирующего тела. Температура верхнего и нижнего теплообменника фиксировалась при помощи четырех откалиброванных медь-константановых термопар. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода. Уровень воды превышал уровень верхнего теплообменника приблизительно

на 2 см. Свободно плавающее тело представляет собой диск из плексигласа толщиной 1 мм и диаметром 98 мм. Погружение тела на заданную глубину осуществлялось при помощи тонкого стержня, установленного в центре диска.

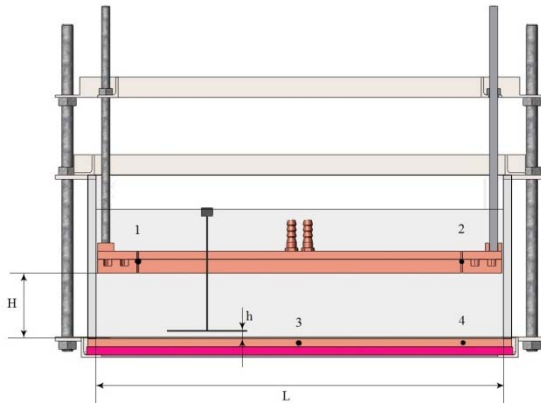


Рис.2. Схема экспериментальной установки со свободно плавающим телом. Термопары (1-4) показаны точками.

Регистрация движений свободно плавающего тела производилась при помощи CCD камеры Bobcat B2020. Восстановление полей скорости в жидкости производилось при помощи системы PIV «Полис».

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

#### 3.1. Неподвижная теплоизолирующая пластина

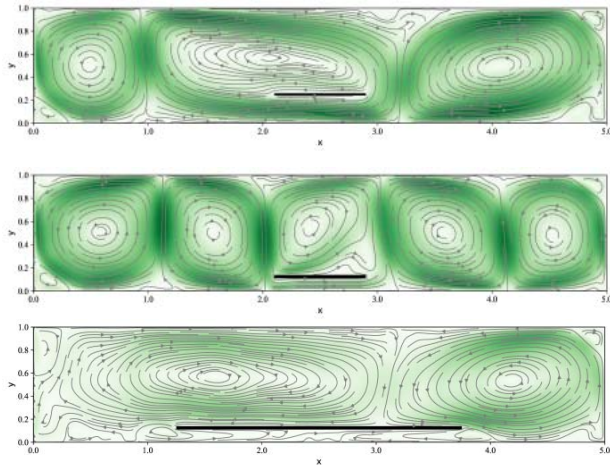


Рис. 3. Структура среднего течения для различных положений теплоизолирующей пластины при  $Ra=3.9 \cdot 10^7$  (расчет).

На первом этапе были проведены исследования влияния неподвижной теплоизолирующей пластины, расположенной в слое жидкости, на формирование течений, величину и распределение конвективного теплопотока. Результаты численных расчетов и экспериментов показали, что даже в случае относительно небольшой пластины, изменение её положения существенно влияет на структуру течений (рис.3,4). При этом, перестройка течения, при наличии теплоизолирующей пластины, не обязательно приводит к сильным изменениям полного

теплопотока, хотя заметно изменяет его пространственное распределение (рис.5). Исключением является расположение пластины вблизи нижней границы ( $y_0=1/8$ ), когда число Нуссельта (отношение полного потока тепла к теплопроводному) уменьшается на 25%, по сравнению с конвекцией Рейле–Бенара без теплоизолирующей пластины.

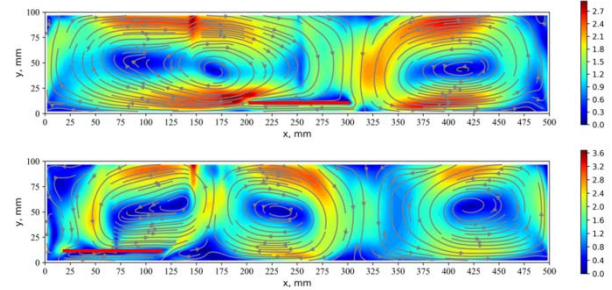


Рис. 4. Структура среднего течения для различных положений теплоизолирующей пластины при  $Ra=3.9 \cdot 10^7$  (эксперимент).

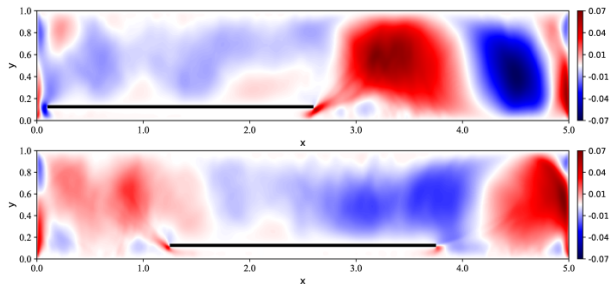


Рис. 5. Распределение конвективного теплового потока  $F_y$  для  $y_0=1/8$  (расчет).

#### 3.2. Свободно плавающая теплоизолирующая пластина

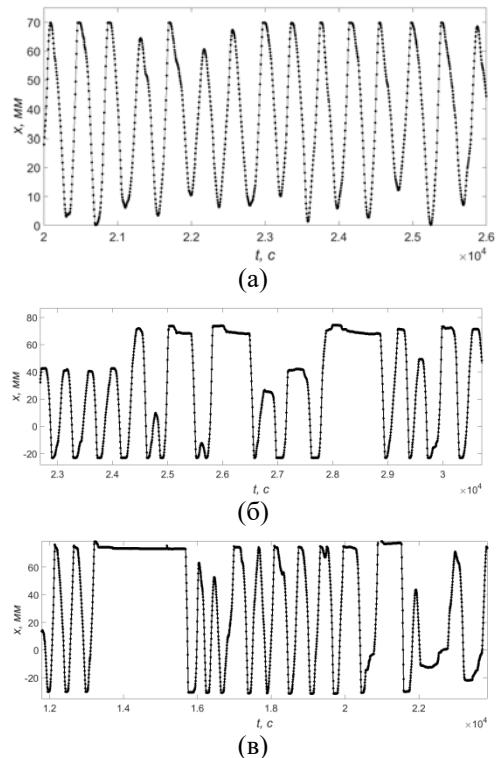


Рис.6. Временная эволюция положения пластины



вдоль слоя (фрагмент), для различных аспектных отношений: (а) –  $\Gamma=4.25$ , (б) –  $\Gamma=5.25$ , (в) –  $\Gamma=5.75$  (эксперимент).

Если положение теплоизолирующей пластины не зафиксировано, то вязкие напряжения, в результате взаимодействия с конвективными течениями, приводят к ее движению. В случае аспектного отношения  $\Gamma=4.25$  (отношение диаметра пластины к длине слоя), близкого к работе [28], где  $\Gamma$  было равно 4.5, наблюдаются периодические перемещения тела вдоль слоя (рис.6,а). С увеличением значения  $\Gamma$  динамика становится более сложной (рис.6, б,в).

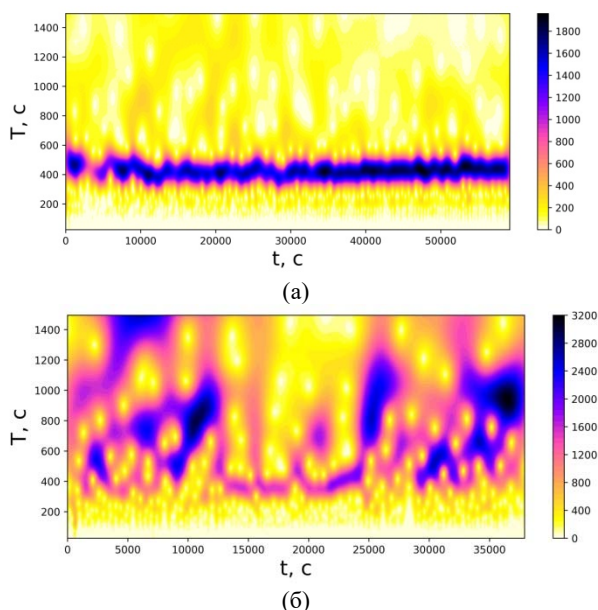


Рис. 7. Вейвлет-спектрограммы вариаций положения пластины для  $\Gamma=4.25$  (а) и  $\Gamma=5.25$  (б).

Характер движения пластины на всем временном интервале можно увидеть при помощи вейвлет-преобразования (рис.7). Хорошо видно, что в случае  $\Gamma=4.25$  есть выделенная частота, что говорит о периодическом характере перестройки течений. С ростом аспектного отношения изменение структуры течений становится более сложным, когда период движений сильно варьируется.

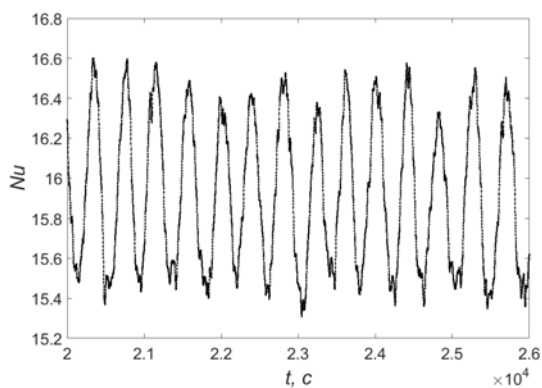


Рис.8. Временная эволюция числа Нуссельта (фраг-

мент) для  $\Gamma=4.25$ .

Движение теплоизолирующей пластины приводит к временным вариациям числа Нуссельта, рассчитанного при помощи термпар 2 и 4 (рис.2). Амплитуда колебаний относительно среднего значения не превышает 5%.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты численного и экспериментального исследования влияния неподвижной и плавающей теплоизолирующей пластины на структуру течений и теплообмен. Показано, что наличие пластины, даже малого размера (по отношению к длине слоя) может существенно влиять на структуру течений. При этом, перестройка течения, при наличии теплоизолирующей пластины, не обязательно приводит к сильным изменениям полного теплопотока, хотя заметно изменяет его пространственное распределение. Исключением является расположение пластины вблизи нижней границы, когда число Нуссельта уменьшается на 25%.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Пермского края в рамках научного проекта № 20-41-596001. Вычисления осуществлены на кластере «Тритон» ИМСС УрО РАН в рамках темы АААА-А19-119012290101-5.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Zhang J., Libchaber A.** Periodic boundary motion in thermal turbulence // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 84. №. 19. P. 4361.
2. **Mao Y., Zhong J. Q., Zhang J.** The dynamics of an insulating plate over a thermally convecting fluid and its implication for continent movement over convective mantle // *J. Fluid Mech.* 2019. Vol. 868. P. 286-315.
3. **Попова Е.Н., Фрик П.Г.** Крупномасштабные течения в турбулентном конвективном слое с погруженным в него подвижным теплоизолятором // *Изв. РАН. МЖГ.* 2003. №. 6. С. 41-47.
4. **Wang F., Huang S.D., Xia K.Q.** Thermal convection with mixed thermal boundary conditions: effects of insulating lids at the top // *J. Fluid Mech.* 2017. Vol. 817. P. R1.
5. **Evgrafova A., Sukhanovskii A.** Specifics of heat flux from localized heater in a cylindrical layer // *Int. J. Heat. Mass. Transfer.* 2019. Vol. 135. P. 761-768.
6. **Vasiliev A., Sukhanovskii A.** Turbulent convection in a cube with mixed thermal boundary conditions: low Rayleigh number regime // *Int. J. Heat. Mass. Transfer.* 2021.
7. **Sukhanovskii A., Vasiliev A.** Physical mechanism of the convective heat flux increasing in case of mixed boundary conditions in Rayleigh-Bénard convection // *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Volume 185, 2022



## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ МНОГОКОМПОНЕНТНОГО МАССОПЕРЕНОСА В ЧЕТЫРЕХКОМПОНЕНТНЫХ ГАЗОВЫХ СИСТЕМАХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Существующие экспериментальные исследования и анализ уравнений Стефана-Максвелла свидетельствуют о том, что в многокомпонентных системах взаимное влияние компонентов друг на друга может приводить к явлениям, не имеющим места в обычной бинарной диффузии [1]. Одной из интересных особенностей многокомпонентной диффузии является диффузионная неустойчивость (аномальная конвекция), обусловленная возникновением конвективных потоков, влияние которых может привести к интенсификации суммарного переноса и синергетическим эффектам, которые необходимо учитывать в технологических процессах.

Для установления причин диффузионной неустойчивости в литературных источниках приводятся решения стационарной системы уравнений трехкомпонентной диффузии. В одном случае указанная задача решена для малой концентрации одного из компонентов [2], а во втором получено решение системы уравнений трехкомпонентной диффузии во всем диапазоне концентраций [3]. Однако решение задачи на устойчивость для газовых систем, состоящих из четырех и более компонентов, в литературе не приводится.

Экспериментальные исследования в четырехкомпонентной газовой смеси [4; 5], когда два компонента имеют близкие теплофизические свойства (например, закись азота и пропан), показали, что в таких системах возникают условия, приводящие к возникновению диффузионной неустойчивости. Теоретическое описание, приведенных в работах [4; 5] данных, возможно в рамках анализа на конвективную устойчивость [6]. При этом остается открытым вопрос о возможности возникновения диффузионной неустойчивости и ее теоретическом описании для случая, когда все компоненты имеют различные теплофизические свойства.

### 2. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ, МОДЕЛИРУЮЩАЯ РЕЖИМЫ МНОГОКОМПОНЕНТНОГО МАССОПЕРЕНОСА В ЧЕТЫРЕХКОМПОНЕНТНЫХ ГАЗОВЫХ СИСТЕМАХ

Массоперенос в многокомпонентных газовых системах моделируется с помощью уравнений Навье – Стокса, а также соотношений, описывающих сохранение массы, импульса и энергии в данной среде. Кроме того, используются уравнения состо-

яния компонентов текучей среды и эмпирические зависимости от температуры для вязкости и теплопроводности компонентов среды. При моделировании конвективных течений в уравнении Навье – Стокса используется усредненное по малому масштабу времени влияние турбулентности на параметры потока, а крупномасштабные временные изменения, осредненных по малому масштабу времени составляющих газодинамических параметров потока, учитываются введением соответствующих производных по времени [7]. В результате уравнения имеют дополнительные члены – напряжения по Рейнольдсу, а для замыкания этой системы уравнений используются уравнения переноса кинетической энергии турбулентности и ее диссипации в рамках  $k - \xi$  модели турбулентности. Эта система уравнений сохранения массы, импульса и энергии нестационарного пространственного течения имеет следующий вид [7]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) + \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + S_i, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho H}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i H}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j (\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + q_i) + \frac{\partial p}{\partial t} - \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \rho \epsilon + S_i u_i, \quad (3)$$

$$H = h + \frac{u^2}{2}, \quad (4)$$

где  $t$  – время;  $u$  – скорость текучей среды;  $\rho$  – плотность текучей среды;  $p$  – давление текучей среды;  $S_i$  – внешние массовые силы, действующие на единичную массу текучей среды, в нашем случае  $S_i = S_i^{gravity}$ , действие гравитации  $S_i^{gravity} = -\rho g_i$ ;  $g_i$  – составляющая гравитационного ускорения в координатном направлении  $x_i$ ;  $\tau_{ij}$  – тензор вязких сдвиговых напряжений;  $\tau_{ij}^R$  – напряжения по Рейнольдсу.

Диффузионный тепловой поток моделируется с помощью уравнения:

$$q_k = - \left( \frac{\mu_l}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_c} \right) c_p \frac{\partial T}{\partial x_k}, \quad (5)$$

где  $\sigma_c = 0,9$ ;  $Pr$  – число Прандтля;  $c_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении;  $T$  – температура текучей среды;  $\mu = \mu_l + \mu_t$ ,  $\mu_l$  – коэффициент динамической вязкости,  $\mu_t$  – коэффициент турбулентной вязкости.

Для многокомпонентных газовых смесей изменение концентраций компонентов смеси в пространстве вследствие диффузии моделируется следующими уравнениями:

$$\frac{\partial \rho y_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k y_i) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( (D_{ij} + D'_{ij}) \frac{\partial y_j}{\partial x_k} \right), \quad (6)$$

где  $y_i$  – концентрация  $i$ -го компонента смеси  $\left( \sum_{i=1}^N y_i = 1 \right)$ ,  $N$  – число компонентов смеси,  $D_{ij}$ ,  $D'_{ij}$  – коэффициенты молекулярной и турбулентной диффузии, которые подчиняются закону Фика, так что  $D_{ij} = D \cdot \delta_{ij}$ ,  $D'_{ij} = \delta_{ij} \cdot \frac{\mu_t}{\sigma}$ , где  $D$  – коэффициент взаимной диффузии,  $\sigma$  – турбулентное число Шмидта.

Система уравнений (1)-(6) решается с помощью программы Flow Simulation, входящей в пакет SolidWorks.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ В ЧЕТЫРЕХКОМПОНЕНТНОЙ ГАЗОВОЙ СИСТЕМЕ

Численные исследования проводились для созданной в SolidWorks виртуальной модели типового двухколбового аппарата, приведенной на рис. 1, для изучения особенностей процессов смешения, диффузионного и конвективного массообмена. Геометрические параметры рассматриваемого плоского канала следующие:  $a = 6 \cdot 10^{-3}$  м,  $b = 30 \cdot 10^{-3}$  м,  $L = 0,165$  м.

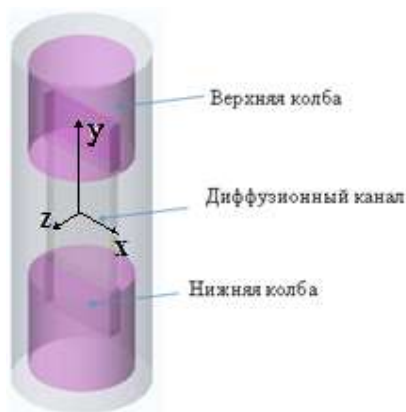


Рис. 1. Виртуальная модель диффузионной ячейки.

Рассмотрим смешение тройной смеси гелия, аргона и углекислого газа в чистый азот. Численное моделирование проводилось при следующих начальных условиях: в верхней части размещалась смесь  $0,36 \text{ He} + 0,33 \text{ Ar} + 0,31 \text{ CO}_2$ , а нижняя колба заполнялась  $\text{N}_2$ ; давление  $p_{\text{абс}} = 0,6 \text{ МПа}$  ( $p_{\text{изб}} = 0,5 \text{ МПа}$ ); время – 180 с.

На рис. 2 представлена обобщенная зависимость интенсивности переноса аргона в квазистационарном режиме смешения с течением времени. Наибольшее изменение концентрации аргона наблюдается в течение 120 с. Дальнейшее увеличение продолжительности численного эксперимента приводит к незначительному изменению концентрации аргона, что соответствует эффекту обогащения смеси тяжелым компонентом [8]. Аналогичное поведение наблюдается и для углекислого газа.

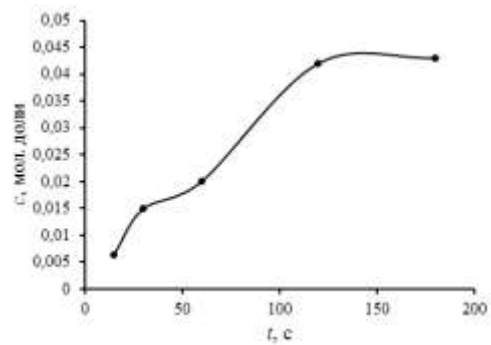


Рис. 2. Зависимость продиффундировавшего количества аргона в азот от времени.

На рисунках 3-6 приведено изменение осредненной по ширине канала концентрации  $\text{CO}_2$  по длине канала, а также эпюры распределения концентраций в диффузионном канале в различные моменты времени. Аналогичное поведение наблюдается и для аргона.

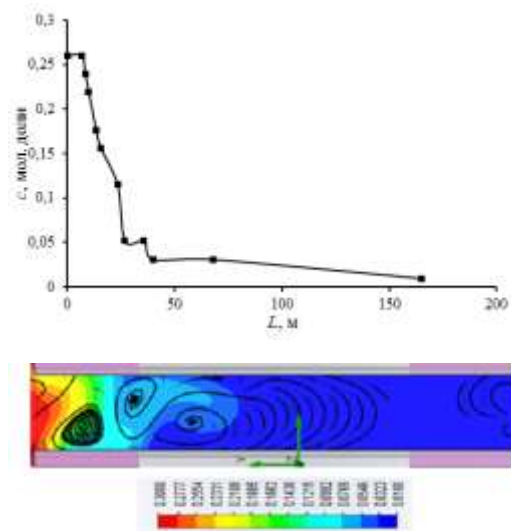


Рис. 3. Распределение концентрации  $\text{CO}_2$  по длине диффузионного канала для  $t = 15$  с.

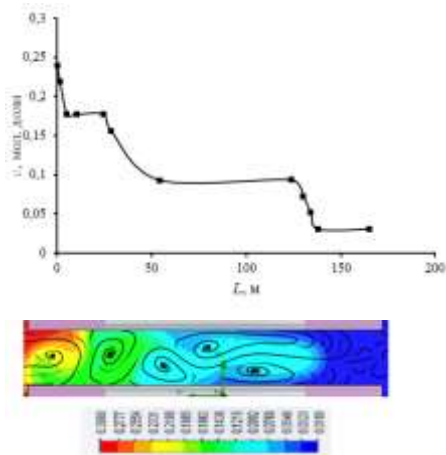


Рис. 4. Распределение концентрации  $\text{CO}_2$  по длине диффузионного канала для  $t = 30$  с.

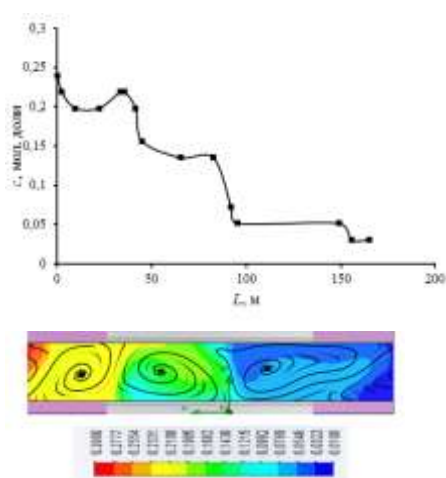


Рис. 5. Распределение концентрации  $\text{CO}_2$  по длине диффузионного канала для  $t = 60$  с.

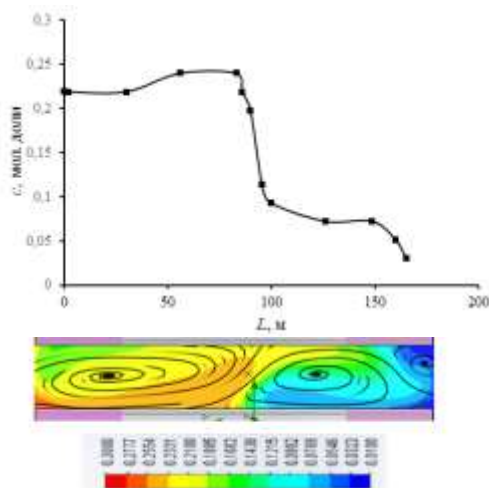


Рис. 6. Распределение концентрации  $\text{CO}_2$  по длине диффузионного канала для  $t = 120$  с.

Анализ полученных результатов позволяет определить следующие особенности конвективного массопереноса, возникающие в четырехкомпо-

нентной газовой смеси:

1 Распределение концентраций тяжелых компонентов в четырехкомпонентной смеси имеет нелинейный характер по длине диффузионного канала, что свидетельствует о возможности возникновения неустойчивости механического равновесия, которое определяет переход от диффузионного режима смешения к конвективному.

2 В первые секунды смешения (до 120 с) наблюдается повышение концентрации компонента с наибольшим молекулярным весом в нижней колбе, что свидетельствует о возникновении аномального разделения компонентов не типичного для диффузии.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование парциального массопереноса компонентов в четырехкомпонентной смеси гелий + аргон + двуокись углерода – азот в различные моменты времени. Расчеты показали, что распределение концентраций тяжелых компонентов в четырехкомпонентной смеси имеет нелинейный характер по длине диффузионного канала.

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета науки Министерства образования и науки Республики Казахстан (проект AP09259248).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дильман В.В., Каширская О.А., Лотхов В.А. Особенности многокомпонентной диффузии // ТОХТ. 2010. Т. 44. № 4. С. 396-400.
2. Селезнев В.Д., Смирнов В.Г. Диффузия трехкомпонентной смеси газов в системе двух колб // ЖТФ. 1981. Т. 51. № 4. С. 975-980.
3. Александров О.Е. Точное решение уравнения диффузии через капилляр для трехкомпонентной смеси // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 11. С. 21-24.
4. Жаврин Ю.И., Красиков С.А., Косов В.Н. Исследование неустойчивого диффузионного процесса в четырехкомпонентной газовой смеси водорода – закиси азота – метана – пропана // Теплофизические свойства холодильных агентов и процессы теплообмена (межвуз. сб. науч. трудов). С.-Петербург: Изд-во СПГАХ и ПТ, 1995. С. 144-147.
5. Асембаева М.К., Молдабекова М.С., Поярко И.В. Исследование неустойчивого диффузионного процесса в четырехкомпонентной газовой смеси гелия – пропана – метана – закиси азота // Известия НАН РК. Серия физ.-мат. 2009. № 6. С. 16-18.
6. Косов В.Н., Федоренко О.В., Асембаева М.К., Мукамеденкызы В. Смена режимов «диффузия – конвекция» в тройных смесях с газом разбавителем // ТОХТ. 2020. Т. 54. № 2. С. 176-184.
7. Алямовский А.А., Собачкин А.А., Одинцов Е.В., Харитонович А.И., Пономарев Н.Б. SolidWorks 2007/2008. Компьютерное моделирование в инженерной практике. С.-Петербург: БХВ-Петербург, 2008. 1040 с.
8. Kossov V., Fedorenko O., Asembaeva M., Mukamedenkyzy V., Moldabekova M. Intensification of the separation of isothermal ternary gas mixtures containing carbon dioxide // Chem. Eng. Technol. 2021. Vol. 44. No. 11. P. 2034-2040.

## ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ ТЕПЛО ВЫДЕЛЯЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ С ПЕРЕМЕННОЙ ВЯЗКОСТЬЮ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ В ПОЛУЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Из большого числа как экспериментальных, так и аналитических данных известно, что переменный характер свойств жидкости может оказывать влияние на гидродинамику и теплоперенос в различных инженерных аппаратах. Зачастую теплоперенос осуществляется за счет свободной конвекции. При этом движущаяся жидкость может генерировать тепловую энергию. В качестве примера можно привести свободную конвекцию, наблюдаемую в химических реакторах или при внутрикорпусной локализации расплава активной зоны ядерного реактора.

Процесс естественной конвекции в условиях наличия внутреннего тепловыделения изучен достаточно хорошо, что подтверждается большим количеством исследований, опубликованных на эту тему. Однако влияние переменного характера свойств среды на процесс переноса теплоты в таких системах изучено недостаточно. Поэтому в данной работе проводится численный анализ естественной конвекции тепло выделяющей жидкости в цилиндрической полости для определения временных зависимостей среднего числа Нуссельта на нижней стенке полости, если вязкость среды и её теплопроводность зависят от температуры.

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается полуцилиндрическая полость с радиусом  $R$ , заполненная тепло выделяющей ньютоновской жидкостью, удельное тепловыделение которой постоянно во времени и не зависит от координат. Верхняя граница рассматриваемой области

1. Уравнение дисперсии вихря:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + \frac{\partial(U\Omega)}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial(V\Omega)}{\partial \varphi} + \frac{U\Omega}{R} = \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \left( \frac{\partial^2(M\Omega)}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial(M\Omega)}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial(M\Omega)}{\partial \varphi^2} \right) + 2\sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \left[ \frac{1}{R} \frac{\partial^2 M}{\partial R^2} \left( V - \frac{\partial U}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{R} \frac{\partial V}{\partial R} \left( \frac{\partial M}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial^2 M}{\partial \varphi^2} \right) + \frac{2}{R} \frac{\partial U}{\partial R} \left( \frac{\partial^2 M}{\partial R \partial \varphi} - \frac{1}{R} \frac{\partial M}{\partial \varphi} \right) \right] + \frac{\partial \theta}{\partial R} \cos \varphi - \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} \frac{\sin \varphi}{R}, \quad (1)$$

где  $\Omega$  – безразмерная завихренность скорости;  $\tau$  – безразмерное время;  $U$  и  $V$  – безразмерные радиальная и трансверсальная скорости;  $R$  и  $\varphi$  – безразмерные полярный радиус и полярный угол;  $\text{Pr}$  и  $\text{Ra}$  – числа Прандтля и Рейля, соответственно;  $M = M(\theta)$  – безразмерная динамическая вязкость жидкости;  $\theta$  – безразмерная температура.

2. Уравнение Пуассона для функции тока:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} = \Omega, \quad (2)$$

принимается адиабатической, в то время как на нижней границе поддерживается постоянная температура  $T_0$ . В начальный момент времени жидкость покоится, и ее температура равна температуре нижней стенки. В гравитационном поле при наличии внутреннего источника тепла в полости развивается свободно-конвективное движение, которое в представленной работе описывается системой уравнений в приближении Буссинеска–Обербека. Конвективные потоки считаются ламинарными и двумерными. При этом полагается, что теплопроводность жидкости и ее вязкость зависят от температуры.

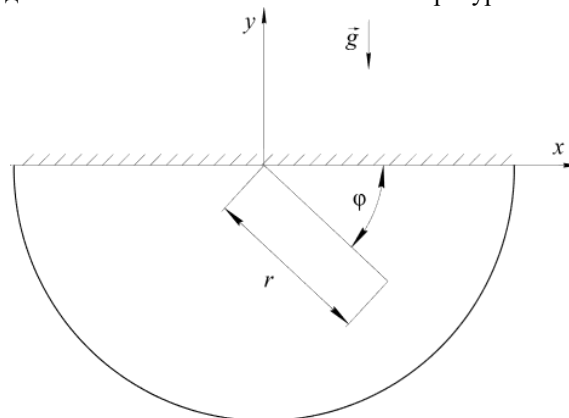


Рис. 1. Исследуемая область

Математическая постановка задачи производится в безразмерном виде в полярных координатах с использованием преобразованных переменных «завихренность – функция тока». Уравнения, определяющие процесс естественной конвекции в полости представлены ниже.

где  $\Psi$  – безразмерная функция тока.

3. Уравнение энергии:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{\partial(U\theta)}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial(V\theta)}{\partial \varphi} + \frac{U\theta}{R} = \frac{1}{\sqrt{\text{Pr Ra}}} \left[ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( R\Lambda \frac{\partial \theta}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \Lambda \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} \right) + 1 \right], \quad (3)$$

где  $\Lambda = \Lambda(\theta)$  – безразмерная теплопроводность жидкости.

В уравнениях, представленных выше, переменные функция тока и завихренность задаются как

$$U = \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi}, \quad V = -\frac{\partial \Psi}{\partial R}, \quad (4)$$

$$\Omega = \frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial \varphi} - \frac{V}{R} \frac{\partial V}{\partial R}. \quad (5)$$

Начальные и граничные условия для уравнений (1) – (3) имеют вид:

$$\begin{aligned} \tau = 0, \quad R \in [0, 1], \quad \varphi \in [0, \pi]; \quad \Psi = \theta = \Omega = 0; \\ R = 0; \quad \Psi = \Omega = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial R} = 0; \\ R = 1; \quad \Psi = \theta = 0, \quad \Omega = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2}; \\ \varphi = 0 \text{ и } \varphi = \pi; \quad \Psi = \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} = 0, \quad \Omega = \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

На основании работ [1, 2] принимаются следующие зависимости безразмерной вязкости и теплопроводности от температуры:

$$M = \exp(-C_1 \theta); \quad (7)$$

$$\Lambda = 1 + C_2 \theta, \quad (8)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  – безразмерные коэффициенты.

### 3. ОПИСАНИЕ ЧИСЛЕННОГО АЛГОРИТМА

Численный алгоритм для решения представленной задачи основан на методе конечных разностей. На каждом временном слое уравнения решаются в определенном порядке. Первым из уравнений в системе (1)–(3) решается уравнение Пуассона для функции тока (2), аппроксимация которого проводится с использованием пятиточечного шаблона “крест”. Получаемая в результате аппроксимации система линейных алгебраических уравнений решается методом последовательной верхней релаксации. После этого определяются значения компонент вектора скорости через аппроксимацию выражений, входящих в уравнение (4), центральными разностями. Далее решается уравнение дисперсии вихря (1), для которого используется локально-одномерная схема Самарского [3], где конвективные слагаемые аппроксимируются схемой с донорными ячейками, а остальные производные – соответствующими центральными разностями. На границе значения завихренности определяются на основе формулы Пирсона [4]. Получаемые таким образом системы линейных алгебраических уравнений решаются методом прогонки. Далее решается

уравнение энергии (3), процедура решения которого аналогична рассмотренной для уравнения дисперсии завихренности (1). Используемые разностные схемы имеют второй порядок точности по пространственным координатам,  $O(\Delta R^2 + \Delta \varphi^2)$  и первый порядок точности по временной переменной,  $O(\Delta \tau)$ .

Расчетный алгоритм был верифицирован посредством решения задачи, рассматриваемой в [5].

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе было проведено численное моделирование естественной конвекции тепловыделяющей жидкости в полуцилиндрической полости с учетом переменной вязкости и теплопроводности в широком диапазоне изменения определяющих параметров.

Были получены временные зависимости среднего числа Нуссельта на нижней стенке. Дополнительно были определены максимальные значения безразмерной функции тока в различные моменты времени.

Для анализа влияния переменного характера вязкости и теплопроводности было проведено сравнение полученных результатов и данных при постоянных свойствах жидкости.

Полученные результаты позволили изучить основные особенности процесса теплообмена, понять поведение интегрального параметра теплообмена во времени и структуру течения в полости с учетом особенностей задачи.

Работа выполнена при поддержке Программы развития Томского политехнического университета (Приоритет-2030).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Yamasaki T., Irvine T. F.** Laminar Free Convection in a Vertical Tube with Temperature-Dependent Viscosity. *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1984. Vol. 27. No. 9. P. 1613–1621.
2. **Ashraf M., Abbas A., Ali A., Shah Z., Alrabaiah H., Bonyah E.** Numerical simulation of the combined effects of thermophoretic motion and variable thermal conductivity on free convection heat transfer. *AIP Advances.* 2020. Vol. 10. No. 8. P. 1613–1621.
3. **Самарский А. А.** Теория разностных схем. М.: Наука, 1977, 656 с.
4. **Pearson C.E.** A computational Method for Viscous Flow Problems // *J. Fluid Mech.* 1965. Vol. 21. No. 4. P. 611–622.
5. **Chudanov V.V., Strizhov V.F.** A Numerical Study on Natural Convection of a Heat Generating Fluid in Rectangular Enclosures // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1994. Vol. 37. No. 18. P. 2969 – 2984.

## ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ИМИТАТОРОВ РАСПЛАВОВ СОЛЕЙ В УСЛОВИЯХ, ПРИМЕНИМЫХ К РЕАКТОРНЫМ УСТАНОВКАМ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Возможность применения расплавленных солей на основе фторидов в качестве рабочего тела в перспективных разработках ядерно-энергетических систем для новой технологической базы России требует решения нескольких ключевых научно-технических проблем. Эти проблемы связаны с разработкой надежных конструкционных материалов и исследованием теплофизических особенностей теплоносителя. Решение последней проблемы, в значительной степени, сдерживалось отсутствием надежных систематизированных данных по физическим и химическим свойствам, специфики процессов теплообмена и технологии эксплуатации перспективных составов расплавов фторидных солей.

Для наработки надежных данных для исследования особенностей поведения расплавленных солей, применимых к условиям эксплуатации реакторных установок нового поколения, задачу предлагается решать численно, достоверность полученных результатов верифицировать экспериментом. Однако, проведение лабораторного эксперимента непосредственно на жидких солях связано с техническими трудностями. Главная из них – высокие температуры плавления «флайба» ( $\text{LiF} \cdot \text{BeF}_2$ ) и «флинака» ( $\text{LiF} \cdot \text{NaF} \cdot \text{KF}$ ), порядка 450 °С. Очевидно, что рабочие температуры в контуре должны быть существенно выше этого уровня, что не даёт возможности применения большинства датчиков. В связи с этой особенностью, исследование может быть проведено при помощи модельного эксперимента, в котором рабочая среда выбирается из соображений схожести основных теплофизических свойств с реальным теплоносителем. Другая возможность изучения теплообмена расплавов солей – это компьютерное моделирование на базе системы осредненных уравнений (RANS), либо прямое численное моделирование (DNS). Работа в этой области ведется коллективом авторов НИУ «МЭИ» – ОИВТ РАН.

### 2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальные исследования проводились на стенде замкнутого типа РК-3, который входит

перечень Уникальных Научных Установок России. Более подробно с конструкцией установки и её последующей модернизацией под различные задачи экспериментального исследования можно ознакомиться в работах [1,2].

Для исследования полей осредненной температуры и статистических характеристик температурных пульсаций была разработана специальная методика зондовых измерений. Особые требования при температурных измерениях в жидкостях с числами  $\text{Pr} > 1$  предъявляются, как к размерам датчика, так и к точности фиксирования его положения в потоке. Во-первых, постоянная времени датчика должна быть достаточно мала, чтобы регистрировать пульсации температуры во всем диапазоне частот. Во-вторых, для получения надежных данных в пристенной области соответствующий поперечный размер датчика должен быть по крайней мере на порядок меньше толщины вязкого подслоя.

Для определения момента касания датчиком стенки использовался метод, основанный на измерении профилей осредненной температуры  $t$  вблизи стенки в движущемся потоке гидроксида калия. Касанию стенки соответствует излом на температурном профиле. Разработанная методика позволяет проводить измерения в любом сечении по длине, в том числе в пристенной области на расстояниях от стенки  $y^+ < 1$ . Погрешности, измеренных в экспериментах величин составили: коэффициентов теплоотдачи – 6%, профилей осредненной температуры – 3–7%, статистических характеристик – 10%.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ДЛЯ КРУГЛЫХ ТРУБ

В ходе работы было проведено экспериментальное исследование особенностей гидродинамики и теплообмена при смешанной конвекции имитаторов расплава солей в условиях однородного обогрева ( $\text{Gr} = 2,7 \cdot 10^6 - 3,9 \cdot 10^7$ ) под воздействием сильного поперечного магнитного поля ( $\text{Ha} = 17$ ) в вертикальных и горизонтальных трубах при режимных параметрах, соответствующим переходным режимам ( $\text{Re} = 3000 - 7000$ ) и развитой турбулентности ( $\text{Re} = 10000 - 14000$ ). В качестве модельного теплоносителя использовался 30- процентный водный раствор КОН. Особый интерес представляет изучение специфики совместного влияния тер-



могравитационной конвекции и магнитного поля.

В переходных режимах течения ( $Re=5000$ ) расплавленной соли в вертикальном положении трубы при отсутствии магнитного поля наблюдается осевая симметрия поля температуры и поля пульсаций температуры, значительные локальные перегревы отсутствуют. Значения пульсаций температуры несущественны, что объясняется низким тепловым потоком ( $q=40\text{кВт/м}^2$ ). Под влиянием магнитного поля ( $Ha=17$ ) картина течения практически не изменяется. По-прежнему, сохраняется осевая симметрия температурного поля и поля интенсивности пульсаций температуры. Наблюдается некоторое увеличение интенсивности пульсаций в пристеночной области. Полученные данные хорошо соотносятся с теоретическими представлениями и численным моделированием. При больших числах Рейнольдса ( $Re=14000$ ) температурные пульсации подавляются под действием магнитного поля. Кроме того, интересная картина течения была обнаружена вблизи ламинарно-турбулентного перехода ( $Re=3000-5000$ ), которая выражалась в появлении периодических пиков температурных пульсаций, частично подавляемых магнитным полем.

В горизонтальной трубе течение характеризуется образованием вторичных турбулентных вихрей, вызванными силами плавучести в условиях вынужденной конвекции ( $Re=5000-7000$ ). Вторичные токи образуют два продольных вихря в направлении движения жидкости, нарушая осевую симметрию температурных полей, что приводит к образованию точек локального перегрева вблизи стенки. Влияние магнитного поля ( $Ha=17$ ) в данной конфигурации приводит к подавлению основного потока и вторичных продольных вихрей и восстановлению симметричной картины температурных полей. Однако, поля интенсивности температурных пульсаций несколько ассиметричны.

В результате исследований, проводимых для горизонтальных круглых труб в условиях однородного обогрева ( $Gr=5,4\cdot 10^6-3,7\cdot 10^7$ ), были обнаружены режимы, в которых воздействие поперечного магнитного поля, доступного в эксперименте ( $2,7\text{Тл}$ ) приводит к качественным и количественным изменениям в профилях безразмерной температуры. Данный результат наблюдается при числах  $Ri$ . ( $0,1 < Ri < 1$ ). В этом случае силы плавучести оказываются преобладающими над электромагнитными, но всё же достаточными для возникновения вторичных течений. Обнаруженные режимы смешанной конвекции удобны для верификации численных моделей. При этом изменений в пульсационных характеристиках или КТО – которые наблюдались в вертикальных каналах [1,2] не обнаружено.

#### **4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ДЛЯ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ КАНАЛОВ**

Дальнейшее исследование проводилось в области развитой турбулентности ( $Re=12000-11000$ ), а также в переходных режимах ( $Re=8000$ ) с задан-

ым тепловым потоком на обогреваемой стенке ( $Gr=1,7\cdot 10^9 - 1,0\cdot 10^{10}$ ) при горизонтальном положении прямоугольного канала под воздействием магнитного поля ( $Ha=30$ ). Экспериментальное исследование горизонтального канала в условиях неоднородного обогрева и компланарного магнитного поля показало отсутствие значительного влияния магнитного поля на коэффициенты теплоотдачи и пульсационные характеристики. Однако, качественно полученные зависимости совпадают с прогнозируемыми результатами. Характерного расслоения и преобладающего влияния сил плавучести над электромагнитными также обнаружено не было при числах  $10 < Ri < 150$  [3].

Вторичные вихревые структуры обладают неустойчивостью в каналах прямоугольной геометрии. С целью верификации данных выводов, было проведено исследование в вертикальном канале с односторонним обогревом ( $Gr=1,7\cdot 10^9-1,1\cdot 10^{10}$ ) и компланарным магнитным полем ( $Ha=15-30$ ) при переходных режимах течения ( $Re=8000$ ) и развитой турбулентности ( $Re=12000$ ). При данных режимных параметрах, течение теплоносителя считается устойчивым, при этом повторной турбулизации потока не происходит. Полученные результаты качественно согласуются с численным экспериментом.

#### **5. ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕМНОГО ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ**

В рамках данной работы был рассмотрен ряд численных и экспериментальных исследований особенностей теплообмена в условиях естественной конвекции под действием массовых сил различной природы. В качестве модельной жидкости рассматривались водные растворы КОН с массовой концентрацией в 3,4, 20 и 30 процентов. Также был проведен ряд опытов по подбору альтернативных жидкостей со схожими теплофизическими свойствами к реальным теплоносителям. В рамках работы сделан анализ существующей литературы, подтверждающий актуальность дальнейших исследований. Для изучения поведения естественной конвекции был создан экспериментальный стенд, состоящий из тестовой ячейки и медных платин, пропускание тока через которые моделируют объемное тепловыделение. Максимальная тепловая нагрузка, реализуемая в эксперименте, составила  $800\text{кВт/м}^3$ . В ходе работы была выявлена сильная зависимость электропроводности от температуры (Рис.1), что может привести к неоднородности тепловыделения и соответственно получению сложной картины неудобной для дальнейшей интерпретации.

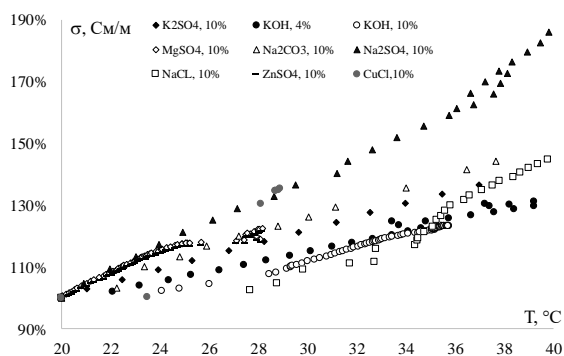


Рис. 1. Зависимость электропроводности от температуры для рассмотренных альтернативных модельных теплоносителей

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках работы, была проделано обширное экспериментальное исследование особенностей теплогидравлики расплавленных солей в условиях, применимых к реакторным установкам нового поколения. На основе результатов численного моделирования, была проведена оценка достижимости в рамках экспериментального исследования границы начала влияния термогравитационной конвекции на поток теплоносителя в вертикальных каналах под действием поперечного магнитного поля. Полученные результаты качественно и количественно совпали с теоретическими зависимостями [4] и численным моделированием [5].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Belyaev I.A et al.** Experimental study of molten salt mixed convection in a pipe affected by transverse magnetic field // MHD, 2019, 55(1/2), pp. 241-250
2. **Belyaev I.A et al.** Heat transfer in the mixed convection of the molten salt in the presence of magnetic fields. TRNL, 2019, 45(5), pp. 499-502
3. **Белавина Е.А. и др.** Исследование теплогидравлики имитатора расплава соли при течении в канале в условиях неоднородного обогрева // ВАНТ ЯРК, 2021, 4, с.82-97
4. **Теплообмен** в ядерных энергетических установках. Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А., Учебное пособие для вузов/ Под ред. Б. С. Петухова. - М.: Атомиздат, 1974. - 408 с.
5. **Belavina E.A. et al.** Heat transfer in mixed convection of molten salt in the presence of magnetic fields. ISO4, 2018, 1133(1), 012034

## СВОБОДНАЯ КОНВЕКЦИЯ, ИНДУЦИРОВАННАЯ ВНУТРЕННИМ ТЕПЛОЫДЕЛЕНИЕМ В ТРЕХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ ВОЗДУХ–ПОРИСТАЯ СРЕДА–ВОЗДУХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В работе уделяется внимание свободной тепловой конвекции, индуцированной за счет внутреннего тепловыделения в трехслойной системе «воздух – пористая среда – воздух» в поле силы тяжести. Учитывается зависимость мощности тепловыделения в пористой среде от объемной доли твердой фазы. Такая конвекция в литературе получила название «проникающей» (penetrative convection) [1]. Она возникает на фоне квадратичного равновесного профиля температуры при условии постоянства объемной мощности тепловыделения. Течение зарождается в верхней неустойчиво стратифицированной области и в дальнейшем проникает в нижнюю область рабочей полости, где жидкость (газ) была первоначально устойчиво стратифицирована. В случае обычной конвекции Рэлея-Бенара, формирующейся на фоне линейного равновесного профиля при наличии внешнего перепада температуры, неустойчиво стратифицированная область занимает всю рабочую полость [2, 3].

Особенностью как внутренней, так и внешней конвекции в системах чередующихся слоев жидкости (газа) и насыщенной пористой среды является наличие двух типов конвективной неустойчивости механического равновесия [4–6]. Первая из них – крупномасштабная длинноволновая неустойчивость, которая развивается в пределах всей системы [7, 8]. Вторая – локальная коротковолновая неустойчивость, при которой течение охватывает только слой жидкости (газа). В работе мы подробно изучаем эти два вида конвективной неустойчивости и их конкуренцию при изменении относительной толщины нижнего (верхнего) воздушного слоя, дополнительно учитывая линейную зависимость мощности тепловыделения в пористом слое от объемной доли твердой фазы.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исследуется пороговое возбуждение конвективного валикового течения в трехслойной системе, изображенной на рис. 1. Она состоит из тепловыделяющего пористого слоя, окруженного снизу и сверху слоями воздуха в поле силы тяжести. На внешних твердых границах системы задаются одинаковые температуры. Мощность внутреннего тепловыделения  $Q$  в пористом слое линейно зависит от объемной доли твердой фазы:  $Q = \phi Q_s$ , где

$Q_s$  – объемная мощность тепловыделения в твердой матрице слоя.

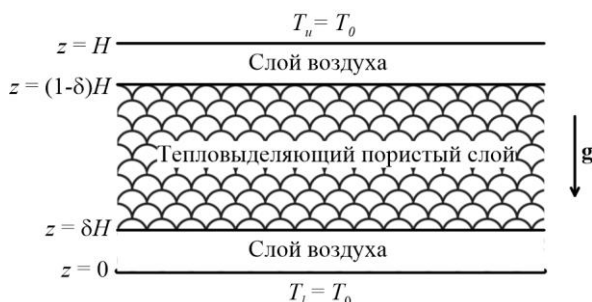


Рис. 1. Конфигурация трехслойной воздушно-пористой системы в поле силы тяжести.

Уравнения конвекции записываются в приближении Буссинеска при малых дозвуковых скоростях течения в нижнем слое воздуха:

$$\frac{\partial \mathbf{V}_a^l}{\partial t} + (\mathbf{V}_a^l \nabla) \mathbf{V}_a^l = \nu \Delta \mathbf{V}_a^l - \frac{\nabla P_a^l}{\rho_0} + g\beta(T_a^l - T_0)\gamma, \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_a^l}{\partial t} + (\mathbf{V}_a^l \nabla) T_a^l = \chi_a \Delta T_a^l, \quad \text{div} \mathbf{V}_a^l = 0, \quad (2)$$

в пористом слое:

$$0 = -\frac{\nu}{K} \mathbf{V}_p - \frac{\nabla P_p}{\rho_0} + g\beta(T_p - T_0)\gamma, \quad (3)$$

$$b \frac{\partial T_p}{\partial t} + (\mathbf{V}_p \nabla) T_p = \chi_{eff} \Delta T_p + \frac{\phi Q_s}{(\rho_0 C)_a}, \quad \text{div} \mathbf{V}_p = 0, \quad (4)$$

в верхнем слое воздуха:

$$\frac{\partial \mathbf{V}_a^u}{\partial t} + (\mathbf{V}_a^u \nabla) \mathbf{V}_a^u = \nu \Delta \mathbf{V}_a^u - \frac{\nabla P_a^u}{\rho_0} + g\beta(T_a^u - T_0)\gamma, \quad (5)$$

$$\frac{\partial T_a^u}{\partial t} + (\mathbf{V}_a^u \nabla) T_a^u = \chi_a \Delta T_a^u, \quad \text{div} \mathbf{V}_a^u = 0, \quad (6)$$

с граничными условиями:

$$z = 0: T_a^l = T_0, \quad \mathbf{V}_a^l = 0, \quad (7)$$

$$z = \delta H: V_{az}^l = V_{pz}, \quad V_{ax}^l = 0,$$

$$-P_a^l + 2(\rho_0 \nu) \nabla_z V_{az}^l = -P_p, \quad (8)$$

$$T_a^l = T_p, \quad \kappa_a \nabla_z T_a^l = \kappa_p \nabla_z T_p,$$

$$z = (1 - \delta)H : V_{az}^u = V_{pz}^u, V_{ax}^u = 0, \\ -P_a^u + 2(\rho_0 \nu) \nabla_z V_{az}^u = -P_p, \quad (9)$$

$$T_a^u = T_p, \kappa_a \nabla_z T_a^u = \kappa_p \nabla_z T_p,$$

$$z = H : T_a^u = T_0, \mathbf{V}_a^u = 0. \quad (10)$$

Система уравнений (1)–(6) с граничными условиями (7)–(10) допускает равновесное решение, при котором воздух неподвижен, а профиль является линейной функцией вертикальной координаты  $z$  в обоих слоях воздуха и квадратичной функцией  $z$  в пористом слое:

$$\Theta_a^l(z) = \Theta_i z / (\delta H), \quad (11)$$

$$\Theta_p(z) = \Theta_i - \phi \left( z^2 / H^2 - \delta^2 \right) + \phi (z/H - \delta), \quad (12)$$

$$\Theta_a^u(z) = -\Theta_i (z/H - 1) / \delta, \quad (13)$$

где  $\Theta_i = \delta \phi (1 - 2\delta) \kappa_p / \kappa_a$  – безразмерная температура на каждой из границ раздела воздух – пористая среда, а размерная температура  $T$  заменена на

$$\Theta = (T - T_0) / \left[ \frac{Q_s H^2}{2(\rho_0 C)_a \chi_{eff}} \right].$$

Решение (11)–(13) исследуется на устойчивость относительно малых нормальных возмущений с волновым числом  $k$ , периодических вдоль горизонтали. Краевая задача для возмущений численно моделируется на основе метода построения фундаментальной системы решений.

### 3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Численно определено значение критерия подобия – внутреннего числа Рэлея-Дарси

$$Ra_I = \phi g \beta Q_s K H^3 / \left( 2(\rho_0 C)_a \nu \chi_{eff}^2 \right)$$

при изменении управляющих параметров задачи [3]. На рис. 2 изображены нейтральные кривые  $Ra_I(k)$  устойчивости равновесия при  $\phi = 0,6$  и различных значениях параметра  $\delta$ . Минимум каждой из этих кривых соответствует порогу возбуждения валиковой конвекции с заданным волновым числом. Выше кривой расположена область неустойчивости равновесия, ниже кривой – область устойчивости.

Из рис. 2 видно, что пороговое внутреннее число Рэлея-Дарси уменьшается с ростом относительной толщины нижнего (верхнего) воздушного слоя. Таким образом, добавление слоев воздуха дестабилизирует равновесие в системе.

При  $\delta = 0$  получается пороговое число  $Ra_{I*} = 235.69$ , что соответствует данным предшествующих работ в предельном случае отдельно расположенного пористого слоя с внутренним источником тепла [3]. Возникает крупномасштабная конвекция с малым волновым числом  $k_* \approx 5$ . При достаточно большой толщине нижнего (верхнего) слоя воздуха  $\delta = 0,15$  наиболее опасными становят-

ся коротковолновые возмущения с большим волновым числом  $k_* \approx 20$ . Происходит локализация конвективного течения в пределах верхнего неустойчиво стратифицированного слоя воздуха.

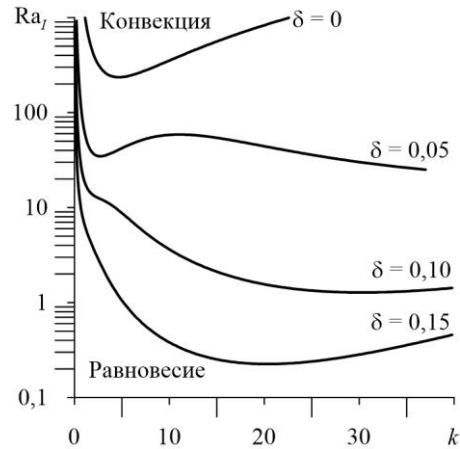


Рис. 2. Нейтральные кривые устойчивости механического равновесия воздуха при объемной доле твердой фазы  $\phi = 0,6$  и различных значениях относительной толщины нижнего (верхнего) воздушного слоя  $\delta$ .

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-71-10045, <https://rscf.ru/project/21-71-10045/>.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Carr M. Penetrative convection in a superposed porous-medium-fluid layer via internal heating // Journal of Fluid Mechanics. 2004. Vol. 509. P. 305–329.
2. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
3. Nield D.A., Bejan A. Convection in Porous Media. Switzerland: Springer International Publishing, 2017. 988 p.
4. Kolchanova E.A., Lyubimov D.V., Lyubimova T.P. The onset and nonlinear regimes of convection in a two-layer system of fluid and porous medium saturated by the fluid // Transport in Porous Media. 2013. Vol. 97, No 1. P. 25–42.
5. Lyubimova T.P., Muratov I.D. Interaction of the longwave and finite-wavelength instability modes of convection in a horizontal fluid layer confined between two fluid-saturated porous layers // Fluids. 2017. Vol. 2, No 39.
6. Shalbf S., Noghrehabadi A., Assari M.R., Dezfuli A.D. Linear stability of natural convection in a multilayer system of fluid and porous layers with internal heat sources // Acta Mechanica. 2013. Vol. 224. P. 1103–1114.
7. Kulacki F., Ramchandani R. Hydrodynamic instability in a porous layer saturated with a heat generating fluid // Wärme und Stoffübertragung-Thermo and Fluid Dynamics. 1975. Vol. 8. P. 179–185.
8. Kuznetsov A.V., Nield D.A. The effect of strong heterogeneity on the onset of convection induced by internal heating in a porous medium: A layered model // Transport in Porous Media. 2013. Vol. 99. P. 85–100.

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛОПЕРНОСА В ПУСТОТЕЛОМ КИРПИЧНОМ БЛОКЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На протяжении последних десятилетий человечество стремится повысить уровень энергоэффективности зданий с целью существенной экономии энергоресурсов. В связи с этим в строительстве целесообразно использовать материалы, доказавшие свою эффективность экспериментально и в результате численного моделирования. Пустотелый кирпич (экологически чистый строительный материал) широко используется в строительстве зданий благодаря его высокой термостойкости. Воздух внутри кирпича имеет низкий коэффициент теплопроводности. Изучение процессов естественной конвекции внутри пустотелого кирпичного блока позволяет управлять вопросами теплопередачи через стены зданий и сооружений. Лучистый теплообмен между внутренними поверхностями кирпича также влияет на процессы теплообмена.

За последнее десятилетие вышло несколько исследований по изучению процессов теплообмена в пустотелых строительных материалах [1–3]. В работе [4] проведено численное исследование конвективного теплопереноса в пустотелых кирпичных блоках различной геометрии (рассмотрено 3 типа), которые в основном используются при возведении стен в марокканских зданиях. В результате численных экспериментов определен наиболее эффективный тип пустотелых кирпичей, позволяющий значительно повысить энергоэффективность и обеспечить адекватный тепловой комфорт в марокканских зданиях.

Стоит отметить, что большинство работ, посвященных моделированию процессов теплообмена в пустотелых строительных блоках, проводятся в ламинарной постановке (вследствие малых размеров воздушных полостей). Однако, если размер полостей, заполненных воздухом, составляет порядка 20 см, то внутри блоков наблюдаются переходные режимы течения, которые целесообразно моделировать в турбулентном приближении.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Область решения представлена на рис. 1. На правой и левой стенках кирпича рассматриваются граничные условия первого рода. Горизонтальные наружные поверхности теплоизолированы. Внутри кирпичных полостей находится воздух, который считается вязкой ньютоновской жидкостью, удовлетворяющей приближению Буссинеска. Теплообмен считаем двумерным и турбулентным. Для переноса тепла излучением используются следующие

допущения: среда внутри воздушных полостей диатермическая, внутренние поверхности твердых стенок излучают диффузно.

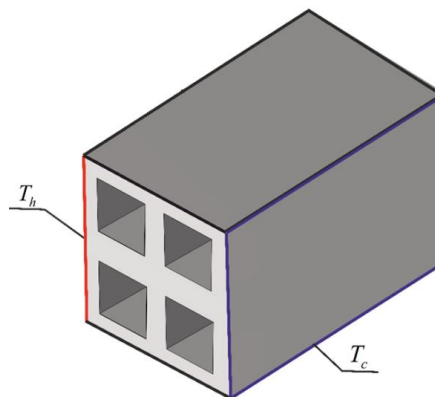


Рис. 1 Рассматриваемая область

Теплообмен излучением моделируется на основе приближения поверхностного излучения [5, 6]. В качестве модели турбулентности используется  $k-\varepsilon$  модель.

Уравнения переноса массы, энергии и импульса в естественных переменных «скорость – давление» формулируются в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left[ (v + v_t) \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left[ (v + v_t) \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right], \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ (v + v_t) \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \\ + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left[ (v + v_t) \frac{\partial v}{\partial y} \right] + g\beta\Delta T, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \left( a_{air} + \frac{v_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \left( a_{air} + \frac{v_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial y} \right], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \left( v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \left( v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + P_k + G_k - \varepsilon, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \left( v + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \left( v + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right] + (c_{1\varepsilon} (P_k + c_{3\varepsilon} G_k) - c_{2\varepsilon} \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a_w \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right). \quad (7)$$

Здесь  $x, y$  – физические координаты;  $t$  – время;  $T$  – температура;  $u, v$  – составляющие скорости в проекции на оси  $x, y$ , соответственно;  $k$  – кинетическая энергия турбулентности;  $\varepsilon$  – скорость диссипации кинетической энергии турбулентности;  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости;  $a_w$  – коэффициент теплопроводности материала твердой стенки;  $a_{air}$  – коэффициент теплопроводности воздуха;  $\nu_t$  – коэффициент турбулентной вязкости;  $Pr_t$  – турбулентное число Прандтля;  $a_t$  – коэффициент турбулентной теплопроводности;  $c_p$  – удельная теплоемкость;  $g$  – ускорение свободного падения;  $\beta$  – температурный коэффициент объемного расширения.

Задача решена в безразмерном виде. Эмпирические константы для модели турбулентности, граничные и начальные условия, а также метод решения можно найти в работе [7]. С целью более детального исследования профилей скорости и температуры вблизи ограждающих твердых стенок была введена неравномерная разностная сетка с использованием специального алгебраического преобразования координат [7]. Разработанный метод решения был протестирован на ряде модельных задач конвективного теплопереноса.

В результате проведенных исследований получены распределения как локальных (поля скорости и температуры), так и интегральных (средние радиационное и конвективное числа Нуссельта) характеристик. Поле температуры при  $Ra = 0.5 \cdot 10^8$  и  $Pr = 0.7$  показано на рис. 2. В центральной части каждой из полостей наблюдается термическая стратификация вследствие дифференциального нагрева (охлаждения) боковых областей пустотелого кирпича. Вдоль внутренних вертикальных стенок формируется тепловой пограничный слой. Следует отметить, что средняя температура в левой верхней полости выше, чем в левой нижней. В первую очередь это связано с механизмами естественной конвекции и теплопроводности вследствие передачи энергии от нижней полости к верхней.

В результате проведенных численных экспериментов установлено, что такой параметр как степень черноты внутренних поверхностей позволяет существенным образом влиять на термогидродинамические характеристики в пустотелом блоке.

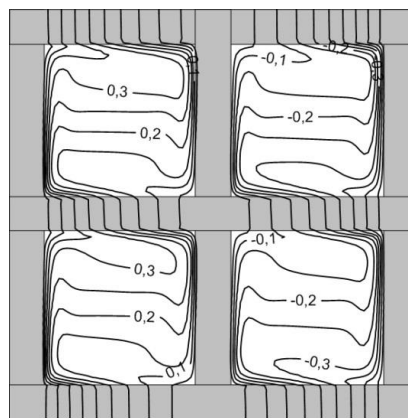


Рис. 2 Изотермы  $\Theta$  при  $Ra = 0.5 \cdot 10^8$  и  $Pr = 0.7$

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено математическое моделирование конвективно-радиационного теплообмена в пустотелом блоке. В результате проведенных исследований установлены распределения изолиний функции тока, температуры, кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации при различных значениях теплофизических характеристик. Показано характерное снижение интенсивности конвективного теплообмена с увеличением степени черноты внутренних поверхностей твердых стенок.

Исследование выполнено при поддержке Программы развития Томского государственного университета (Приоритет-2030)

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alhazmy M.M. Internal baffles to reduce the natural convection in the voids of hollow blocks // *Building Simulation*. 2010. N. 3. P. 125–137.
2. Boukendil M., Abdelbaki A., Zrikem Z. Numerical simulation of coupled heat transfer through double hollow brick walls: Effects of mortar joint thickness and emissivity // *Applied Thermal Engineering*. 2017. N. 125. P. 1228–1238.
3. Boukendil M., Abdelbaki A., Zrikem Z. Detailed numerical simulation of coupled heat transfer by conduction, natural convection and radiation through double honeycomb walls // *Building Simulation*. 2012. N. 5. P. 337–344.
4. Jamal B., Boukendil M., El Moutaouakil L., Abdelbaki A., Zrikem Z. Thermal analysis of hollow clay bricks submitted to a sinusoidal heating // *Materials Today: Proceedings*. 2021. N. 45. P. 7399–7403.
5. Sheremet M.A., Miroshnichenko I.V. Numerical study of turbulent natural convection in a cube having finite thickness heat-conducting walls // *Heat Mass Transfer*. 2015. N. 51. P. 1559–1569.
6. Мартюшев С.Г., Мирошниченко И.В., Шеремет М.А. Влияние геометрического параметра на режимы естественной конвекции и теплового поверхностного излучения в замкнутом параллелепипеде // *Инженерно-физический журнал*. 2015. Vol. 88, № 6. P. 1468–1475.
7. Miroshnichenko I.V., Sheremet M.A., Gibanov N.S. Numerical Analysis of Heat Transfer through Hollow Brick Using Finite-Difference Method // *Axioms*. 2022. N. 11, 37.



## АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ ИСТОЧНИКА ОБЪЕМНОГО ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ В ЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ, ЗАПОЛНЕННОЙ ПСЕВДОПЛАСТИЧНОЙ НАНОЖИДКОСТЬЮ, НА ИНТЕНСИВНОСТЬ СВОБОДНОКОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛО ПЕРЕНОСА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Смесь наночастиц с базовой средой называют нано жидкостью. Наночастицы обычно представляют собой металлы, карбиды, оксиды, углеродные нанотрубки. В качестве базовой среды чаще всего используют масло, воду или этиленгликоль. В последние годы нано жидкости стали важной частью промышленного использования. При включении наночастиц в базовую среду теплопроводность и вязкость такой суспензии повышаются. Эта специфическая черта нано жидкости расширила ее использование в различных инженерных приложениях, таких как повышение эффективности полимерных цепных реакций, радиаторы, системы охлаждения, рефрижераторы и т. д. [1]. Повышение теплопроводности рабочего тела может способствовать интенсификации свободноконвективного теплопереноса.

На протяжении многих лет естественно-конвективные потоки рассматривались в связи с их практической важностью и приложениями в различных областях науки и техники, в частности, при проектировании теплообменников, охлаждении электронного оборудования, аккумулировании солнечной энергии, охлаждении ядерных реакторов и т. д. [2]. В связи с этим пристальное внимание ученых и исследователей уделено естественно-конвективному теплообмену нано жидкостей в различных областях.

Целью данного исследования является математическое моделирование свободноконвективного теплопереноса псевдопластичной нано жидкости в замкнутой квадратной полости при наличии теплопроводной подложки и источника постоянного объемного тепловыделения.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Псевдопластичная нано жидкость, состоящая из смеси карбоксилметилцеллюлозы с водой, с добавлением наночастиц оксида меди, заполняет квадратную замкнутую область (Рис. 1). На нижней стенке расположена теплопроводная подложка с высотой  $h$ , на которой находится источник постоянного объемного тепловыделения  $Q$ . Стенки по периметру подложки теплоизолированы, остальные границы поддерживаются при постоянной низкой температуре  $T_c$ . Расстояние от левой стенки полости до левой границы источника –  $d$ , угол наклона полости –  $\alpha$ .

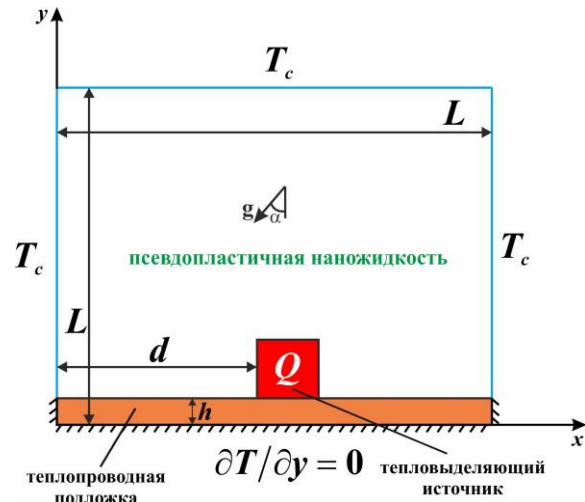


Рис. 1. Область решения

Дифференциальные уравнения, описывающие процесс нестационарного конвективного теплопереноса в приближении Обербека–Буссинеска в преобразованных безразмерных переменных «функция тока–завихренность», имеют следующий вид:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = -\Omega \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \frac{\partial \Omega}{\partial X} - \frac{\partial \Psi}{\partial X} \frac{\partial \Omega}{\partial Y} =$$

$$= H_1(\phi) \left( \frac{Ra}{Pr} \right)^{\frac{n-2}{2}} \left[ \nabla^2 (\bar{M}\Omega) + S_\Omega \right] + \quad (2)$$

$$+ H_2(\phi) \left[ \frac{\partial \Theta}{\partial X} \cos(\alpha) - \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \sin(\alpha) \right]$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \frac{\partial \Theta}{\partial X} - \frac{\partial \Psi}{\partial X} \frac{\partial \Theta}{\partial Y} =$$

$$= \frac{H_3(\phi)}{\sqrt{Ra \cdot Pr}} \left[ \frac{\partial}{\partial X} \left( \frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{bf}} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left( \frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{bf}} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \right) \right] \quad (3)$$

Уравнения теплопроводности для источника энергии и теплопроводной подложки:

$$\frac{\partial \Theta_{hs}}{\partial \tau} = \frac{\alpha_{hs}/\alpha_{bf}}{\sqrt{Ra \cdot Pr}} \left( \frac{\partial^2 \Theta_{hs}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_{hs}}{\partial Y^2} + 1 \right) \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Theta_w}{\partial \tau} = \frac{\alpha_w/\alpha_{bf}}{\sqrt{Ra \cdot Pr}} \left( \frac{\partial^2 \Theta_w}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_w}{\partial Y^2} \right) \quad (5)$$

Вспомогательные функции:

$$\bar{M} = \left[ 4 \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X \partial Y} \right)^2 + \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} \right)^2 \right]^{\frac{n-1}{2}},$$

$$S_{\Omega} = 2 \left[ \frac{\partial^2 \bar{M}}{\partial X^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \bar{M}}{\partial Y^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} - 2 \frac{\partial^2 \bar{M}}{\partial X \partial Y} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X \partial Y} \right],$$

$$H_1(\phi) = \frac{\mu_{nf} \rho_{bf}}{\mu_{bf} \rho_{nf}} = \frac{\mu_{nf} / \mu_{bf}}{(1 - \phi + \phi \rho_p / \rho_{bf})},$$

$$H_2(\phi) = \frac{(\rho\beta)_{nf} \rho_{bf}}{(\rho\beta)_{bf} \rho_{nf}} = \frac{1 - \phi + \phi(\rho\beta)_p / (\rho\beta)_{bf}}{1 - \phi + \phi \rho_p / \rho_{bf}},$$

$$H_3(\phi) = \frac{(\rho c)_{bf}}{(\rho c)_{nf}} = \frac{1}{1 - \phi + \phi(\rho c)_p / (\rho c)_{bf}}.$$

Псевдопластичный характер течения жидкости описывается степенным законом Оствальда-де-Вилля [3]:

$$\tau_{ij} = 2\mu_{nf} D_{ij} \quad (6)$$

Эффективный коэффициент вязкости наножидкости вычисляется с помощью соотношения [4]:

$$\frac{\mu_{nf}}{\mu_{bf}} = (1 + 2,5\phi + 6,5\phi^2) \left( 1 + 350 \frac{\phi}{d_p} \right) \quad (7)$$

Вязкость базовой жидкости в соответствии со степенным законом определяется следующим соотношением:  $\mu_{bf} = K (2D_{kl} D_{kl})^{\frac{n-1}{2}}$ , где  $K$  — коэффициент плотности потока;  $n$  — показатель поведения жидкости, который равен 0,91. Учитывая, что показатель поведения жидкости  $n < 1$ , отметим его соответствие псевдопластичным свойствам среды.

Эффективная теплопроводность наносuspension вычисляется с помощью экспериментальной корреляции [5]:

$$\frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{bf}} = (1 - \phi) + 0,01 \frac{\lambda_p}{\lambda_{bf}} \phi + (18 \cdot 10^6) \frac{d_{bf}}{d_p} Re^2 Pr \phi \quad (8)$$

Начальные и граничные условия для системы (1)-(5) в безразмерном виде выглядят следующим образом:

$$\tau = 0 \rightarrow \Psi = \Omega = 0, \Theta = 0,0;$$

$$\tau > 0 \rightarrow X = 0 \text{ и } X = 1, 0 \leq Y \leq h/L, \frac{\partial \Theta}{\partial X} = 0;$$

$$X = 0 \text{ и } X = 1, h/L \leq Y \leq 1, \Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \Theta = 0;$$

$$Y = 0, 0 \leq X \leq 1, \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = 0;$$

$$Y = 1, 0 \leq X \leq 1, \Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \Theta = 0.$$

На поверхности источника:

$$\Psi = 0, \Omega = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \bar{n}^2}, \begin{cases} \Theta_{hs} = \Theta_{bf} \\ \lambda_{hs} \frac{\partial \Theta_{hs}}{\partial \bar{n}} = \frac{\partial \Theta_{bf}}{\partial \bar{n}} \end{cases}$$

На поверхности подложки:

$$\Psi = 0, \Omega = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \bar{n}^2}, \begin{cases} \Theta_w = \Theta_{bf} \\ \lambda_w \frac{\partial \Theta_w}{\partial \bar{n}} = \frac{\partial \Theta_{bf}}{\partial \bar{n}} \end{cases}$$

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулированная задача решалась на основе метода конечных разностей. Разработанный алгоритм решения был апробирован на тестовых задачах [6]. Также было оценено влияние сеточных параметров на сходимость решения. В ходе исследования был проведен анализ влияния объемной доли наночастиц, смещения источника вдоль нижней стенки, а также угла наклона полости на возможность интенсификации охлаждения источника постоянного объемного тепловыделения. Результаты вычислений были проиллюстрированы в виде распределения линий тока и изотерм, а также в виде профилей интегральных характеристик — средней температуры в источнике тепла и среднего числа Нуссельта на поверхности нагретых стенок.

Исследование выполнено при поддержке Программы развития Томского государственного университета (Приоритет-2030).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Rahman A., Redwan D.A., Thohura Sh., Kamrujjaman Md., Molla Md.M.** Natural convection and entropy generation of non-newtonian nanofluids with different angles of external magnetic field using GPU accelerated MRT-LBM // Case studies in thermal engineering. 2020. V. 30. P. 101769
2. **Yang D., Ullah S., Tanveer M., Farid S., Rehman M.I.U., Shah N.A., Chung J.D.** Thermal transport of natural convection flow of second grade bio-nanofluid in a vertical channel // Case Studies In Thermal Engineering. 2021. V. 28. P. 101377
3. **Khezzar L., Siginer D., Vinogradov I.** Natural convection of power law fluids in inclined cavities // International Journal of Thermal Sciences. 2012. V. 53. P. 8–17.
4. **Guo S.S., Luo Z.Y., Tao W., Zhao J.F., Cen K.F.** Viscosity of monodisperse silica nanofluids // Bull. Chin. Ceram. Soc. 2006. V. 25. № 5. P. 52–55.
5. **Jang S.P., Choi S.U.S.** Effects of Various Parameters on Nanofluid Thermal Conductivity // Journal of Heat Transfer. 2007. V. 129. P. 617–623.
6. **Лоенко Д.С., Шеремет М.А.** Модели регуляризации при исследовании свободноконвективного тепло-массопереноса псевдопластичной жидкости в замкнутой дифференциально-обогреваемой полости // Вестник Пермского университета. Физика. 2021. № 3. С. 13–22.

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОБОДНОКОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ С МЕДНОЙ ПОДЛОЖКОЙ И ПОРИСТЫМИ РЁБРАМИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Численные исследования процессов конвективного теплообмена в пористых средах имеют большой спектр практических приложений: охлаждение микропроцессоров, обогрев помещений, заморозка/сушка пищевых продуктов, добыча нефти.

При решении задач теплообмена введение пористых вставок предполагает интенсификацию теплоотвода за счёт высоких свойств теплоёмкости пористых материалов. Проведённый обзор литературы показывает, что подобные задачи привлекают внимание исследователей уже долгое время и в настоящее время имеют много инженерных приложений. Например, в [1] проведено исследование свободной конвекции в L-образной полости с горячим элементом и пористым слоем. Было показано, что использование пористого блока повышает эффективность конвективного теплообмена, особенно при высоких значениях числа Рэлея. Кроме того, расположение нагревательного блока является решающим фактором в усилении теплопередачи. В [2] показаны результаты численного моделирования смешанной конвекции в полости с подвижной крышкой при наличии пористого блока и нагревательных элементов. Исследовано влияние свойств пористой среды за счёт изменения числа Дарси и конфигурации горячих элементов на гидродинамику течения. Полученные данные показали, что число Дарси является хорошим инструментом для управления конвективным течением в полости. В работе [3] проведено численное моделирование турбулентной вынужденной конвекции воздуха при наличии пористых рёбер в пассивной системе охлаждения тепловых элементов. Были показаны зависимости эффективности теплоотвода от формы и свойств пористых рёбер.

В настоящей работе проведены численные исследования свободной конвекции жидкости переменной вязкости в замкнутой двумерной полости с пористыми рёбрами и медной подложкой при наличии тепловыделяющего нагревателя.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

#### 2.1. Физическая постановка задачи

Схематическая постановка задачи и система координат показаны на рисунке 1. Рассматриваемая замкнутая полость, заполненная жидкостью с зависимой от температуры вязкостью по экспоненци-

альному закону. В нижней части области, на нижней стенке, расположен тепловыделяющий элемент в медной подложке. Кроме того, введены дополнительные рёбра из пористого материала (алюминиевая пена). При моделировании справедливо приближение Буссинеска. Внешние границы подложки теплоизолированы, в то время как остальные грани полости поддерживаются при постоянной низкой температуре. Температура пористого скелета считается равной температуре жидкости везде в пористом слое, и для моделирования используется локально-равновесная тепловая модель. Материалы подложки, рёбер и нагревателя являются теплопроводными с постоянными теплофизическими свойствами.

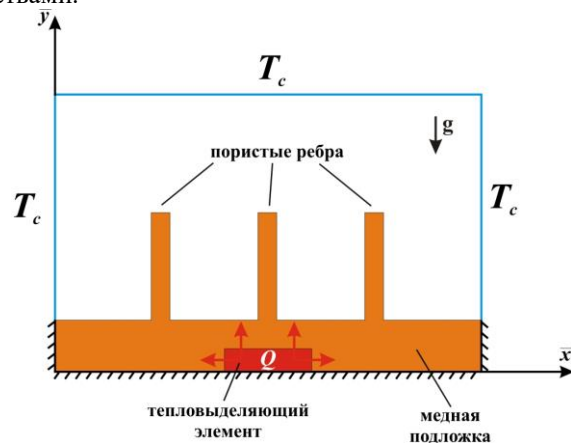


Рис. 1. Область решения рассматриваемой задачи

#### 2.2. Математическая постановка задачи

Таким образом, изучаемый процесс конвективного теплообмена в замкнутой полости может быть описан системой уравнений в преобразованных безразмерных переменных «функция тока – завихрённость – температура» [4]. При этом математическая модель строится отдельно для каждой среды: источника энергии, медной подложки, пористого скелета и чистой жидкости соответственно:

- для нагревателя

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\alpha_{hs}/\alpha_f}{\sqrt{Ra} \cdot Pr} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + 1 \right) \quad (1)$$

- для медной подложки

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\alpha_r/\alpha_f}{\sqrt{Ra} \cdot Pr} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) \quad (2)$$

- для пористых рёбер

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = -\omega \quad (3)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \omega}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \varepsilon \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \left( \frac{\partial^2 (\mu \omega)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (\mu \omega)}{\partial y^2} - \varepsilon \frac{\mu \omega}{\text{Da}} \right) + \varepsilon^2 \frac{\partial \theta}{\partial x} + 2\varepsilon \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \left[ \frac{\varepsilon u}{2\text{Da}} \frac{\partial \mu}{\partial y} - \frac{\varepsilon v}{2\text{Da}} \frac{\partial \mu}{\partial x} + \frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial^2 \mu}{\partial y^2} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial^2 \mu}{\partial x \partial y} \left( \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right] \quad (4)$$

$$\eta \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{\alpha_{pm}/\alpha_f}{\sqrt{\text{Ra} \cdot \text{Pr}}} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) \quad (5)$$

- для чистой жидкости

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = -\omega \quad (6)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \left( \frac{\partial^2 (\mu \omega)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (\mu \omega)}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial \theta}{\partial x} + 2\sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \left[ \frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial^2 \mu}{\partial y^2} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial^2 \mu}{\partial x \partial y} \left( \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right] \quad (7)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra} \cdot \text{Pr}}} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) \quad (8)$$

где  $\text{Ra} = \frac{\rho g \beta \Delta T L^3}{\alpha \mu_0}$  – число Рэлея,  $\text{Pr} = \frac{\mu_0}{\rho \alpha}$  – число

Прандтля,  $\text{Da} = \frac{K}{L^2}$  – число Дарси,  $\mu = \exp(-\xi \theta)$  –

безразмерный закон для вязкости,  $\varepsilon$  – пористость пористого материала;  $\alpha_k = \frac{\lambda_k}{(\rho c_p)_k}$  – коэффициен-

ты теплопроводности каждого материала,

$\eta = \varepsilon + (1-\varepsilon) \frac{(\rho c)_s}{(\rho c)_f}$  – относительный коэффициент

объемной теплоёмкости.

Начальные и граничные условия для сформулированной системы уравнений имеют следующий вид:

$$\tau = 0: \quad \Psi = \omega = \theta = 0 \quad \text{на } 0 \leq x \leq 1 \text{ и } 0 \leq y \leq 1$$

$$\tau > 0:$$

$$\Psi = 0, \quad \omega = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2}, \quad \theta = 0 \quad \text{на вертикальных стенках}$$

$$\Psi = 0, \quad \omega = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2}, \quad \theta = 0 \quad \text{при } y = 1 \text{ и } 0 < x < 1$$

$$\Psi = 0, \quad \omega = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial n^2}, \quad \begin{cases} \theta_{hs} = \theta_r \\ \lambda_{hs} \frac{\partial \theta_{hs}}{\partial n} = \frac{\partial \theta_r}{\partial n} \end{cases} \quad \text{на нагревателе}$$

$$\begin{cases} \Psi_{pm} = \Psi_f \\ \frac{\partial \Psi_{pm}}{\partial y} = \frac{\partial \Psi_f}{\partial y} \end{cases} \quad \begin{cases} \omega_{pm} = \omega_f \\ \frac{\partial \omega_{pm}}{\partial y} = \frac{\partial \omega_f}{\partial y} \end{cases} \quad \begin{cases} \theta_{pm} = \theta_f \\ \lambda_{pm} \frac{\partial \theta_{pm}}{\partial y} = \frac{\partial \theta_f}{\partial y} \end{cases} \quad \text{на рёбрах}$$

### 3. МЕТОД РЕШЕНИЯ. ВЫВОДЫ.

Уравнения (1)–(8) с дополнительными условиями были решены методом конечных разностей на равномерной вычислительной сетке [4]. Реализация решения была проведена с помощью разработанно-

го вычислительного кода на языке программирования C++.

Анализ результатов проводился по полученным распределениям полей температуры и функции тока в рассматриваемой области. Также были получены интегральные характеристики теплообмена такие, как среднее число Нуссельта на поверхности источника, средние температуры внутри источника и полости. Было показано, что варьирование свойств пористого материала рёбер и вязкости рабочей жидкости позволяет интенсифицировать теплообмен в замкнутой полости и усилить теплоотвод.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для молодых российских ученых (грант МД-5799.2021.4).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Moria H.** Natural convection in an L-shape cavity equipped with heating blocks and porous layers // International Communications in Heat and Mass Transfer, 2021 No. 136 105375.
2. **Colak E., Ekici O., Oztop H.F.** Mixed convection in a lid-driven cavity with partially heated porous block // International Communications in Heat and Mass Transfer, 2021 No. 126 105450.
3. **Ranjbar A.M., Pouransari Z. and Siavashi M.** Improved design of heat sink including porous pin fins with different arrangements: A numerical turbulent flow and heat transfer study // Applied Thermal Engineering, 2021 No. 198 117519.
4. **Astanina M.S., Rashidi M.M., Sheremet M.A. and Lorenzini G.** // Transport in Porous Media, Cooling system with porous finned heat sink for heat-generating element, 2020 No. 133 P. 459–478.

## КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОВЫЙ ПОТОК ПРИ СМЕШАННЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ В КОНВЕКЦИИ РЕЛЕЯ-БЕНАРА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы конвективного теплообмена в природных и технологических условиях происходят при развитом турбулентном движении среды. В последние годы наиболее интенсивно изучались проблемы описания эффективного теплопереноса и свойств крупномасштабных течений на фоне развитой турбулентной конвекции при однородном распределении температуры на теплообменниках [1-4].

В реальных технологических установках температура на поверхности теплообменных аппаратов распределена неоднородно, что может существенно влиять на теплообмен. Неоднородность температуры может быть обусловлена загрязнением или дефектами поверхности теплообменных аппаратов. Неоднородный нагрев в экспериментах и в численном моделировании реализуется при помощи комбинации «проводящих» и теплоизолирующих областей. Идея сочетания теплопроводных и теплоизоляционных элементов на поверхности заслуживает особого внимания по двум причинам. Во-первых, это выгодно с практической точки зрения: благодаря экономии дорогих хорошо проводящих материалов. Во-вторых, неоднородность температуры на границе создает дополнительные условия для неустойчивости течения вблизи нее и запуска турбулентного каскада. Влияние одного или нескольких теплоизолирующих блоков на эффективность переноса тепла исследовалось в [5, 6]. Существенные различия в теплопередаче наблюдались, когда общая площадь теплоизолирующих областей превышала 50%. Эксперименты [6] показали, что эффективность теплопередачи снижается с увеличением площади теплоизолирующих пластин и слабо зависит от пространственного распределения пластин. Роль пространственной частоты распределения теплоизолирующих областей была выявлена в работах [7, 8]. Показано, что эффективность теплопередачи увеличивается с увеличением частоты теплоизолирующих областей. Для размеров областей, сравнимых с толщиной температурного пограничного слоя, число Нуссельта очень близко к случаю однородного распределения температуры (классическая конвекция Рейлея-Бенара). Физическая интерпретация этого эффекта была предложена в работе [8]. Однако в этих работах влияние неоднородных граничных условий исследовалось численно в 2D и 3D постановке при условии, что боковые границы являются периодическими. В данной работе рассматривается влияние смешанных граничных условий на теплообмен в замкнутой кубической полости.

### 2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

#### 2.1. Прямое численное моделирование

Численное моделирование проводилось при помощи свободно распространяемого пакета вычислительной гидродинамики с открытым исходным кодом OpenFoam 4.1. Основные уравнения, описывающие движение ньютоновской несжимаемой жидкости в приближении Буссинеска для малого числа Рейлея  $10^7$  без использования моделей турбулентности имеют вид:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0,$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{p}{\rho_0} \right) + \nu_0 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + \left( \frac{p}{\rho_0} \right) g \delta_{i3},$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (T u_j) = \chi_0 \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j},$$

$$\frac{p}{\rho_0} = 1 - \beta (T - T_0),$$

где  $u_i$  – компонента скорости в  $i$ -м направлении,  $p$  – давление,  $\rho$  – плотность,  $T$  – температура,  $\beta$  – коэффициент теплового расширения,  $g$  – ускорение свободного падения,  $\delta_{i3}$  – символ Кронекера и  $\rho_0, \nu_0, \chi_0$  – плотность, кинематическая вязкость, температуропроводность при средней температуре среды  $T_0$ , соответственно.

Под однородным нагревом понимается изотермические условия на горизонтальных границах. Неоднородный нагрев применялся только на нижней границе с использованием смешанных граничных условий. Схема вычислительной области представлена на рис. 1.

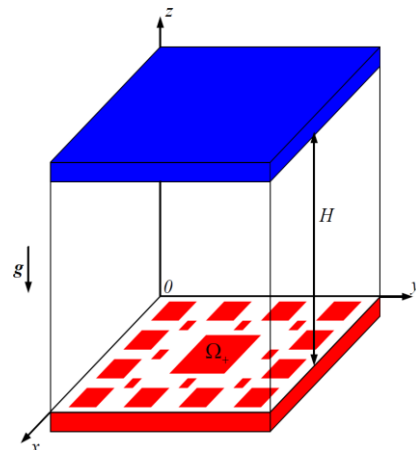


Рис. 1. Схема вычислительной области.

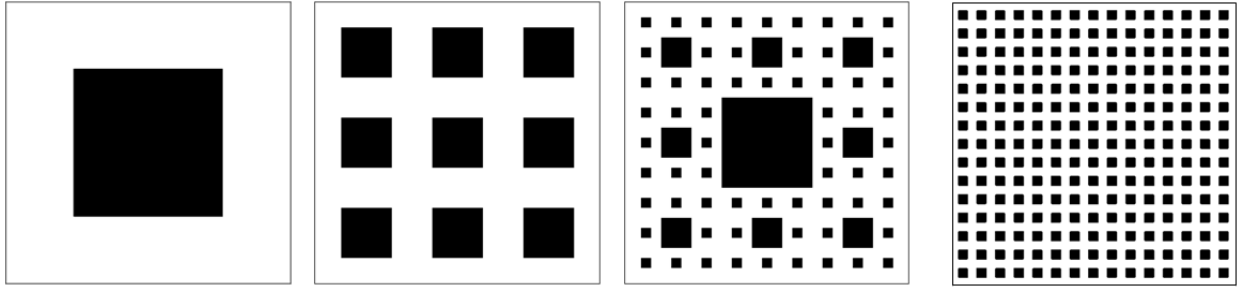


Рис.2. Четыре конфигурации нагрева (слева на право): локализованный нагрев в центре; девять нагревателей одинакового размера, равноудаленные друг от друга; комбинация из нагреваемых областей трех размеров с неоднородным распределением по пространству; 225 нагревателей, равноудаленные друг от друга.

На границе были выделены «проводящие» области  $\Omega_+$ , которые поддерживались при постоянной температуре  $T_b$ , а оставшаяся часть границы считалась теплоизолированной, т.е. тепловой поток равен нулю. На рис. 2 показаны четыре конфигурации распределения нагреваемых областей: (I) – локализованный нагрев в центре полости; (II) – девять нагревателей одинакового размера, равноудаленные друг от друга; (III) – комбинация из нагреваемых областей трех размеров с неоднородным распределением по пространству; (IV) – 225 нагревателей одинакового размера, равноудаленные друг от друга. Отметим, что третий вариант представляет собой три итерации ковра Серпинского.

## 2.2. Метод крупных вихрей

В полностью развитой конвективной турбулентности разрешение всех соответствующих масштабов потока с использованием прямого численного моделирования (DNS) требует больших вычислительных ресурсов. Одним из альтернативных подходов является использование метода крупных вихрей (Large Eddy Simulation – LES), который позволяет избежать явного разрешения масштаба Колмогорова. Поэтому в случае умеренных и высоких чисел Рейле  $10^8 < Ra < 2 \cdot 10^9$  использовался LES подход. Уравнения термогравитационной конвекции фильтруются с помощью фильтра нижних частот, ширина которого пропорциональна размеру ячейки  $\Delta = (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3}$ . В результате этого из уравнения тепловой конвекции исключается мелкомасштабное движение. Система уравнений, описывающая крупномасштабное течение принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} &= 0, \\ \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_i \tilde{u}_j) &= -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\tilde{p}}{\rho_0} \right) + \nu_0 \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right) g \delta_{i3}, \\ \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{T} \tilde{u}_j) &= \chi_0 \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j}, \\ \frac{\rho}{\rho_0} &= 1 - \beta(T - T_0), \end{aligned}$$

Отфильтрованные уравнения содержат два неизвестных члена: подсеточный тензор напряжений

$\tau_{ij} = u_i u_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j$  и подсеточный тепловой поток  $q_i = T u_i - \tilde{T} \tilde{u}_i$ . Здесь (...) обозначает операцию фильтрации,  $\tilde{u}_i$  – разрешенная скорость и  $\tilde{T}$  – разрешенная температура. Эти члены обеспечивают диссипацию энергии на масштабе длины, примерно равном ширине фильтра. Для замыкания уравнений использовалась модель Смагоринского для параметризации подсеточного тензора напряжений  $\tau_{ij} = -2(C_s \Delta)^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij} = -2\nu_{SGS} \tilde{S}_{ij}$  и простая модель турбулентной диффузии, в которой турбулентный тепловой поток пропорционален разрешенному градиенту температуры  $q_i = -\chi_{SGS} \partial T / \partial x_i$ , где  $\tilde{S}_{ij} = 1/2(\partial \tilde{u}_i / \partial x_j + \partial \tilde{u}_j / \partial x_i)$  – тензор скорости деформации,  $C_s = 0.18$  – коэффициент Смагоринского,  $\nu_{SGS}$  – подсеточная вязкость и  $\chi_{SGS}$  – подсеточная теплопроводность. Для вычисления  $\chi_{SGS}$  принимали гипотезу о постоянстве турбулентного числа Прандтля  $\chi_{SGS} = \nu_{SGS} / Pr_{SGS}$ . Во всех расчетах турбулентное число Прандтля принимало значение равное 0.9.

На всех границах для скорости применялось условие прилипания ( $u_i = 0$  и  $\tilde{u}_i = 0$ ). Для боковых границ использовались адиабатические условия. Тепловые граничные условия для горизонтальных границ задавались следующим образом:

$$\begin{aligned} T(x, y, z = 0) &= T_b, \forall x, y \in \Omega_+, \\ \partial_z T(x, y, z = 0) &= 0, \forall x, y \notin \Omega_+, \\ T(x, y, z = H) &= T_t, \forall x, y. \end{aligned}$$

Для обезразмеривания использовалась высота полости  $H$  как масштаб длины,  $u_f = \sqrt{\beta g \Delta T H}$  – масштаб скорости,  $t_f = H / u_f$  – масштаб времени и  $\theta = (T - T_t) / \Delta T$  – масштаб температуры. Полученные результаты сравнивались с результатами классической конвекцией Рейле – Бенара (однородные граничные условия). Для этого были дополнительно выполнены расчеты.



### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты численного моделирования показали, что в случае  $Ra = 10^7$  движение жидкости с неоднородными граничными условиями возникает раньше. Это связано с наличием горизонтальных градиентов температур между проводящими и теплоизолированными областями в начальный момент времени. Полная эффективность переноса тепла (число Нуссельта  $Nu = 1 + \sqrt{Ra Pr} \langle u_z \theta \rangle_{V,t}$ , где  $\langle \cdot \rangle_{V,t}$  осреднение по времени и по всему объему) сильно зависит от распределения нагреваемых областей. В табл. 1 представлены значения числа Нуссельта для всех конфигураций нагрева. Несмотря на то, что площади нагреваемых областей одинаковы, конфигурация (I) показывает более низкие значения  $Nu$  по сравнению с другими конфигурациями. Например, в случае  $Ra = 10^7$  максимальное отличие составляет не более 21%. В более развитом режиме ( $Ra = 1,1 \cdot 10^9$ ) отличия не превышают 10%.

Таблица 1. Число Нуссельта для четырех конфигураций нагрева

Ra	Конфигурации нагрева				
	I	II	III	IV	RBC
$10^7$	9,1	10,0	10,8	11,2	15,8
$10^8$	16,0	18,0	19,3	—	32,5
$1,1 \cdot 10^9$	32,9	34,2	36,6	—	67,8

На рис. 3 показаны зависимости  $Nu(Ra)$  в случае однородных и неоднородных граничных условий. Пунктирные линии на рисунке соответствуют степенному закону  $Nu \sim Ra^\beta$ . Обнаружены два степенных показателя:  $\beta \sim 2/7$  для конфигураций (I), (II) и (III);  $\beta \sim 1/3$  для классической конвекции Релея-Бенара.

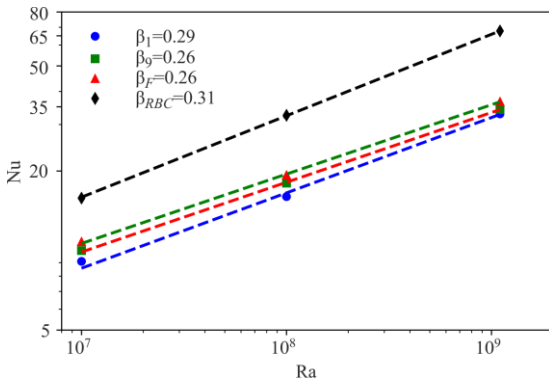


Рис. 3. Зависимость числа Нуссельта от числа Рейли, где индексами обозначено: I – локализованный нагрев, 9 – девять нагреваемых областей, F – комбинация из нагреваемых областей трех размеров, RBC – конвекция Релея-Бенара. Штриховые линии показывают степенные законы  $Nu \sim Ra^\beta$ .

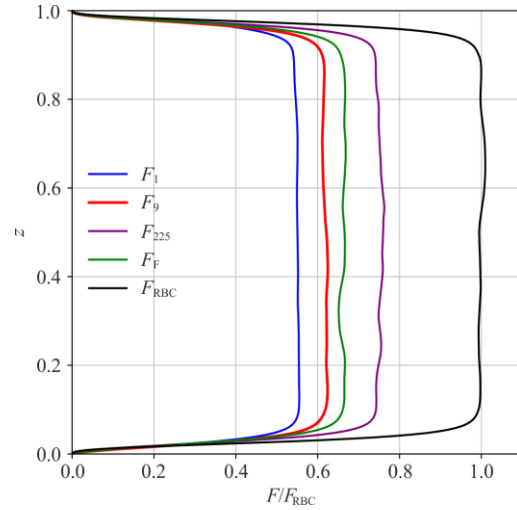


Рис. 4. Конвективный тепловой поток усредненный по плоскости  $x-y$  как функция вертикальной координаты  $z$ . Индексами обозначено: I – локализованный нагрев, 9 – девять нагреваемых областей, F – комбинация из нагреваемых областей трех размеров, 15 – 225 нагревателей и RBC – конвекция Релея-Бенара.

Помимо числа Нуссельта в задачах конвективной турбулентности большой интерес представляет конвективный тепловой поток через горизонтальные плоскости

$$F(z) = \langle u_z \theta \rangle_{A,t},$$

где  $\langle \dots \rangle_{A,t}$  обозначает среднее по горизонтальной плоскости  $xOy$  и времени. На рис. 4 показаны профили конвективного теплового потока вдоль оси  $z$  для четырех конфигураций нагрева. Распределение нагреваемых областей, представляющих собой комбинацию из элементов различного размера, позволяет усилить полный конвективный тепловой поток на 20% и 9% по отношению к конфигурации (I) и (II) в случае  $Ra = 10^7$ , соответственно. В случае с 225 нагревателями наблюдается наибольший конвективный тепловой поток – примерно 71% от случая с однородными граничными условиями. С увеличением числа Рейли разница между конвективными потоками тепла уменьшается.

Тепловой пограничный слой играет ключевую роль для понимания процессов переноса тепла. Для вычисления толщины температурного пограничного слоя использовалось локальное число Нуссельта

$$Nu_1 = - \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_{z=0}.$$

Зная локальное число Нуссельта можно оценить толщину температурного пограничного слоя как  $\delta_\theta = 1/2Nu_1$ . Необходимо отметить, что адиабатическое граничное условие в теплоизолирующих областях приводит к нулевым значениям локального числа Нуссельта. На рис. 5 представлены распределения нормированной толщины температурного пограничного слоя

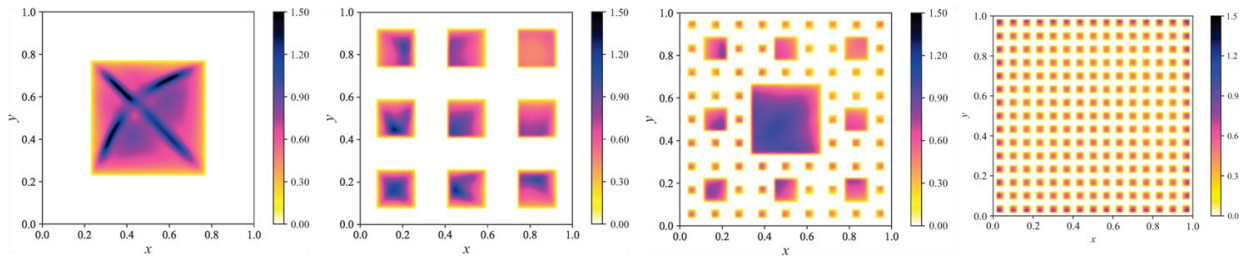


Рис. 5 Осредненная по времени нормализованная толщина температурного пограничного слоя  $\delta^*$  в случае  $Ra = 10^7$ . Белый цвет соответствует теплоизолирующим областям.

$\delta^* = \delta_0 / \delta_0$ , где  $\delta_0$  - средняя толщина температурного пограничного слоя в случае конвекции Релея–Бенара. Из рис. 5 видно явное влияние крупномасштабной циркуляции на структуру теплового пограничного слоя. Опускающаяся холодная жидкость приводит к более тонкому температурному пограничному слою по сравнению с областью восходящей горячей жидкости. Значение  $\delta^*$  меньше единицы означает, что температурный пограничный слой тоньше, чем в случае конвекции Релея – Бенара. Горизонтальный размер нагреваемой области является ограничивающим фактором для толщины пограничного слоя. Поэтому, чем меньше размер нагревателя, тем тоньше пограничный слой. Это означает, что тепловой поток увеличивается с уменьшением размера нагревателя.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты численного исследования влияния смешанных граничных условий на перенос тепла в турбулентной тепловой конвекции. Рассмотрены четыре конфигурации распределения нагреваемых областей. Во всех вариантах площадь нагрева одинаковая. Показано, что эффективность переноса тепла существенно зависит от размеров нагреваемых областей. Полный тепловой поток увеличивается с уменьшением размеров нагревателей. Тепловой поток в случае смешанных граничных условий сильно неоднородный и определяется толщиной температурного пограничного слоя. Предложен физический механизм усиления теплового потока в случае уменьшения размера нагреваемых областей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Пермского края в рамках научного проекта № 19-41-590004. Вычисления осуществлены на кластере «Тритон» ИМСС УрО РАН.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ahlers G., Grossmann S., Lohse D. Heat transfer and large-scale dynamics in turbulent Rayleigh-Benard convection // *Reviews of Modern Physics*. – 2009. – Vol. 81. No. 2. – R 503–537.
2. Chilla F., Schumacher J. New perspectives in turbulent Rayleigh-Benard convection // *European Physical Journal E*. – 2012. – Vol. 35. No. 7. – P. 58.

3. K.-Q. Xia Current trends and future directions in turbulent thermal convection // *Theoretical and Applied Mechanics Letters*. – 2013. – Vol. 3. No. 5. R 052001.
4. D. Das, M. Roy, T. Basak. Studies on natural convection within enclosures of various (non-square) shapes – a review // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2017. – Vol. 106. R 356-406.
5. Cooper C.M., Moresi L.-N., Lenardic A. Effects of continental configuration on mantle heat loss // *Geophysical Research Letters*. – 2013. – Vol. 40. No. 11. R 2647–2651.
6. Wang F., Huang S.-D., Xia K.-Q. Thermal convection with mixed thermal boundary conditions: effects of insulating lids at the top // *Journal Fluid Mechanics* – 2017. – Vol. 817. R1.
7. Ripesi P., Biferale L., Sbragaglia M., Wirth A. Natural convection with mixed insulating and conducting boundary conditions: low- and high-Rayleigh-number regimes // *Journal Fluid Mechanics*. – 2014. – Vol. 742. – R 636-663.
8. Bakhuis D., Ostilla-Monico R., van der Poel E. P., Verzicco R., Lohse D. Mixed insulating and conducting thermal boundary conditions in Rayleigh-Benard convection // *Journal Fluid Mechanics*. – 2018. – Vol. 835. – R 491-511.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ПЛАВЛЕНИЯ МАТЕРИАЛА В НАКЛОНЕННОЙ ПОЛОСТИ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ОРЕБРЕНИЕМ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Появление новой высокопроизводительной электроники ставит новые задачи для оптимизации и усиления систем отведения энергии от элементов с высокой плотностью тепловых потоков. На замену традиционным кулерам с металлическим оребрением приходят активные системы жидкостного охлаждения и пассивные системы, содержащие материалы с изменяемым фазовым состоянием. Системы, поддерживающие фазовые переходы «твердое тело – жидкость», не требуют активного контроля процессов и имеют высокую эффективную теплоёмкость по сравнению с традиционными системами охлаждения [1, 2]. Одним из преимуществ является также то, что большое количество энергии преобразуется при фиксированной температуре фазового перехода, которую можно подобрать в зависимости от условий и требований эксплуатации. В качестве материалов с изменяемым фазовым состоянием могут быть использованы различные парафины, воски или жирные кислоты.

В данной работе рассматривается один из видов закрытых радиаторов, заполненных лауриновой кислотой в качестве системы охлаждения для источника с постоянным тепловыделением. Проведен численный анализ влияния угла наклона полости и ее размеров на температуру источника и особенности конвективного плавления.

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В качестве двумерной области (рисунок 1) рассматривается поперечное сечение замкнутого металлического радиатора, заполненного материалом с изменяемым фазовым состоянием, нагреваемого от источника объемного тепловыделения. Решается задача сопряженной естественной конвекции с учетом подвижной границы фазового перехода. В начальный момент времени температура всей системы была ниже температуры плавления материала. Уравнения сохранения количества движения сформулированы в приближении Буссинеска. Ввиду небольших температурных напоров и небольшого размера области движение жидкости считается ламинарным. Также предполагается, что изменение объема вещества при фазовом переходе пренебрежимо мало. Математическая постановка была сформулирована на основе уравнений Обербека–Буссинеска.

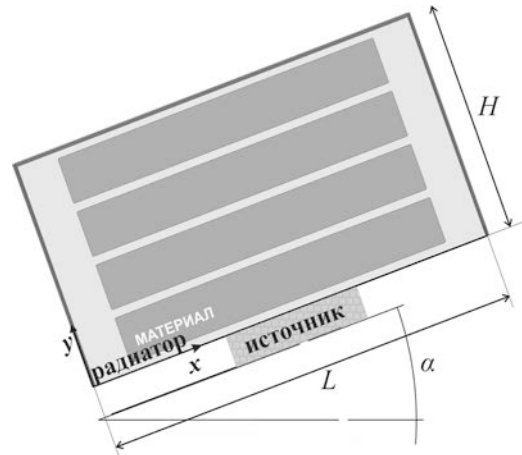


Рис. 1. Рассматриваемая двумерная область.

Перенос энергии в материале с изменяемым фазовым состоянием выражается двумя уравнениями для расплава и твердой фазы отдельно:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = k_s \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} = k_l \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (2)$$

Уравнения (1) и (2) на межфазной границе замыкают условия: температура на границе равна температуре плавления  $T = T_m$ , а внутренняя энергия имеет скачок при переходе из одной фазы в другую, равный скрытому теплу:

$$h = \begin{cases} \rho_s c_s T, & T < T_m \\ \rho_s c_s T + \rho_l L_m + \rho_l c_l (T - T_m), & T \geq T_m \end{cases}$$

Уравнения энергии для твердой и жидкой фаз материала были преобразованы в одно уравнение с использованием функции сглаживания  $\phi$ , что позволило избежать поиска положения межфазной границы на каждом шаге по времени [3]:

$$\phi = \begin{cases} 0, & T < T_m - \eta \\ (T - (T_m - \eta))/2\eta, & T_m - \eta \leq T \leq T_m + \eta \\ 1, & T > T_m + \eta \end{cases} \quad (3)$$

Безразмерные комплексы, характеризующие свойства материала, интенсивность конвективного теплопереноса, скрытую энергию и мощность теп-

ловыделения в источнике, были следующие: число Рэлея  $Ra = g\beta\Delta TH^3/(va_t)$ , число Прандтля  $Pr = \nu/a$ , число Стефана  $Ste = L_f/(c_l\Delta T)$ , число Остроградского  $Os = QH^2/(k_2\Delta T)$ , для описания конвективного теплообмена с окружающей средой на внешних границах области использовался критерий Био  $Bi = \alpha H/k$ .

После преобразований были получены следующие уравнения:

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial Y^2} = -\Omega \quad (4)$$

$$\frac{\partial\Omega}{\partial\tau} + U\frac{\partial\Omega}{\partial X} + V\frac{\partial\Omega}{\partial Y} = \sqrt{\frac{Pr}{Ra}}\left(\frac{\partial^2\Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2\Omega}{\partial Y^2}\right) + \frac{\partial\Theta}{\partial X}\cos(\alpha) - \frac{\partial\Theta}{\partial Y}\sin(\alpha) \quad (5)$$

$$\zeta(\phi)\left[\frac{\partial\Theta}{\partial\tau} + U\frac{\partial\Theta}{\partial X} + V\frac{\partial\Theta}{\partial Y}\right] + Ste\cdot\left[\frac{\partial\phi}{\partial\tau} + U\frac{\partial\phi}{\partial X} + V\frac{\partial\phi}{\partial Y}\right] = \frac{\xi(\phi)}{\sqrt{Ra\cdot Pr}}\nabla^2\Theta \quad (6)$$

$$\frac{\partial\Theta}{\partial\tau} = \frac{a_1/a_0}{\sqrt{Ra\cdot Pr}}\left(\frac{\partial^2\Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2\Theta}{\partial Y^2}\right) \quad (7)$$

$$\frac{\partial\Theta}{\partial\tau} = \frac{a_2/a_0}{\sqrt{Ra\cdot Pr}}\left(\frac{\partial^2\Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2\Theta}{\partial Y^2} + Os\right) \quad (8)$$

Плавный переход из одного состояния в другое обеспечивался размазыванием точки фазового перехода  $\Theta = 0$  на диапазон температур от  $-\eta \leq \Theta \leq \eta$ , что приводит к плавному переходу значений теплопроводности и объемной теплоемкости:  $\xi(\phi) = k_{s,l} + \phi(1 - k_{s,l})$ ,  $\zeta(\phi) = \rho_{s,l}c_{s,l} + \phi(1 - \rho_{s,l}c_{s,l})$ , а также плавному переходу полной энергии материала на межфазной границе.

В уравнениях (1)–(8) помимо общепринятых обозначений использовались следующие:  $T_m$  – температура плавления;  $L_m$  – скрытая энергия плавления;  $Q$  – плотность объемного тепловыделения источника энергии; индексы  $l, s, 1$  и  $2$  относятся к свойствам компонентов системы: расплавленного материала, твердого материала, материала источника и металлического профиля, соответственно.

Для формулировки уравнений в безразмерных переменных были использованы следующие масштабы:  $H$  – высота области, содержащей профиль и материал с изменяемым фазовым состоянием;  $\Delta T$  – температурный напор и следующие параметры:  $V_0 = \sqrt{g\beta\Delta TH}$ ,  $X = x/H$ ,  $Y = y/H$ ,  $\Theta = (T - T_m)/\Delta T$ ,  $\tau = tV_0/H$ ,  $\Psi = \psi/(HV_0)$ ,  $\Omega = \omega H/V_0$ .

Полученные уравнения в частных производных (4) – (8) с соответствующими начальными и гра-

ничными условиями решались с использованием метода конечных разностей [3, 4]. Решение уравнений гидродинамики производилось только в области расплава. Для решения параболических уравнений энергии и завихренности применялась локально-одномерная схема А.А. Самарского [4]. Эллиптическое уравнение для функции тока решалось методом последовательной верхней релаксации.

В качестве радиатора рассматривался замкнутый металлический корпус с плоскими вертикальными или горизонтальными ребрами. Были получены температурные и гидродинамические поля на разных стадиях плавления материала. На рисунке 2 представлены графики изменения средней температуры источника в зависимости от направления ребер и угла наклона полости для  $Ra = 2,1 \cdot 10^7$ . Теплоперенос на начальной стадии нагрева осуществляется за счет теплопроводности, модель с вертикальными ребрами показывает более интенсивное охлаждение. После десяти минут работы источника, когда в области расплава развивается конвективное перемешивание,  $T_{avg}$  в случае горизонтальных ребер становится ниже, чем в случае с вертикальными ребрами. Также, с развитием конвективного теплопереноса, существенное воздействие на процесс охлаждения оказывает угол наклона полости.

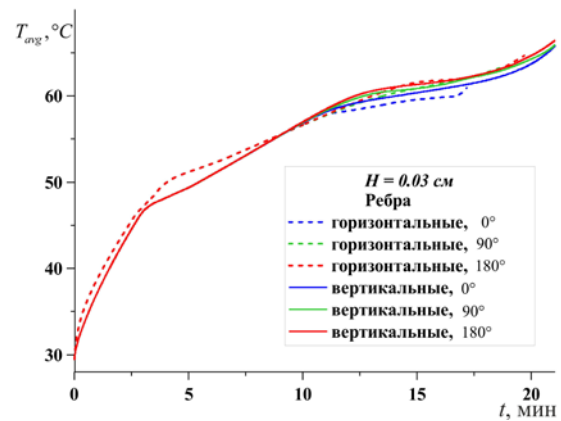


Рис. 2. Рассматриваемая двумерная область.

Исследование выполнено при поддержке Программы развития Томского государственного университета (Приоритет-2030).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Sharifi N., Bergman T.L., and Faghri A.** Enhancement of PCM melting in enclosures with horizontally-finned internal surfaces // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2011. Vol. 54. P. 4182-4192.
2. **Ly Y., Yang X., Li X., Zhang G., Wang Z. and Yang C.** Experimental study on a novel battery thermal management technology based on low density polyethylene-enhanced composite phase change materials coupled with low fins // Applied Energy. 2016. Vol. 178. P. 376–382.
3. **Бондарева Н.С. и Шеремет М.А.** Математическое моделирование режимов плавления в квадратной полости с локальным источником энергии // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23. № 4. С. 577–590.
4. **Самарский А.А.** Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 656 с.

## НЕСТАЦИОНАРНЫЙ СОПРЯЖЕННЫЙ СВОБОДНОКОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В МОДЕЛИ ТОПЛИВНОГО БАКА ПРИ НАГРЕВЕ БОКОВОЙ СТЕНКИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

При создании авиационной техники решаются задачи по одновременному снижению веса и повышению надежности тонкостенных конструкций. В процессе взлета, посадки и начальных стадиях выхода на крейсерскую скорость летательного аппарата тепловое состояние тонкостенных конструкции существенно зависит от процессов нестационарного сопряженного конвективного теплообмена в топливных баках и в воздушных прослойках фюзеляжа. Поэтому актуальна проблема проведения точных расчетов термических напряжений в тонких стенках при нестационарной гравитационно-капиллярной конвекции и сопряженного теплообмена [1]. Аналогичные проблемы характерны для многих технических устройств в режимах разогрева или охлаждения. В неравномерно нагретых объемах жидкости, находящихся в поле тяжести, развиваются термогравитационные конвективные течения, а при наличии неизотермической свободной границы раздела «жидкость - газ» развивается термокапиллярная конвекция. Это влияет на плохо изученные локальные характеристики сопряженного теплообмена и на распределение температуры в тонкой стенке [2, 3]. В Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН выполнена серия работ, направленных на изучение влияния сопряженного свободноконвективного теплообмена на распределение температуры в тонких стенках [2-6]. Экспериментально исследовано развитие нестационарной гравитационно-капиллярной конвекции в слое этилового спирта со свободной поверхностью после внезапного разогрева электрическим током одной из вертикальных стенок прямоугольной полости. С использованием тепловизионной методики исследовано развитие течения и полей температуры на свободной поверхности слоя жидкости и влияние набегающего потока горячей жидкости на эволюцию во времени поля температуры на противоположной тонкой стенке полости.

В данной работе численно проведены исследования нестационарного сопряженного конвективного теплообмена в расчетной области, соответствующей условиям физического эксперимента. Учтена конвективная теплоотдача с внешней стороны тонкой стенки и со свободной поверхности жидкости. Изучена эволюция конвективных течений, с учетом термокапиллярного эффекта на свободной поверхности жидкости, и полей температуры в жидкости, газе и в тонкой стенке после натекания нагретой жидкости на ее внутреннюю сторо-

ну. Численные исследования существенно дополняют результаты экспериментов данными о нестационарных полях температуры в жидкости и в газе.

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Численно в двухмерной сопряженной постановке методом конечных элементов исследован нестационарный сопряженный конвективный теплообмен в расчетной области, соответствующей условиям физического эксперимента. Решалась безразмерная система уравнений естественной конвекции в приближении Буссинеска, записанная в переменных вихрь, функция тока и температура:

$$\begin{cases} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{1}{\text{Pr}} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -\omega \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial y} = \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) + \text{Gr} \frac{\partial T}{\partial x} \end{cases}$$

Здесь  $\text{Gr} = g \cdot \beta \cdot H^4 \cdot q \cdot \nu^{-2} \cdot \lambda_s^{-1}$  – число Грасгофа, где  $g$  – ускорение свободного падения,  $\beta$  – коэффициент объемного расширения этанола,  $\omega$  – безразмерный вихрь,  $\psi$  – безразмерная функция тока,  $q$  – плотность теплового потока на разогреваемой стенке. В качестве масштабов геометрических размеров выбрана высота слоя жидкости –  $H$ . Масштаб температуры –  $\Delta T = q \cdot H \cdot \lambda_s^{-1}$ . Масштаб скорости –  $\nu/H$ , где  $\nu$  – кинематическая вязкость жидкости, масштаб времени –  $H^2/\nu$ . Число Прандтля  $\text{Pr} = \nu/\alpha_f = 16$ , где  $\nu$  – кинематическая вязкость этанола,  $\alpha_f$  – коэффициент теплопроводности этанола.

При расчетах полей температуры в тонкой стенке решалось нестационарное безразмерное уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{1}{\text{Pr}} \frac{\lambda_s}{\lambda_f} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) = 0$$

Здесь  $t$  – безразмерное время,  $T$  – безразмерная температура,  $\lambda_s$  – теплопроводность материала тонкой стенки – стали 1Х13,  $\lambda_f$  – теплопроводность этанола,  $x$  и  $y$  горизонтальная и вертикальная координаты соответственно.

На рисунке 1 представлена схема расчетной области, состоящей из слоя рабочей жидкостью со свободной верхней границей, заключенного между двумя тонкими металлическими стенками, и заполненной газом области с открытыми границами.



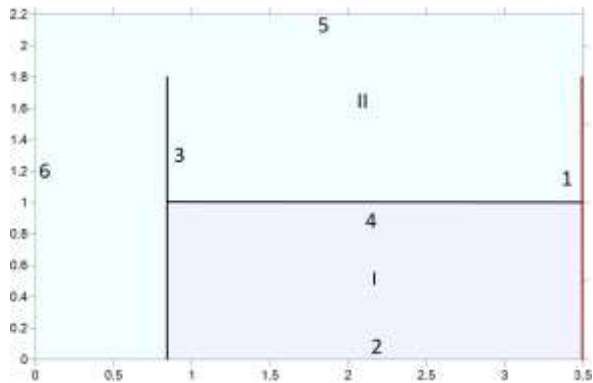


Рис. 1. Схема расчетной области: I – жидкость, II – воздух, 1 – горячая стенка, 2 – нижняя стенка, 3 – тонкая стенка, 4 – свободная поверхность, 5 – открытая граница сверху, 6 – открытая граница слева.

Задача решалась при следующих краевых условиях. Правая боковая стенка разогревается электрическим током, на ее поверхности задается плотность теплового потока:  $\partial T/\partial n|_1 = q$ . Нижняя стенка теплоизолированная:  $\partial T/\partial n|_2 = 0$ . На свободной границе жидкости учтен термокапиллярный эффект:  $\omega|_3 = -\frac{Ma}{\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial x}$ , где число Марангони

$$Ma = -\frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{H \cdot \Delta T \cdot c_p}{\alpha_f \nu_f \lambda_s}, \text{ здесь } c_p \text{ – теплоемкость спирта.}$$

На границах сопряжения задаются условия идеального теплового контакта:

$$-\frac{\lambda_s}{\lambda_f} \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{1-,3-} = -\frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{1+,3+}, \quad -\frac{\lambda_a}{\lambda_f} \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{4-} = -\frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{4+}$$

$T|_{1-,3-,4-} = T|_{1+,3+,4+}$ , здесь  $\lambda_a$  – теплопроводность воздуха. На всех жестких поверхностях заданы условия непротекания  $\psi|_{\Gamma_{1,2,3}} = 0$  и прилипания

$$\omega|_{\Gamma_{1,2,3}} = \frac{\partial V_r}{\partial z} \Big|_{\Gamma_{1,2,3}} - \frac{\partial V_z}{\partial r} \Big|_{\Gamma_{1,2,3}}. \text{ На левой, верхней и}$$

части правой границы области задано условие открытой границы:  $\partial T/\partial n|_{5,6} = 0$ ,  $\partial \omega/\partial n|_{5,6} = 0$ ,  $\partial \psi/\partial n|_{5,6} = 0$ .

Использована неравномерная сетка с треугольными элементами и 77 949 узлами. Были заданы теплофизические параметры этанола:  $\rho_f = 807.75 \text{ кг/м}^3$  – плотность,  $\beta_f = 0.00105 \text{ 1/K}$  – коэффициент объемного расширения,  $\nu_f = 14.83 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$  – кинематическая вязкость,  $\lambda_f = 0.179 \text{ Вт/(м}\cdot\text{K)}$  – теплопроводность,  $c_{pf} = 2403.22 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{K)}$  – теплоемкость. Теплофизические параметры воздуха:  $\rho_a = 1.2019 \text{ кг/м}^3$  – плотность,  $\beta_a = 0.00346 \text{ 1/K}$  – коэффициент объемного расширения,  $\nu_a = 149.46 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$  – кинематическая вязкость,  $\lambda_a = 0.0254 \text{ Вт/(м}\cdot\text{K)}$  – теплопроводность,  $c_{pa} = 1006 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{K)}$  – теплоемкость. Теплопроводность стали 1X13  $\lambda_s = 28 \text{ Вт/(м}\cdot\text{K)}$ .  $\partial \sigma/\partial T = 875 \cdot 10^{-7} \text{ Н/(м}\cdot\text{K)}$ . Высота слоя

жидкости  $H = 100 \text{ мм}$ . Толщина тонких стенок равна  $0.58 \text{ мм}$ .

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Численные эксперименты проведены при дискретном наборе плотностей теплового потока:  $q = 2, 27, 274 \text{ и } 1710 \text{ Вт/м}^2$ . Были получены сопряженные поля температуры в жидкости, газе и твердых телах и сопряженные поля скорости в жидкости и газе. Полученные данные существенно дополняют данные физических экспериментов, предоставляя данные о распределении температуры в жидкости и твердых телах, подробные данные о гидродинамических процессах в жидкости и данные о теплоотдаче со свободной поверхности жидкости.

В физическом эксперименте при помощи тепловизора измерялось поле температуры на свободной поверхности. В результате обработки тепловизионных фильмов была определена зависимость времени достижения тепловым фронтом тонкой стенки от плотности тепловых потоков на разогреваемой стенке. Проведено сравнение времен продвижения теплового фронта до тонкой стенки в зависимости от мощности нагревателя, полученных численно и экспериментально. Результаты численных и физических экспериментов продемонстрировали хорошее совпадение.

После включения нагревателя, в ходе короткого инкубационного периода происходит разогрев правой боковой стенки и пристеночного слоя жидкости. Затем, разогретая на стенке жидкость начинает всплывать, а к стенке начинает подтекать холодная жидкость. Из-за зависимости поверхностного натяжения жидкости от температуры на неизотермической свободной поверхности действует термокапиллярный эффект, заставляющий жидкость двигаться от нагретой стенки. Таким образом, на свободной поверхности жидкости наблюдается процесс продвижения теплового фронта.

Полученные численно результаты позволяют уточнить время касания тепловым фронтом тонкой стенки. На рисунке 2 представлены изотермы и поля температуры в момент касания тепловым фронтом тонкой стенки в зависимости от мощности нагревателя. Заметно, что точка максимум теплового фронта находится под свободной поверхностью. При всех мощностях нагревателя тепловой фронт разваливается и от него отделяется головная часть, которая первой достигает тонкой стенки на уровне несколько ниже, чем уровень жидкости. Это совпадает с экспериментальными данными.

По мере прогрева тонкой стенки на ее внешней поверхности образуются восходящие течения воздуха и нисходящие течения в жидкости. На поверхности горячей стенки образуются восходящие течения жидкости и воздуха. В результате в воздухе образуется форма адвективного течения с восходящими по боковым стенкам потокам и нисходящим течением в середине слоя.



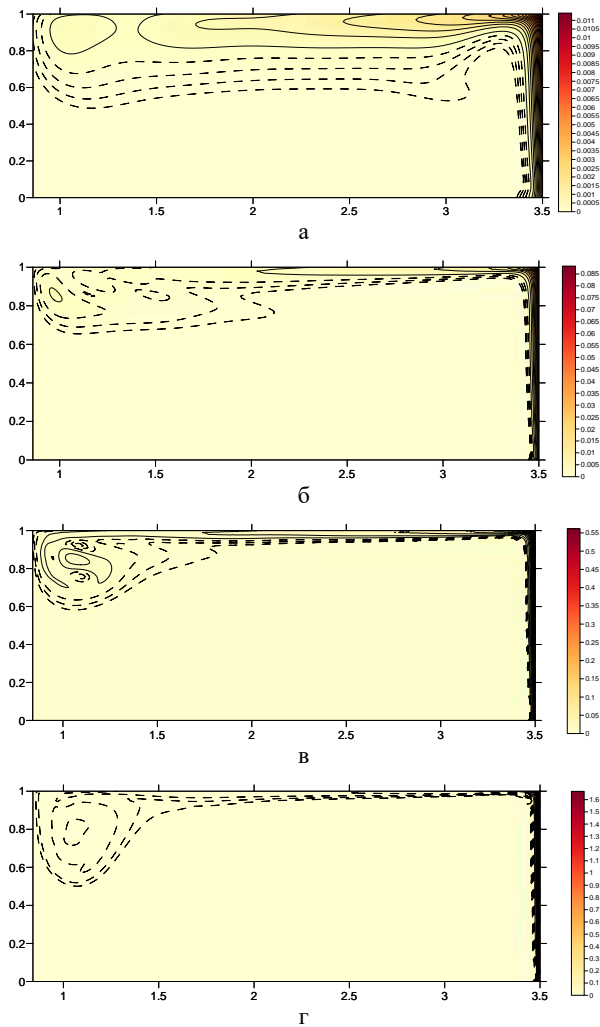


Рис. 2. Изотермы (пунктиром показаны дополнительные изотермы) и поле температуры в момент достижения тепловым фронтом тонкой стенки при мощности и в моменты времени: а –  $q = 2 \text{ Вт/м}^2$ ,  $t = 22 \text{ мин } 28 \text{ сек}$ , б – 27, 6 мин 38 сек, в – 274, 152 сек, д = 1710, 108 сек.

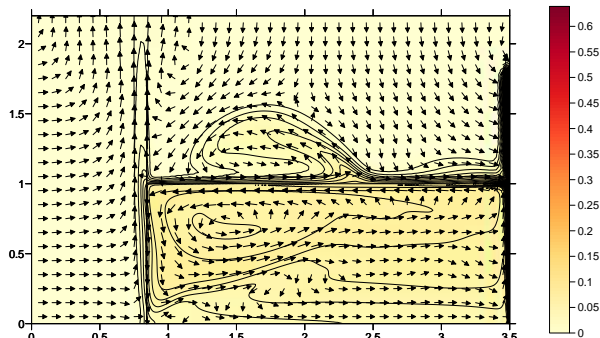


Рис. 3. Совмещенное поле температуры (цветом) и поле скорости (стрелочками) при мощности нагревателя  $q = 274 \text{ Вт/м}^2$  в момент времени  $t = 90 \text{ мин}$ .

В какой-то момент, из разогреваемого на свободной поверхности жидкости воздуха начинает формироваться подъемное течение (рис. 3). Однако под действием центрального нисходящего потока воздуха оно оттесняется к одной из вертикальных стенок, что может приводить к локальному броску температуры.

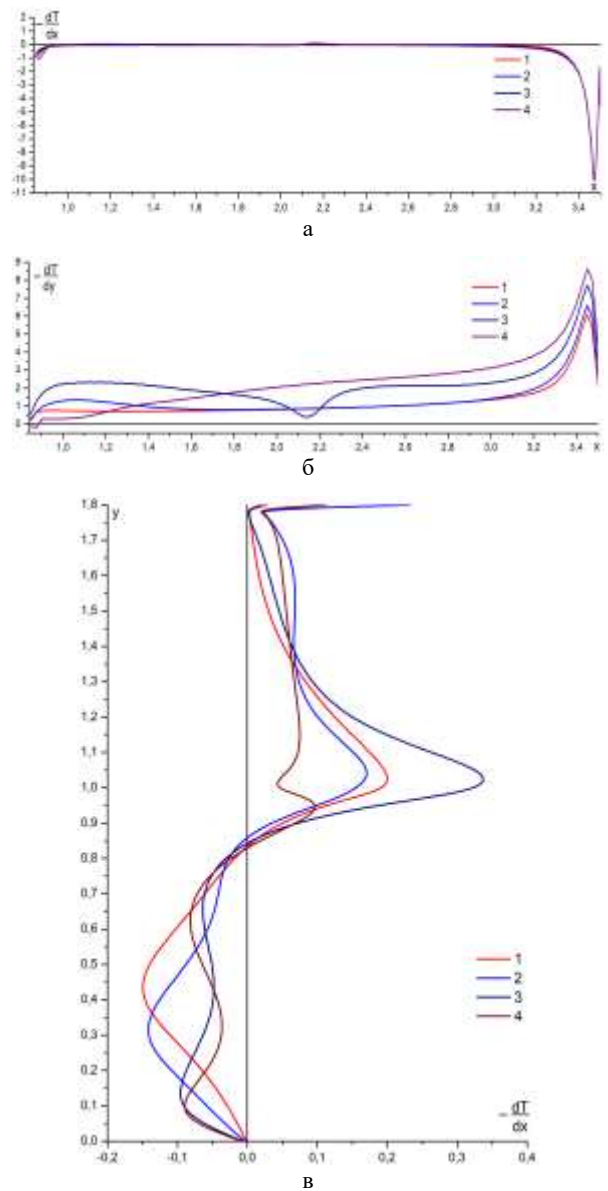


Рис. 4. Распределение продольного градиента (а) и вертикального градиента (б) температуры на свободной поверхности жидкости, распределение градиента температуры на внешней поверхности тонкой стенки (в) при мощности нагревателя  $q = 274 \text{ Вт/м}^2$  в моменты времени: 1 – 3 000 сек, 2 – 6 000, 3 – 12 000, 4 – 21 000.

На рисунке 4а представлен продольный градиент температуры на свободной поверхности жидкости, который является движущей силой термокапиллярного эффекта. Заметно, что наибольшее влияние эффекта будет проявляться в пристеночных областях, особенно у горячей стенки. По эволюции распределения вертикального градиента температуры на свободной поверхности хорошо видна особенность в момент времени  $t = 12\ 000$  секунд в области  $2 \leq x \leq 2.2$ , связанная с формированием восходящего со свободной поверхности потока воздуха. Аналогичная особенность, хотя и слабозаметная, есть и для продольного градиента температуры, в этой области в этот момент он меняет знак. На рисунке 4в показана эволюция горизонтального градиента температуры на внешней

поверхности тонкой стенки во времени. Заметно, что под воздействием набегающего потока холодного воздуха от открытой границы стенка неравномерно охлаждается до уровня  $y = 85$  мм. После чего стенка начинает активно разогреваться под воздействием натекающей на нее горячей жидкости, распространяющейся вблизи свободной поверхности, и потоком разогретого у свободной поверхности воздуха.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численно проведены исследования нестационарного сопряженного конвективного теплообмена в расчетной области, соответствующей условиям физического эксперимента. Учтена конвективная теплоотдача с внешней стороны тонкой стенки и со свободной поверхности жидкости. Изучена эволюция конвективных течений, с учетом термокапиллярного эффекта на свободной поверхности жидкости, и полей температуры в жидкости, газе и в тонкой стенке после натекания потока нагретой жидкости на ее внутреннюю сторону.

Показано, что при увеличении мощности нагревателя под действием термокапиллярного эффекта увеличивается скорость продвижения фронта нагретой жидкости вдоль свободной поверхности. После достижения нагретым фронтом холодной стенки, она начинает монотонно нагреваться в области границы раздела жидкость-газ под воздействием набегающего потока горячей жидкости и выше этой области под воздействием набегающего потока разогретого у свободной поверхности воздуха.

Показано, что сопряженный теплообмен между жидкостью и воздухом может оказывать заметное воздействие на процесс теплоотдачи со свободной поверхности жидкости и влиять на процесс разогрева тонкой стенки.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (Код темы: 0257-2021-0003, Номер гос. рег. 121031800213-0).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Белов В.К., Белов В.В.** Прочность и устойчивость ракетных и авиационных конструкций при термосиловом нагружении. Новосибирск: Изд-во НГТУ. 2011. 491 с.
2. **Berdnikov V.S., Gaponov V.A., Grishkov V.A., Markov V.A., Likhansky P.M.** 2010 Thermophysics and Aeromechanics Vol. 17. № 2. P. 181-191.
3. **K A Mitin et al** 2019 J. Phys.: Conf. Ser. 1382 012199, doi:10.1088/1742-6596/1382/1/012199.
4. **V S Berdnikov and K A Mitin** 2020 J. Phys.: Conf. Ser. 1677 012180, doi: 10.1088/1742-6596/1677/1/012180.
5. **K A Mitin et al** 2020 J. Phys.: Conf. Ser. 1677 012191, doi: 10.1088/1742-6596/1677/1/012191.
6. **N I Danilov et al** 2019 J. Phys.: Conf. Ser. 1382 012078, doi: 10.1088/1742-6596/1382/1/012078.

## РАЗВИТИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ В ВЕРТИКАЛЬНОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ В РЕЖИМЕ СОПРЯЖЕННОГО СВОБОДНОКОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Естественная конвекция в вертикальных слоях жидкости давно стала классической задачей физической гидродинамики [1–4]. Исследования термогравитационной конвекции в вертикальных плоских слоях жидкости проводились достаточно интенсивно во многих развитых странах мира. Подавляющее большинство работ выполнено при стационарных граничных условиях первого или второго рода. Изучалась пространственная форма установившихся течений, определялись пороги устойчивости ламинарных течений и в меньшей степени исследовались процессы ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП) и турбулентные режимы. Результаты ранних исследований наиболее полно систематизированы в монографиях [1, 3, 4]. В Институте теплофизики СО РАН была выполнена серия экспериментальных работ [2, 5]. Эти результаты были получены в плоских слоях при граничных условиях первого рода при строго заданных температурах стенок и перепадах температуры. В подавляющем большинстве работ речь не идет о решении задач сопряженного теплообмена при нестационарных граничных условиях. В то же время большинство неизотермических систем, таких как топливные баки авиационной и ракетной техники, расплавы в тиглях, изготовленных из различных материалов (кварц, платина, молибден и др.), при выращивании монокристаллов, работают в режимах включения и выключения нагрева [6]. Для всех этих систем характерны процессы сопряженного конвективного теплообмена при нестационарных граничных условиях [6–8]. От особенностей теплообмена в переходных процессах в случае авиационной техники зависит ресурс эксплуатации. Актуальность проблемы заключается в том, что на вертикальных стенках при нестационарных граничных условиях развиваются нестационарные пограничные слои. Эти процессы исследованы крайне слабо, тем более в сопряженной постановке задач. В случае однофазных течений жидких сред режимы теплообмена определяют нестационарные поля температуры и градиентов температуры в ограничивающих стенках или массивных телах. Данные о переменных во времени полях градиентов температуры необходимы для расчетов термических напряжений. Амплитудно-частотные характеристики вторичных течений в пограничных слоях влияют на термоциклирование обтекаемых стенок. Поэтому важны результаты фундаментальных исследований сопряженного теплообмена при суще-

ственном влиянии сил плавучести.

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Численно исследована нестационарная термогравитационная конвекция жидкости со значением числа Прандтля  $Pr = 16$  в вертикальных слоях при дискретном наборе их высот. Задачи решены в двухмерной постановке в декартовых координатах. Схема составной расчетной области понятна по рисунку 1. Расчетная область состоит из вертикального слоя жидкости, заключенного между двумя вертикальными стеклянными стенками. На рабочих границах вертикальных стенок заданы условия идеального теплового контакта. Горизонтальные границы вертикального слоя жидкости считаются адиабатическими. На всех жестких границах все три компоненты скорости равны нулю. Расчеты проведены в нестационарной сопряженной постановке методом конечных элементов. Задачи решались в безразмерном виде. В качестве масштабов геометрических размеров выбрана толщина слоя  $-L$ . Для скорости использован масштаб  $v/L$ , где  $v$  – кинематическая вязкость жидкости. Масштаб времени  $L^2/v$ . Масштаб температуры  $-\Delta T = T_{\max} - T_{\min}$ , где  $T_{\max}$  и  $T_{\min}$  – температуры на внешних сторонах горячей и холодной стенок, соответственно. Сопряженный конвективный теплообмен описывается безразмерной системой уравнений нестационарной термогравитационной конвекции в приближении Буссинеска, которая записана в переменных температура, функция тока и вихрь скорости:

$$\begin{cases} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{1}{Pr} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -\omega \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial y} = \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) + Gr \frac{\partial T}{\partial x} \end{cases}$$

Здесь  $Gr = g \cdot \beta \cdot N^3 \cdot \Delta T \cdot v^{-2}$  – число Грасгофа, где  $g$  – ускорение свободного падения,  $\beta$  – коэффициент объемного расширения жидкости,  $Pr = \nu/\alpha_f$  – число Прандтля,  $\alpha_f$  – коэффициент температуропроводности жидкости,  $T$  – безразмерная температура,  $\omega$  – безразмерный вихрь,  $\psi$  – безразмерная функция тока. Кондуктивный теплообмен в твердых стенках описывается уравнением теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \alpha_s \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) = 0$$

где  $\alpha_s$  - коэффициент температуропроводности материала твердых стенок.

На внутренних поверхностях вертикальных стенок и на горизонтальных границах области заданы условия непротекания и прилипания:  $\psi| = 0$ ,

$$\omega| = \left. \frac{\partial V_x}{\partial y} \right| - \left. \frac{\partial V_y}{\partial x} \right|. \text{ Значение вихря на границах}$$

вычисляется на каждой итерации, путем подстановки скоростей в соответствующие соотношения для границ. На внутренних поверхностях вертикальных стенок задано условие идеального теплового контакта:  $-\lambda_s \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right| = -\lambda_f \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|$ , где  $\lambda_f$  и  $\lambda_s$  это

коэффициенты теплопроводности жидкости и твердого тела соответственно. На торцах области задано условия теплоизолированности  $-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right| = 0$ .

Внешняя сторона левой стенки монотонно разогревается до безразмерной температуры  $T = 1$  за период времени в 50 безразмерных шагов, и в дальнейшем поддерживается в изотермическом состоянии. Внешняя сторона правой стенки поддерживается при начальной температуре:  $T| = 0$ .

Для расчетов чисел Грасгофа, Прандтля и других параметров были использованы фиксированные значения теплофизических свойств 96% этилового спирта при 293 К: коэффициент динамической вязкости  $\mu = 11.98 \cdot 10^{-4}$  кг/м·с; коэффициент объемного расширения  $\beta = 1.05 \cdot 10^{-3}$  1/К; коэффициент кинематической вязкости  $\nu = 14.83 \cdot 10^{-7}$  м<sup>2</sup>/с; коэффициент теплопроводности  $\lambda_f = 0.179$  Вт/м·К; коэффициент температуропроводности  $\alpha_f = 92.18 \cdot 10^{-9}$  м<sup>2</sup>/с [9]. Коэффициент теплопроводности материала стенок – зеркального стекла  $\lambda_s = 0.806$  Вт/м·К. Толщина вертикальных стенок принята равной  $0.1 \cdot L$ . Расчеты выполнены при значении числа Релея  $Re = 10^6$  и наборе безразмерных относительных высот слоев жидкости:  $H/L = 1, 3, 5, 9$ .

Использовалась неравномерная треугольная сетка с линейными базисными функциями, сгущающаяся со стороны жидкости к внутренним поверхностям твердых стенок. На расстоянии  $0.05 \cdot L$  от поверхности стенки сетка сгущена в 4 раза. В промежутке от  $0.05 \cdot L$  до  $0.1 \cdot L$  от стенки сетка сгущена в 2 раза. Размерность сетки составляла 8633 узла при высоте области  $H/L = 1$ , 25 899 узлов при высоте области  $H/L = 3$ , 43 315 узлов при высоте области  $H/L = 5$ , 77 033 узла при высоте области  $H/L = 9$ .

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Численно исследованы процессы развития нестационарных пограничных слоев жидкости в зависимости от высоты вертикального слоя при монотонном разогреве до заданной температуры внешней поверхности левой стенки. На рисунке 1 представлена эволюция поля изотерм в начальные

моменты времени при безразмерной высоте слоя 3.

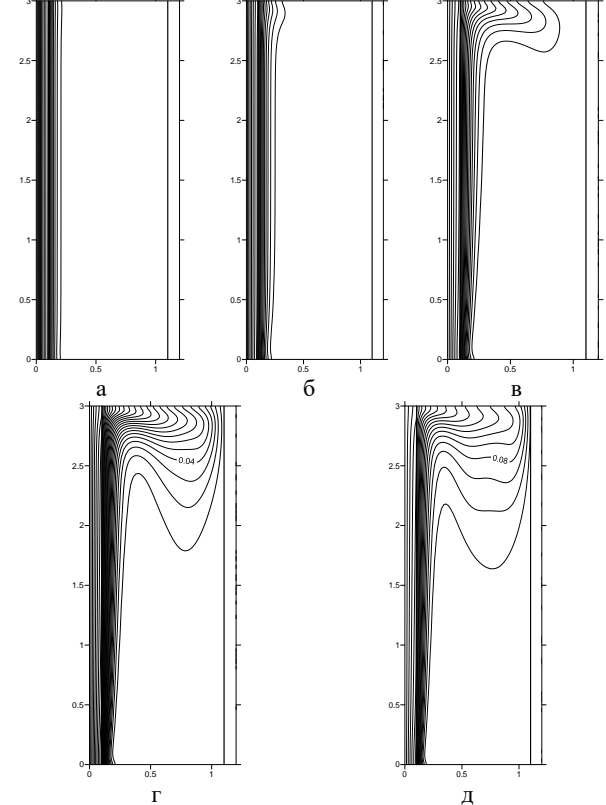


Рис. 1. Поля изотерм при безразмерной высоте слоя  $H/L = 3$  в различные моменты времени: а –  $t = 2$ ; б – 5; в – 10; г – 15; д – 20.

При всех высотах слоя после кратковременного нагрева стенки и инкубационного периода разогрева пристеночного слоя жидкости возникает восходящий по стенке поток. Восходящий поток нагретой жидкости достигает верхней границы области, разворачивается и натекает на холодную стенку. После чего жидкость охлаждается и начинает опускаться, формируя пограничный слой на холодной стенке. Достигнув нижней границы слоя, поток охлажденной жидкости разворачивается и натекает на основание горячей стенки.

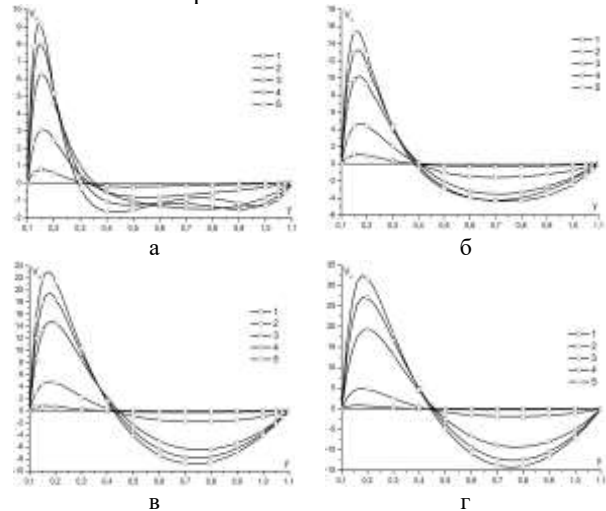


Рис. 2. Профили вертикальной компоненты скорости при безразмерных высотах области: а –  $H/L = 1$ ; б – 3; в – 5; г – 9, в различные моменты времени: 1 –  $t = 2$ ; 2 – 5; 3 – 10; 4 – 15; 5 – 20.

На рисунке 2 представлены профили вертикальной компоненты скорости на уровне 1/4 от высоты слоя при различной высоте слоя. Видна динамика формирования пограничного слоя. При всех высотах слоя наблюдается рост интенсивности восходящего по стенке течения и уменьшение толщины гидродинамического пограничного слоя во времени. Сравнительный анализ показывает, что с ростом высоты слоя жидкости растет толщина пограничного слоя и интенсивность конвективных течений. Хорошо виден нелинейный характер зависимости максимума вертикальной компоненты скорости от высоты слоя.

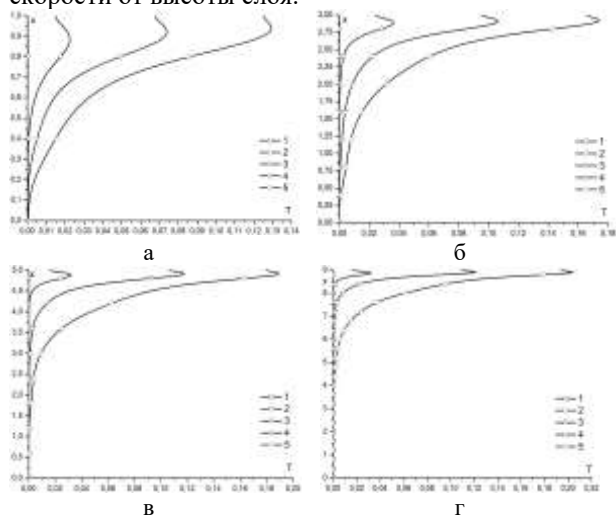


Рис. 3. Распределения температуры по поверхности горячей стенки ( $y = 0.1$ ) при безразмерных высотах области: а –  $H/L = 1$ ; б – 3; в – 5; г – 9, в моменты времени: 1 –  $t = 2$ ; 2 – 5; 3 – 10; 4 – 15; 5 – 20.

На рисунке 3 представлены распределения температуры по внутренней поверхности горячей стенки. Заметно, что поверхность стенки разогревается неоднородно вследствие формирования теплового пограничного слоя. На рисунке 4 представлены распределения по высоте стенки локальных градиентов температуры в сходные моменты времени.

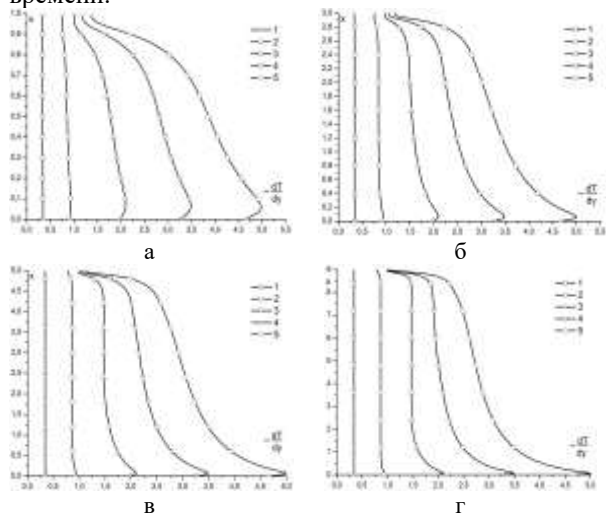


Рис. 4. Распределения градиентов температуры по поверхности горячей стенки ( $y = 0.1$ ) при безразмерной высоте области: а –  $H/L = 1$ ; б – 3; в – 5; г – 9, в моменты времени: 1 –  $t = 2$ ; 2 – 5; 3 – 10; 4 – 15; 5 – 20.

Хорошо видно на рисунке 4, что в нижней части, под действием натекающего холодного потока жидкости на разогреваемую левую стенку в придонной области градиенты температуры и соответственно локальные тепловые потоки возрастают со временем, но по величине пиковые значения практически одинаковые.

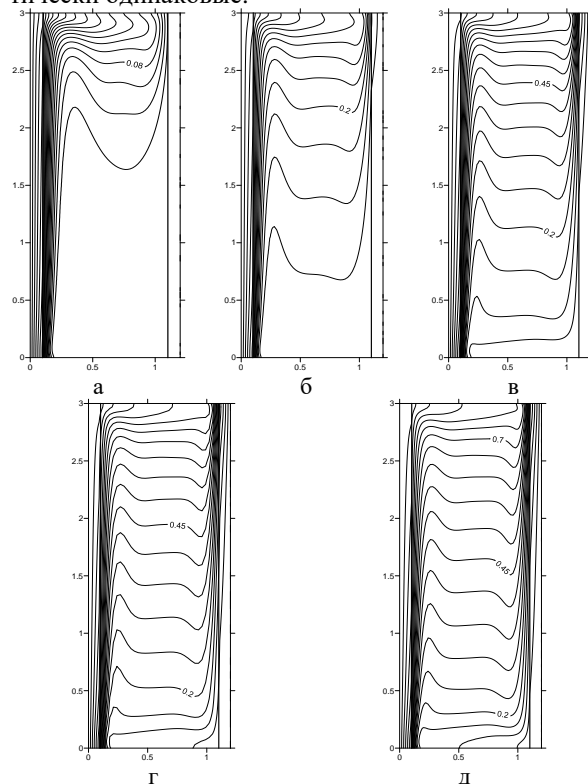


Рис. 5. Поля изотерм при безразмерной высоте области  $H/L = 3$  в различные моменты времени: а –  $t = 20$ ; б – 40; в – 60; г – 80; д – 100.

На рисунке 5 представлена дальнейшая эволюция полей изотерм при безразмерной высоте слоя  $H/L = 3$  практически до установившегося состояния. На рисунке 6 представлены профили вертикальной компоненты скорости в центральном по высоте слоя сечении в сходные моменты времени.

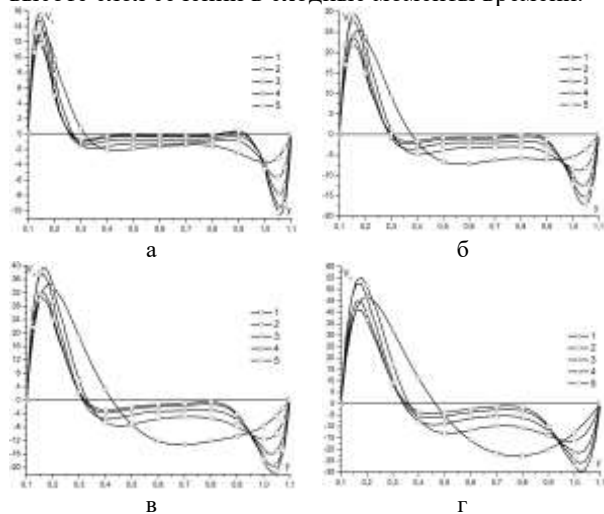


Рис. 6. Профили вертикальной компоненты скорости при безразмерной высоте области: а –  $H/L = 1$ ; б – 3; в – 5; г – 9, на уровне 1/2 от высоты слоя в моменты времени: 1 –  $t = 20$ ; 2 – 40; 3 – 60; 4 – 80; 5 – 100.

Хорошо видно, что рост интенсивности восходящего потока постепенно сменяется снижением интенсивности. Это связано с тем, что при  $t = 50$  заканчивается монотонный разогрев внешней поверхности горячей стенки и формируется устойчиво стратифицированное ядро слоя. Но при снижении интенсивности конвективных течений процесс уменьшения толщины пограничного слоя продолжается. Так же заметно, что при высоте слоя  $H/L = 1$  гораздо быстрее происходят процессы установления течения и не только у нагретой стенки, но и у нисходящего по холодной стенке потока заметно инверсное течение.

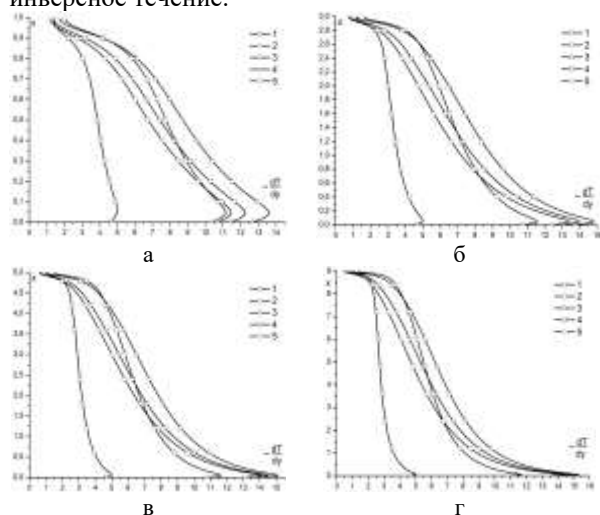


Рис. 7. Распределение градиентов температуры по поверхности горячей стенки ( $y = 0.1$ ) при безразмерной высоте области: а –  $H/L = 1$ ; б – 3; в – 5; г – 9, в моменты времени: 1 –  $t = 20$ ; 2 – 40; 3 – 60; 4 – 80; 5 – 100.

Аналогичный процесс можно наблюдать на рисунке 7. Видно, что после какого-то момента времени начинают снижаться градиенты температуры по нормали к поверхности горячей стенки. Это связано с уменьшением интенсивности набегающего на основание стенки холодного конвективного потока и формированием устойчиво стратифицированного ядра слоя. Распределения температуры и градиентов температуры на поверхности горячей стенки остаются неоднородными.

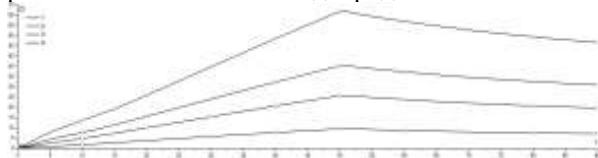


Рис. 8. Зависимость интегрального теплового потока от времени с поверхности горячей стенки ( $y = 0.1$ ) при безразмерной высоте области: 1 –  $H/L = 1$ ; 2 – 3; 3 – 5; 4 – 9. Масштаб времени 48.5 секунд.

На рисунке 8 представлены зависимости от времени интегральных тепловых потоков с поверхности горячей стенки. Хорошо виден момент выхода горячей стенки на рабочую температуру ( $t = 50$ ). В этот момент практически линейный рост интегрального теплового потока сменяется его постепенным снижением. Так же заметна нелинейная зависимость интегрального теплового потока от высоты слоя.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численно исследованы процессы развития нестационарных пограничных слоев при монотонном разогреве до заданной температуры внешней поверхности одной из стенок вертикального слоя жидкости с числом Прандтля равном 10. Расчеты проведены при числе Релея равном  $10^6$  и при дискретном наборе высот слоя  $1 \leq H/L \leq 9$ , в нестационарной двухмерной сопряженной постановке. Получены распределения нестационарных полей температуры в жидкости и в стенках из зеркального стекла, поля градиентов температуры и поля скорости в жидкости. Изучено формирование нестационарных пограничных слоев на разогреваемой стенке в зависимости от безразмерной высоты слоя. Исследованы зависимости от высоты слоя интенсивности конвективных течений и тепловых потоков с горячей стенки.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН III.18.2.5 (Номер гос. рег. АААА-А17-117022850021-3) при частичной поддержке РФФИ проект № 19-08-00707 А.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Gershuni G.Z., Zhukhovitsky E.M.** Convective Stability of Incompressible Fluid. Jerusalem. Keter. 1976.
2. **Kutateladze S.S., Berdnikov V.S.** Structure of thermogravitational convection in flat variously oriented layers of liquid and on a vertical wall // Int. J. Heat Mass Transfer. 1984. Vol.27. N9. P. 1595-1611.
3. **Gebhart B., Jaluria Y., Mahajan R.L., Sammakia B.** Buoyancy-induced flows and transport / Washington: Hemisphere Publishing Corporation. 1988. – 613 p.
4. **Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А.** Устойчивость конвективных течений. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. 320 с.
5. Бердников В.С., Гришков В.А. Структура течения и теплообмена в вертикальных слоях жидкости в режимах термогравитационной и тепловой гравитационно-капиллярной конвекции // Сб. тр. Всероссийской конференции по аэродинамике летательных аппаратов и прочности авиационных конструкций. СибНИА, 17-19 июня 2008, Новосибирск, 2009, с 124-131.
6. **Белов В.К., Белов В.В.** Прочность и устойчивость ракетных и авиационных конструкций при термостатическом нагружении. Новосибирск: Изд-во НГТУ. 2011. 491 с.
7. **Berdnikov V.S., Gaponov V.A., Grishkov V.A., Markov V.A., Likhansky P.M.** Effect of nonstationary thermal gravitation-capillary convection on temperature distribution in a thin vertical wall // Thermophysics and Aeromechanics. 2010. Vol. 17. № 2. С. 181-191.
8. **V.S. Berdnikov, V.A. Grishkov, and N.A. Shumilov** Development of unsteady convection in a rectangular cavity with sudden heating of a vertical wall // Thermophysics and Aeromechanics. 2020. Vol. 27. № 4. С. 555-563. DOI: 10.1134/S086986432004006X
9. **Варгафтик Н.Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: Наука, 1972. 720 с.



## ВЛИЯНИЕ ПОРИСТЫХ РЕБЕР НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ТЕПЛОСЪЕМА С ПОВЕРХНОСТИ В ЗАМКНУТОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО-ОБОГРЕВАЕМОЙ КУБИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Повышение интенсивности теплоотвода от различного рода нагреваемых поверхностей является одной из основных задач во многих инженерных областях, связанных, например, с функционированием теплообменной аппаратуры, электронных систем, химических и биореакторов. Решение этой задачи может быть реализовано как на основе введения развитой поверхности теплообмена [1], так и с использованием специальных теплоносителей [2]. Так, например, в [3] представлены результаты численного и экспериментального анализа естественной конвекции вблизи нагреваемой пластины при наличии реберной структуры. Авторы показали, что расположение ребер оказывает существенное влияние на интенсивность теплосъема. Экспериментальное и численное исследование естественной конвекции вблизи поверхности ребренной трубы проведено в [4]. Результаты численного анализа, полученные с использованием пакеты вычислительной гидродинамики Fluent, продемонстрировали возможность интенсификации теплоотвода при наличии реберной системы по сравнению с неребренной поверхностью. В [5] численно проанализировано влияние формы реберной структуры на охлаждение фотоэлектрического модуля. Разработанный вычислительный код позволил выбрать оптимальную форму реберной конструкции, а также проиллюстрировал возможности интенсификации теплоотвода.

Целью настоящей работы является математическое моделирование свободно-конвективного теплообмена в замкнутой кубической полости при наличии пористой реберной структуры на тепловыделяющей поверхности. Область решения представлены на рис. 1.

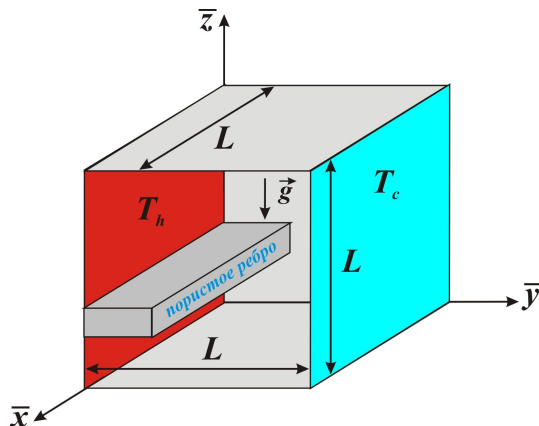


Рис. 1. Область решения.

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

На рис. 1 изображена кубическая полость размера  $L$ . Полость имеет одну нагреваемую стенку, поддерживаемую при максимальной температуре  $T_h$ , и противоположную охлаждаемую стенку, поддерживаемую при минимальной температуре  $T_c$ . Все остальные стенки являются теплоизолированными. На нагреваемой стенке полости находится реберная система, состоящая из пористых ребер. По структуре пористые ребра представляют собой металлическую пену [6]. Среда, заполняющая полость, является ньютоновской несжимаемой жидкостью и удовлетворяет приближению Буссинеска. Все ее физические параметры не зависят от температуры.

Определяющие уравнения естественной конвекции, основанные на законах сохранения массы, количества движения и энергии, внутри полости формулируются в безразмерных переменных «скорость – вектор завихренности – температура» в следующем виде [7]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{\partial \omega_y}{\partial z} - \frac{\partial \omega_z}{\partial y} \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{\partial \omega_z}{\partial x} - \frac{\partial \omega_x}{\partial z} \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = \frac{\partial \omega_x}{\partial y} - \frac{\partial \omega_y}{\partial x} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon \frac{\partial \omega_x}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega_x}{\partial x} + v \frac{\partial \omega_x}{\partial y} + w \frac{\partial \omega_x}{\partial z} - \omega_x \frac{\partial u}{\partial x} - \omega_y \frac{\partial u}{\partial y} - \\ - \omega_z \frac{\partial u}{\partial z} = \varepsilon \sqrt{Pr} \left( \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial z^2} - \varepsilon \frac{\omega_x}{Da} \right) + \\ + \varepsilon^2 \frac{\partial \theta}{\partial y} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon \frac{\partial \omega_y}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega_y}{\partial x} + v \frac{\partial \omega_y}{\partial y} + w \frac{\partial \omega_y}{\partial z} - \omega_x \frac{\partial v}{\partial x} - \omega_y \frac{\partial v}{\partial y} - \\ - \omega_z \frac{\partial v}{\partial z} = \varepsilon \sqrt{Pr} \left( \frac{\partial^2 \omega_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_y}{\partial z^2} - \varepsilon \frac{\omega_y}{Da} \right) - \\ - \varepsilon^2 \frac{\partial \theta}{\partial x} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \omega_z}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega_z}{\partial x} + v \frac{\partial \omega_z}{\partial y} + w \frac{\partial \omega_z}{\partial z} - \omega_x \frac{\partial w}{\partial x} - \omega_y \frac{\partial w}{\partial y} - \omega_z \frac{\partial w}{\partial z} = \varepsilon \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} \left( \frac{\partial^2 \omega_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_z}{\partial z^2} - \varepsilon \frac{\omega_z}{Da} \right) \quad (6)$$

$$\eta \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\lambda_{fin}/\lambda_{fluid}}{\sqrt{Ra \cdot Pr}} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) \quad (7)$$

Здесь  $x, y, z$  – безразмерные декартовы координаты;  $u, v, w$  – безразмерные компоненты вектора скорости;  $\omega_x, \omega_y, \omega_z$  – безразмерные компоненты вектора завихренности;  $\theta$  – безразмерная температура;  $Ra$  – число Рэлея;  $Pr$  – число Прандтля;  $Da$  – число Дарси;  $\varepsilon$  – пористость ребер;  $\eta$  – относительная объемная теплоемкость;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности.

Следует отметить, что уравнения (1)–(7) записаны для пористых ребер, при моделировании теплопереноса внутри чистой среды необходимо использовать эти уравнения со следующими значениями определяющих параметров:  $\varepsilon = 1, Da = \infty, \eta = 1, \lambda_{fin}/\lambda_{fluid} = 1$ .

Сформулированные уравнения были дополнены начальными и граничными условиями, отражающими физическую постановку задачи (рис. 1). Численная реализация краевой задачи проведена на основе метода конечных разностей. Разработанный вычислительный код был протестирован на серии модельных задач конвективного теплопереноса в пористых средах в двумерной и пространственной постановках [7].

На рис. 2 представлены временные зависимости среднего числа Нуссельта на изотермической поверхности при  $Ra = 10^5, Pr = 0.7, Da = 10^{-2}, \varepsilon = 0.8$  и различных размерах и положениях одного пористого ребра ( $\delta$  – безразмерное расстояние от нижней поверхности полости до ребра,  $l$  – безразмерная длина ребра).

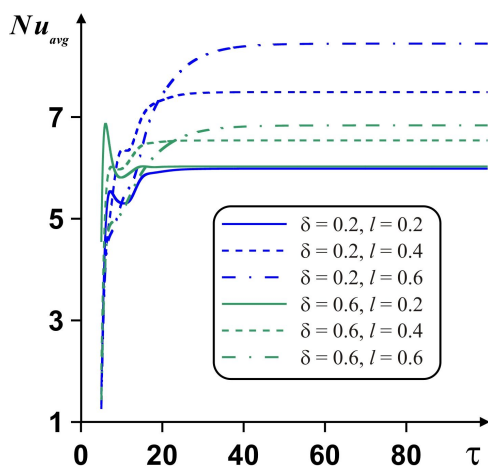


Рис. 2. Зависимости среднего числа Нуссельта от времени и геометрических параметров при  $Ra = 10^5, Pr = 0.7, Da = 10^{-2}, \varepsilon = 0.8$ .

Представленные распределения иллюстрируют выход на стационар с течением времени, при этом увеличение размера ребра приводит к затягиванию достижения стационарного значения в связи с началом взаимодействия пограничных слоев и пористой структуры. Рост длины ребра проявляется в увеличении среднего числа Нуссельта, что связано с более интенсивным отводом энергии от тепловыделяющей поверхности. Наиболее эффективным методом интенсификации теплоотвода от нагретой поверхности представляется расположение пористого ребра в нижней части стенки, что объясняется взаимодействием холодного потока со стороны охлаждающей поверхности и пористой структуры.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана математическая модель естественной конвекции вязкой жидкости в замкнутой дифференциально-обогреваемой кубической полости при наличии системы пористых ребер на нагреваемой поверхности. Проведены расчеты в широком диапазоне изменения определяющих параметров. Показано, что с ростом длины пористого ребра возможна интенсификация теплоотвода со стороны нагретой поверхности. Продемонстрирована возможность увеличения среднего числа Нуссельта при расположении пористого ребра в нижней части тепловыделяющей грани.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для молодых российских ученых (грант МД-5799.2021.4).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Abdulateef A.M., Mat S., Abdulateef J., Sopian K. and Al-Abidi A.A.** Geometric and design parameters of fins employed for enhancing thermal energy storage systems: a review // *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. 2018. V. 82. P. 1620–1635.
2. **Habibishandiz M. and Saghri M.Z.** A critical review of heat transfer enhancement methods in the presence of porous media, nanofluids, and microorganisms // *Thermal Science and Engineering Progress*. 2022. V. 30. 101267.
3. **Huang C.-H. and Chen W.-Y.** A natural convection horizontal straight-fin heat sink design problem to enhance heat dissipation performance // *International Journal of Thermal Sciences*. 2022. V. 176. 107540.
4. **Ding Y., Zhang W., Deng B., Gu Y., Liao Q., Long Z. and Zhu X.** Experimental and numerical investigation on natural convection heat transfer characteristics of vertical 3-D externally finned tubes // *Energy*. 2022. V. 239. 122050.
5. **Ahmad E.Z., Fazlizan A., Jarimi H., Sopian K. and Ibrahim A.** Enhanced heat dissipation of truncated multi-level fin heat sink (MLFHS) in case of natural convection for photovoltaic cooling // *Case Studies in Thermal Engineering*. 2021. V. 28. 101578.
6. **Hossain M.S. and Shabani B.** Metal foams application to enhance cooling of open cathode polymer electrolyte membrane fuel cells // *Journal of Power Sources*. 2015. V. 295. P. 275–291.
7. **Sheremet M.A.** Unsteady conjugate natural convection in a three-dimensional porous enclosure // *Numerical Heat Transfer A*. 2015. V. 68, N. 3. P. 243–267.

## ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕЧЕНИЯ ГЕПТАДЕКАНА В ФРАГМЕНТЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СЛОЯ С ПРОДОЛЬНОМ ГРАДИЕНТОМ ТЕМПЕРАТУРЫ НА НИЖНЕЙ ГРАНИЦЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В теоретических работах, результаты которых обобщены в монографии [1], рассматривалось адвективное течение в бесконечно длинных горизонтальных слоях жидкости с продольным градиентом температуры на нижней жесткой высокотеплопроводной границе слоя и со свободной верхней. На свободной границе слоя жидкости учитывалось влияние термокапиллярного эффекта. В [1] систематизированы так же результаты исследований устойчивости течений. В экспериментальных исследованиях возможна реализация только ограниченного вертикальными стенками фрагмента горизонтального слоя [2-4]. Существенное отличие ограниченного по длине слоя от классической теоретической постановки задачи состоит в том, что вдоль границ развиваются пограничные слои, имеющие “переднюю кромку”. Поэтому профили температуры и скорости являются функциями продольной координаты. Экспериментальных исследований развития нестационарных пограничных слоев в данных условиях практически нет до настоящего времени. Естественная конвекция в полостях с продольным градиентом температуры является, в частности, моделью технологического процесса выращивания монокристаллов методом горизонтальной направленной кристаллизации (ГНК) [4]. Аналогичные по физической природе нестационарные течения возникают в тонкостенных авиационных топливных баках в режимах разогрева и охлаждения. Нестационарная тепловая гравитационно-капиллярная конвекция в баках приводит к неравномерным распределениям локальных тепловых потоков и термических напряжений в элементах конструкций. В методе ГНК сопряженный конвективный теплообмен влияет на формы фронтов кристаллизации и на скорости роста кристаллов. До настоящего времени в этих задачах не изучены процессы ламинарно-турбулентных переходов в развивающихся нестационарных пограничных слоях у горизонтальных границ. Поэтому необходимы фундаментальные исследования особенностей нестационарной тепловой гравитационно-капиллярной конвекции в слоях с продольным градиентом температуры..

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Работа направлена на изучение сценариев развития конвективного течения и устойчивости пограничного слоя, развивающегося на нижней границе в условиях подавляющего или значительного влияния сил плавучести и термокапиллярного эф-

фекта. Методом конечных элементов проведены численные исследования нестационарного конвективного течения гептадекана в горизонтальном слое, возникающего после внезапно приложенного продольного градиента температуры на нижней границе. Задача решалась в двумерной постановке в декартовых координатах. Односоставная расчетная область размером  $L \times H$  состоит из слоя гептадекана с недеформируемыми границами (рисунок 1). Начало осей координат находится в левом нижнем угле расчетной области.

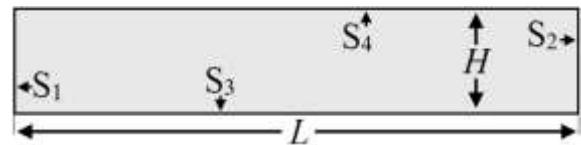


Рисунок 1. Схема расчетной области

Расчеты выполнены с использованием пакета программ собственной разработки. В статье представлены результаты расчетов при длине слоя  $L = 200$  мм и высоте слоя  $H = 20$  мм. Продольный градиент температуры задавался за счет внезапного нагрева левой вертикальной стенки ( $S_1$ ) и сохранения начальной температуры системы на правой торцевой вертикальной стенке ( $S_2$ ). Считается, что на нижней границе слоя мгновенно устанавливается продольный градиент температуры. Расчеты проведены со свободной верхней границей без учета и с учетом влияния термокапиллярного эффекта. Представлены результаты расчетов при перепаде температуры  $\Delta T = 10$  К.

Конвективный теплообмен в жидкости описывается безразмерной системой уравнений Навье-Стокса и энергии в приближении Буссинеска, записанной в терминах температура, вихрь и функция тока:

$$\begin{cases} \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{1}{Pr} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right), \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} \right) + Gr \frac{\partial T}{\partial x}, \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\omega, \end{cases}$$

В приведенных уравнениях:

$$Gr = \frac{g \cdot \beta_f \cdot H^3 \Delta T}{\nu_f^2}, \quad Pr = \frac{\nu_f \cdot \rho_f \cdot c_f}{\lambda_f},$$

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x},$$

$Gr$  – число Грасгофа,  $Pr$  – число Прандтля,  $g$  – ускорение свободного падения,  $\beta_f$  – коэффициент объемного теплового расширения,  $\nu_f$  – кинематическая вязкость,  $\lambda_f$  – коэффициент теплопроводности,  $\rho_f$  – плотность,  $c_f$  – удельная теплоемкость,  $x$  – безразмерная горизонтальная координата,  $y$  – безразмерная вертикальная координата.  $T$  – безразмерная температура,  $\omega$  – безразмерный вихрь скорости,  $\psi$  – безразмерная функция тока,  $u$  и  $v$  – горизонтальная и вертикальная компоненты вектора скорости. Задача решалась в безразмерном виде, в качестве масштаба геометрических размеров выбрана высота слоя жидкости  $H$ . Для скорости использован масштаб  $\nu_f H^{-1}$ , для времени  $H^2 \nu_f^{-1}$ ,

где  $\nu_f$  – кинематическая вязкость жидкости. Масштаб температуры –  $\Delta T = T_{max} - T_{min}$ , где  $T_{max}$  и  $T_{min}$  – температуры на горячей и холодной стенке, соответственно.

В начальный момент времени безразмерная температура в системе минимальна:

$$T|_{t=0} = 0.$$

Изменение поля температуры начинается, когда в каждой точке  $(x, y)$  на границах  $S_1, S_2, S_3$  задается и поддерживается температура соответствующая значению функции:

$$T(x, y)|_{S_1, S_2, S_3} = 1 - \frac{H \cdot x}{L}.$$

На жестких боковых и нижней стенках полости выполняются условия прилипания, следствием чего условие для вихря скорости представлено в виде:

$$\omega|_{S_i} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}, \quad i = 1, 2, 3.$$

Если верхняя граница расплава свободная с отсутствием трения, то:

$$\omega|_{S_4} = 0.$$

Если на верхней свободной границе учитывается ТКЭ, то:

$$\omega|_{S_4} = \frac{Ma}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x}, \quad Ma = -\frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{H \cdot c_f}{\nu_f \lambda_f} \Delta T.$$

Верхняя горизонтальная свободная граница является адиабатической:

$$\frac{\partial T}{\partial y}|_{S_4} = 0.$$

При вычислениях использовались следующие свойства гептадекана [5]:  $\rho_f = 776,57 \text{ кг/м}^3$ ;  $\nu_f = 5,04806 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ; коэффициент динамической вязкости  $\mu_f = 3,93 \cdot 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$ ;  $\lambda_f = 0,145 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ;  $c_f = 1629,15 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ ;  $\beta_f = 1,05 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$ ;  $-\partial \sigma / \partial T = 8,42 \cdot 10^{-5} \text{ Н}/(\text{м}\cdot\text{К})$ . Число Прандтля  $Pr = 44,045$ ; ускорение свободного падения  $g = 9,81 \text{ м}/\text{с}^2$ .

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рисунках 2 - 5 представлены данные, полученные при свободной верхней границе слоя жидкости. Граница считается плоской, адиабатической и без учета термокапиллярного эффекта, т.е. реализован режим термогравитационной конвекции. перепаде температуры между вертикальными стенками  $\Delta T = 10 \text{ К}$ . При заданных высоте слоя жидкости и перепаде температуры число Грасгофа  $Gr = 32357$ . В данном случае количество узлов сетки – 30540. Количество треугольных элементов – 57377. В результате нагрева и охлаждения противоположных торцевых вертикальных стенок, ограничивающих слой жидкости, в нижней массивной горизонтальной границе температура меняется линейно. Цель исследований состоит в изучении сценария развития конвективного течения и в частности в определении порога устойчивости пограничного слоя, развивающегося на нижней границе. Поток холодной жидкости, стекающей с вертикальной холодной стенки, набегает на все более нагретые участки нижней границы.

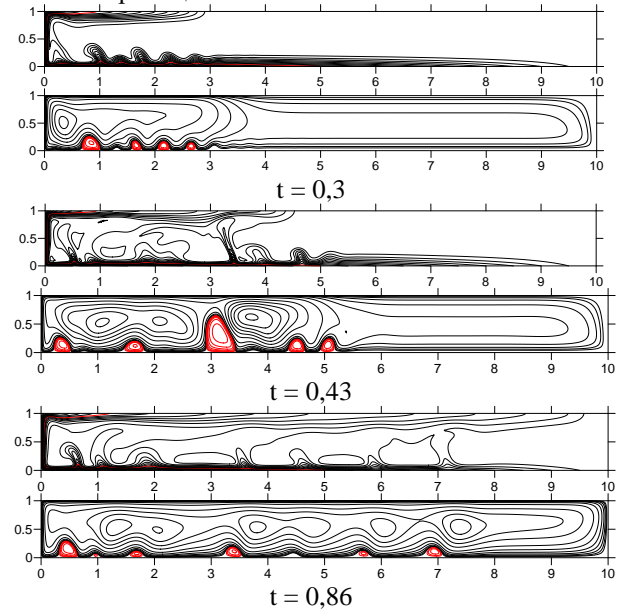


Рисунок 2 – Развитие полей изолиний функции тока и изотерм во времени в режиме термогравитационной конвекции

На рисунке 2 видно как со временем от левой горячей стенки смещается вправо граница формирования возмущения и вторичных вихрей. Из вторичных вихрей в момент безразмерного времени  $t = 0,43$  формируются термики, в которых горячая жидкость от нижней границы всплывает до верхней границы слоя. Таким образом, при развитии нестационарного неустойчиво стратифицированного пограничного слоя у нижней границы при критических условиях - при критическом значении локального числа Рэлея  $Ra = \frac{\beta_f g \cdot \rho_f c_f \Delta T_{loc} \delta_T^3}{\lambda_f \nu_f}$ , развива-

ется неустойчивость рэлей-бенаровского типа. Здесь  $\Delta T_{loc}$  - локальный перепад температуры в

тепловом пограничном слое, который имеет локальную толщину  $\delta_T$ . Оценки этих локальных характеристик можно определить в каждый момент времени по распределениям компонент скорости и профилям температуры (рисунки 3, 4).

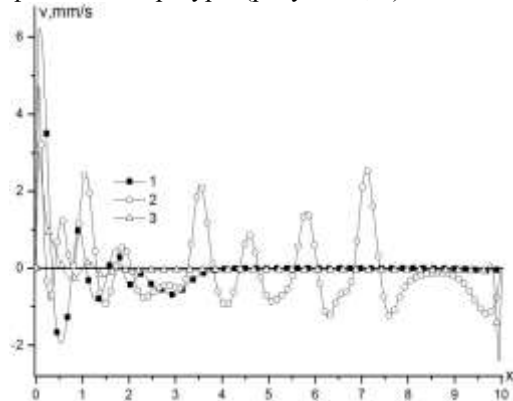


Рисунок 3 – Профили вертикальной компоненты скорости в сечении  $y = 0,5$  в моменты времени: 1 –  $t = 0,3$ ; 2 –  $0,86$ ; 3 –  $7,05$

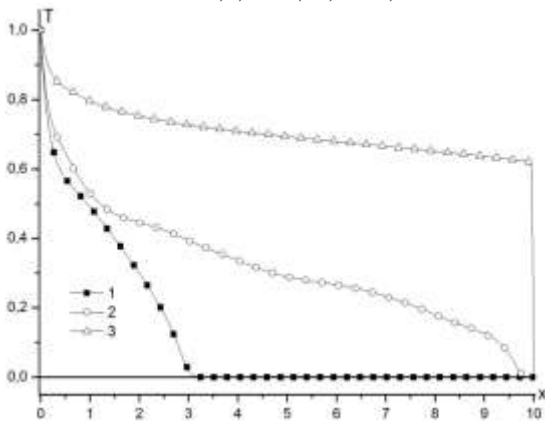


Рисунок 4 – Распределения температуры на свободной границе ( $y = 1$ ) по продольной координате в моменты времени: 1 –  $t = 0,3$ ; 2 –  $0,86$ ; 3 –  $7,05$

Распределения вертикальной компоненты скорости по продольной координате в центральном по высоте слоя сечении на рисунке 3 показывают, что в промежутке времени  $0,4 \leq t \leq 2,4$  на границе встречных потоков развиваются вихри в результате гидродинамического типа неустойчивости. Наиболее однородное по продольной координате распределение длин волн вторичных вихрей наблюдается в момент времени  $t = 0,86$ . В это время амплитуда горизонтальной компоненты скорости максимальна, что видно на рисунке 5. То, что природа этих вихрей в средней по высоте области имеет гидродинамическую природу, показывает распределение температуры на рисунке 4. На рисунке 5 представлена эволюция профилей горизонтальной компоненты скорости и температуры в трех сечениях по продольной координате. По этим профилям можно оценить локальные толщины гидродинамического и теплового пограничных слоев.

Аналогичные данные, полученные при том же перепаде температуры, но с учетом термокапиллярного эффекта на свободной поверхности слоя

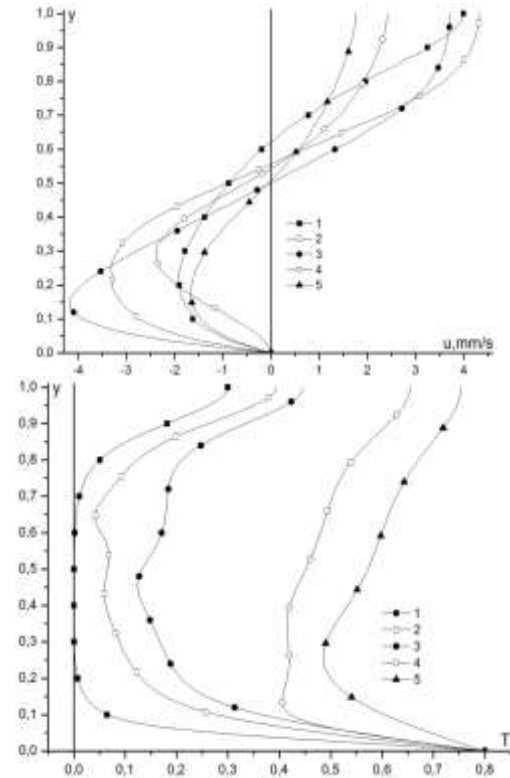


Рисунок 5 – Эволюция профилей скорости и температуры во времени в сечении  $x = 2$ : моменты времени: 1 –  $t = 0,3$ ; 2 –  $0,43$ ; 3 –  $0,86$ ; 4 –  $4,0$ ; 5 –  $7,05$ ; а - профили горизонтальной компоненты скорости (сверху); б - распределения температуры по высоте слоя (снизу)

жидкости, представлены на рисунках 6 – 9. При перепаде температуры  $\Delta T = 10\text{K}$  значения чисел Грасгофа и Марангони  $Gr = 32357$ ,  $Ma = 37392$ . В данном случае использована более подробная сетка: количество узлов сетки – 61568, количество треугольных элементов – 117701.

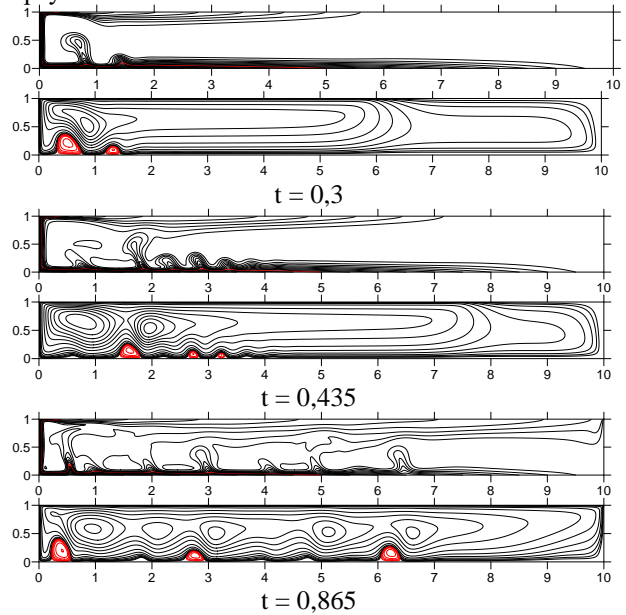


Рисунок 6 – Развитие полей изолиний функции тока и изотерм во времени в режиме тепловой гравитационно-капиллярной конвекции:  $\Delta T = 10\text{K}$ ,  $Pr = 44$ ,  $Gr = 32357$ ,  $Ma = 37392$

Основное отличие в развитии глобального течения, охватывающего весь слой жидкости, состоит в том,



что под действием термокапиллярного эффекта увеличилась скорость течения вдоль свободной поверхности (рисунок 6).

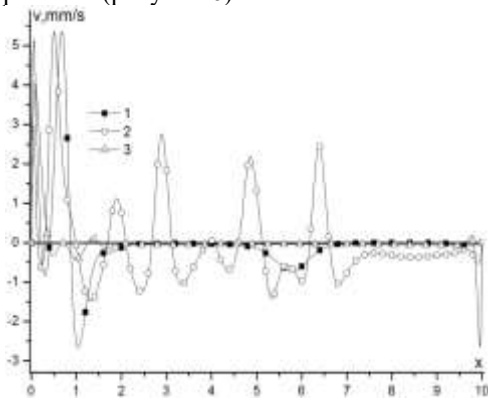


Рисунок 7 – Распределения вертикальной компоненты скорости в сечении  $y = 0,5$  и по продольной координате в моменты времени: 1 –  $t = 0,3$ ; 2 –  $0,865$ ; 3 –  $7,055$

На начальном этапе по времени быстрее развивается течение вблизи внезапно нагретой левой стенки и возросшая скорость циркуляции жидкости (рисунки 7, 8) приводит к сносу вторичных структур

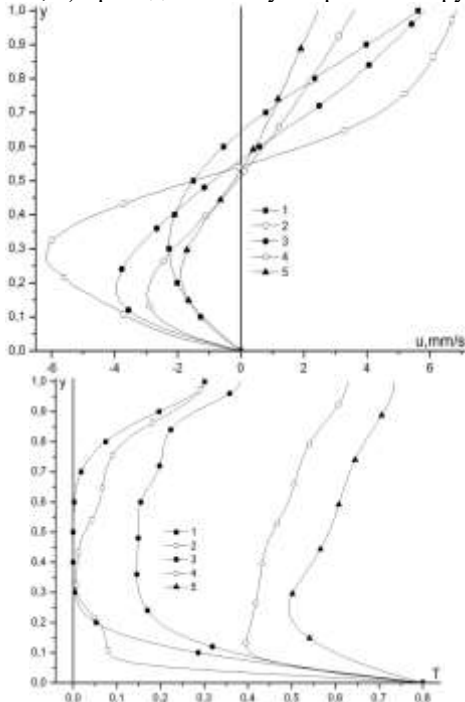


Рисунок 8 – Эволюция профилей скорости и температуры во времени в сечении  $x = 2$ : 1 –  $t = 0,3$ ; 2 –  $0,435$ ; 3 –  $0,865$ ; 4 –  $4,0$ ; 5 –  $7,055$

вниз по потоку. В установившемся режиме течения имеются локальные максимумы горизонтальной компоненты скорости вблизи вертикальных стенок, там, где сохраняются большие градиенты температуры вдоль свободной поверхности (рисунок 9). Это видно по профилям вертикальной компоненты скорости (рисунок 7). Возросшая скорость глобальной циркуляции жидкости повышает порог устойчивости пограничного слоя на нижней границе. Развитые термики возникают в области левой нагретой стенки и существуют в более коротком интервале времени (рисунок 6).

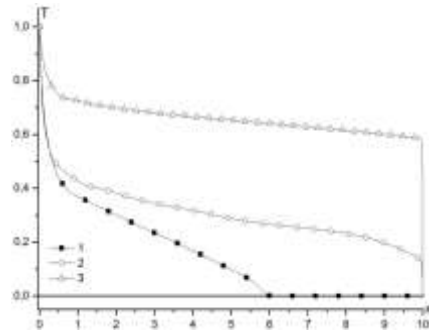


Рисунок 9 – Распределения температуры на свободной границе ( $y = 1$ ) по продольной координате в моменты времени: 1 –  $t = 0,3$ ; 2 –  $0,865$ ; 3 –  $7,055$ ;

Термики в этой области формируются не за счет подогрева снизу, из-за резкого роста влияния термокапиллярного течения. Вызвано это увеличением локального градиента температуры вдоль свободной поверхности и ростом горизонтальной компоненты скорости. Это в свою очередь приводит к росту вертикальной компоненты скорости и формированию интенсивной локальной циркуляции жидкости. Этот вывод можно сделать из анализа полей изотерм и изолиний функции тока, распределений температуры и скорости в момент времени  $t$  = на рисунках 6 - 9. На нижней границе наблюдается периодическое развитие неустойчивого пограничного слоя и образование конечно амплитудных возмущений рэлей-бенаровской природы, которые сносятся вниз по потоку. Наличие мелкомасштабных вихрей сменяется периодическим формированием всплывающих плюмов. Общая циркуляция жидкости в системе приводит к их сносу к горячей стенке. Появление вторичных течений вызывает более эффективное перемешивание жидкости вблизи горячей стенки и увеличение теплового потока.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом конечных элементов проведены численные исследования конвективного течения гептадекана в горизонтальном слое при внезапно приложенном перепаде температуры между вертикальными стенками прямоугольной полости и продольным градиенте температуры на нижней высоко-теплопроводной границе. Расчеты проведены со свободной верхней границей без учета и с учетом влияния термокапиллярного эффекта. Решена система нестационарных безразмерных уравнений термогравитационной и тепловой гравитационно-капиллярной конвекции в переменных функция тока, вихрь скорости и температура при перепаде температуры  $\Delta T = 10\text{K}$  и значениях чисел Грасгофа и Марангони  $Gr = 32357$ ,  $Ma = 37392$ . Показано, что в некоторых интервалах времени возникают два типа неустойчивости. Первый тип это неустойчивость в подогреваемом пограничном слое, развивающемся на нижней жесткой стенке при натекании холодной жидкости на все более нагретые участки стенки. Второй тип вторичных течений возникает на границах встречных потоков в центральной по высоте части слоев жидкости. Резуль-



таты представляют интерес с точки зрения анализа развития неустойчивости течений и развития возмущений в потоке, натекающем на холодную стенку или на фронт кристаллизации в методе горизонтальной направленной кристаллизации.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (Код темы: 0257-2021-0003, Номер гос. рег. 121031800213-0).

#### **СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. **Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А.** Устойчивость конвективных течений. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. 320 с.
2. **Berdnikov V.S., Zabrodin A.G., Markov V.A.** Thermogravitational and thermocapillary convection in a Rectangular Cavity // Fluid Mech., Soviet Research. 1986, v.15, N 1. P.118-133.
3. **Berdnikov V.S., Zabrodin A.G.** Thermal Convection and Instability Mechanisms in Liquid with capillary effects // Russian J. Engineering Thermophys. 1991. V.1, N 3. P.245-257.
4. **Бердников В.С., Кислицын С.А., Митин К.А.** Численное моделирование процессов роста кристаллов методом горизонтальной направленной кристаллизации из расплавов с различными числами Прандтля. // Известия РАН. Серия Физическая. – 2017. – Т. 81. – № 10. – С. 1389-1394.
5. **Варгафтик Н.Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: Наука, 1972. 720 с.

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОПРЯЖЕННОГО СВОБОДНО-КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛОМАССОБМЕНА ПРИ БЕЗДРЕНАЖНОМ ХРАНЕНИИ КРИОГЕННОЙ ЖИДКОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Необходимость прогнозирования внутрибаковых процессов в создаваемых на данный момент перспективных изделиях ракетно-космической техники, таких как новая ракета-носитель на компонентах топлива СПГ-кислород, требует адекватного математического моделирования процессов теплообмена, в т.ч. и на этапе хранения топлива в баках. Для моделирования физических процессов в паре и жидкости при хранении в основном используются либо упрощенные модели [1,2], либо полуэмпирические подходы [3]. Известные работы по многомерному моделированию на основе уравнений Навье-Стокса, например [4] в большинстве посвящены валидации коммерческих кодов, отличаются разнообразием допущений моделей, и не дают ответа на вопрос о влиянии различных определяющих задачу параметров. В данной работе решается задача создания модели и численного метода, позволяющего проводить расчётные исследования хранения в достаточно подробной физической постановке.

### 2. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Наиболее слабо изучены физические процессы в заполненной газом части объема бака. Для конкретизации модели в сухом объеме бака проводились численные эксперименты по изучению влияния модели среды и теплоемкости и теплопроводности стенки емкости на температурное расслоение и конвекцию в паре [5-6]. В результате этих исследований в данной работе на основе уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска для жидкости и в приближении малых числе Маха для пара строится сопряженная модель, учитывающая теплообмен между паром, жидкостью и стенкой бака. Уравнения для пара:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \rho U = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \rho U \times U = -\nabla p + \nabla \tau + \rho \vec{g} \quad (2)$$

$$c_p \left( \frac{\partial \rho T}{\partial t} + \nabla \rho U T \right) = -\frac{T}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big|_p \frac{dP}{dt} + \nabla (\lambda \nabla T) \quad (3)$$

$$P = R \rho T \quad (4)$$

Для жидкости:

$$\nabla U = 0 \quad (5)$$

$$\rho \left( \frac{\partial U}{\partial t} + \nabla U \times U \right) = -\nabla p + \nabla \tau_L + \vec{g} \beta \rho_0 (T - T_0) \quad (6)$$

$$\rho c \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla U T \right) = (\lambda \nabla T) \quad (7)$$

На межфазной поверхности:

$$q_{VS} - q_{SL} = r_{VL} \rho U \quad (8)$$

В стенках емкости решается уравнение теплопроводности:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = (\lambda \nabla T) \quad (9)$$

Уравнения (1)-(9) дискретизируются методом контрольного объема. Численный метод для решения полученной системы уравнений основывается на известном методе SIMPLE для расчета динамических переменных и подходе [7], позволяющем выделить из задачи расчет тепловых переменных в отдельный цикл. Для замыкания системы, кроме граничных и начальных условий, задаются соотношения для вычисления значений теплофизических свойств. Межфазная поверхность считается изотермической, давление связано с температурой кривой насыщения.

### 3. ОБОБЩЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для валидации модели были выполнены расчеты бездренажного хранения азота и водорода. Результаты расчета сравнивались с данными опытов [8, 9].

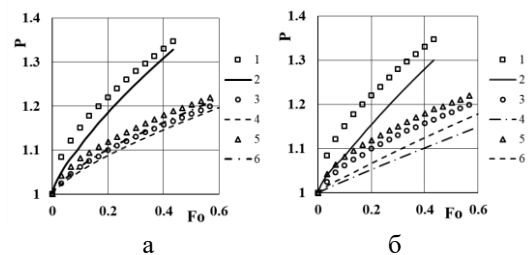


Рис. 1. Рост давления в азотном баке, f-степень заполнения; Q-тепловой поток, Вт; а-неоднородные начальные условия, б-однородные; линии-расчет, маркеры-эксперимент: 1,2-f=70%, Q=2.5 Вт; 3,4-f=30%, Q=1.0 Вт; 5,6-f=50%, Q=1.2 Вт

Численное моделирование показало существенную зависимость динамики давления от начальных условий по температуре пара. На рис. 2б видно, что в случае однородных по температуре начальных условий скорость роста давления занижена. Поэтому были проведены расчеты с предварительным моделированием температурного расслоения в паре на момент начала хранения, позволившие существенно сократить расхождение с данными опытов [8]. Данный результат указывает на необходимость учитывать предысторию

процессов в паровой подушке бака при моделировании бездренажного хранения.

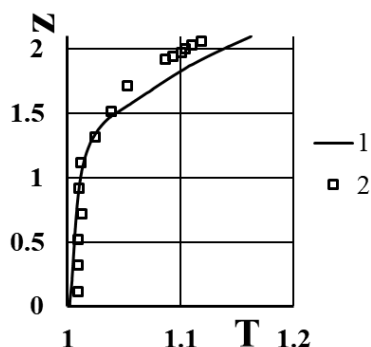


Рис. 2. Температурное расслоение,  $f=50\%$ : 1-расчет, 2-эксперимент [9]

На рис. 2 представлено сравнение результатов расчета вертикального профиля температуры на оси симметрии с данными [8]. Максимальная относительная погрешность по температуре для всех степеней заполнения составила менее 20%.

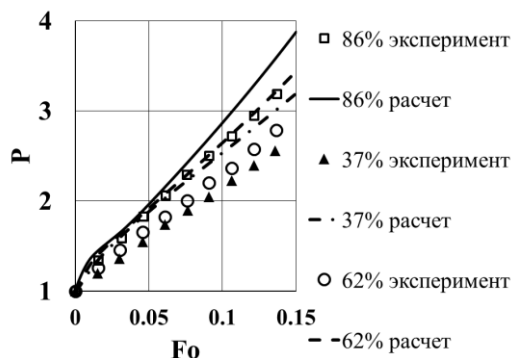


Рис. 3. Результаты расчета роста давления и данные [9]

В эксперименте [9] на уменьшенной цилиндрической модели бака с полусферическими днищами было получено, что при фиксированном теплопритоке в бак с понижением степени его заполнения снижается и скорость роста давления. Ранее данные опыты обсчитывались с помощью упрощенной модели [1], однако был получен противоположенный эффект. С помощью предложенной модели выполнены расчеты аналогичного цилиндрического бака с сохранением объема и величины теплового потока в стенку. Как видно из рис. 3, предложенная модель хорошо воспроизводит наблюдаемую в опытах картину динамики давления.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана физико-математическая модель свободно-конвективного теплообмена в криогенном топливном баке при бездренажном хранении в сопряженной постановке, учитывающей процессы в паре, жидкости, и стенке бака. Для решения уравнений модели разработан численный метод на основе подхода SIMPLE, позволяющий сквозным образом рассчитывать параметры задачи

с учетом теплового и динамического баланса на межфазной поверхности.

С помощью предложенного подхода проведены расчеты бездренажного хранения жидкого азота и водорода. Адекватность метода подтверждена хорошей согласованностью результатов расчета и данных экспериментов. Расчёты подтвердили необходимость воспроизведения начального поля температуры в паре при моделировании хранения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Амирханян Н.В., Черкасов С.Г. Теоретический анализ и методика расчета теплофизических процессов, протекающих в криогенной емкости в режиме бездренажного хранения // ТВТ. 2001, Т. 39, № 6, С. 970-976.
2. Черкасов С.Г., Лаптев И.В., Городнов А.О. Термодинамическая модель процессов в криогенных топливных баках // Космическая техника и технологии. 2020, №2, С. 50-60.
3. Черкасов С.Г., Миронов В.В., Миронова Н.А., Моисеева Л.А. Метод расчета скорости роста давления при бездренажном хранении жидкого водорода в емкостях // Изв. РАН Энергетика, 2010, Т. 4, С. 155-161.
4. Kartuzova O., Kassemi M., Agui J., Moder J. Self-Pressurization and Spray Cooling Simulation of the Multipurpose Hydrogen Test Bed (MHTB) Ground-Based Experiment // 50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference. Cleveland, 2014, July 28-30.
5. Городнов А.О., Лаптев И.В. Влияние теплоемкости стенки на рост давления и температурное расслоение при тепловой конвекции паров водорода в вертикальной цилиндрической емкости // Труды МАИ, 2020, №116, 26 С.
6. Черкасов С.Г., Миронов В.В. Об условиях применимости уравнения теплопроводности для описания одномерного нестационарного теплопереноса в сжимаемой текучей среде // Изв. РАН Энергетика, 2012, Т. 4, С. 134-138.
7. Quazzani J., Garrabos Y. A new numerical algorithm for low Mach number supercritical fluid // Preprint Elsevier, 2007, 23 Apr. 2007. 10 p.
8. Seo M., Jeong S. Analysis of self-pressurization phenomenon of cryogenic fluid storage tank with thermal diffusion model // Cryogenics, 2010, Vol. 50, №9, pp. 549-555.
9. Belyayev A.Yn., Ivanov A.V., Egorov S.D., Voytshonok V.S., Mironov V.M. Pathways to solve the problem of cryogenic rocket propellant long storage in space // Proc. Int. Aerospace Congress. Moscow. Russia. August 15-19. 1994. V.1, pp. 558-562.

Локтионов В.Д.<sup>(1,2)</sup>, Мухтаров Э.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ»,  
111250, Москва, Красноказарменная, 14

<sup>2</sup>Акционерное общество «Электрогорский научно-исследовательский центр по безопасности  
атомных электрических станций» (АО «ЭНИЦ»),  
142530, г. Электрогорск, Московской обл., ул. Святого Константина, 6

## **ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ТЕПЛООБМЕНА НА ГРАНИЧНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ ПОДОГРЕВАЕМОГО СНИЗУ ПЛОСКОГО СЛОЯ РАСПЛАВА МЕТАЛЛА НА ХАРАКТЕР ТЕЧЕНИЯ РАСПЛАВА В УСЛОВИЯХ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЧИСЛАХ РЭЛЕЯ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К РЕШЕНИЮ ПРОБЛЕМЫ УДЕРЖАНИЯ РАСПЛАВА ВНУТРИ КОРПУСА ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ПРИ ТЯЖЕЛОЙ АВАРИИ**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Одним из ключевых условий, обеспечивающих возможность удержания расплавленных материалов активной зоны (АЗ) внутри корпуса ядерного реактора при тяжелой аварии (ТА) является возможность адекватной оценки тепловых нагрузок, воздействующих на корпус реактора (КР) со стороны ванны расплава кориума [1-3], которая формируется внутри корпуса в течение ТА. Вследствие различной плотности расплавленных материалов, в ванне расплава возможна стратификация расплава, когда менее плотные металлические компоненты (сталь, цирконий и др.) формируют нагреваемый по нижней поверхности металлический слой расплава, располагающийся над более плотной, тепло выделяющей оксидной фазой расплава. При подобной конфигурации расплава возникает проблема, связанная с возникновением фокусирующего эффекта тепловой нагрузки [1-6], когда в области контакта верхнего слоя расплава с КР возникают высокоинтенсивные тепловые нагрузки, воздействующие на стенку корпуса. Учитывая, что величина таких тепловых нагрузок определяет как динамику оплавления стенки КР, так и возможность его внешнего охлаждения при ТА, получение более точных оценок для величины и распределения тепловой нагрузки на КР является крайне важной и актуальной проблемой.

Цель настоящего исследования состояла в изучении закономерностей протекания процессов теплообмена в плоском, подогреваемом снизу, слое расплава металла в условиях естественной конвекции при высоких числах Рэлея при различных условиях теплообмена на граничных поверхностях этого слоя, а также в построении зависимостей  $Nu(Ra, Pr)$  для боковой поверхности слоя при различных условиях и сценариях протекания ТА. При определении тепловых нагрузок, действующих на КР при ТА, используются различные методы и подходы. Например, достаточно широко используются обобщенные зависимости вида  $Nu(Ra, Pr)$  [1,6] для оценки тепловых нагрузок, действующих на корпус реактора при ТА. Получение подобных зависимостей на основе натурного моделирования связано со значительными техническими трудностями (температура среды свыше 2000 °С) и мате-

риальными затратами, связанными с реализацией таких экспериментов. Альтернативой этому подходу является использование численного моделирования изучаемых процессов с помощью расчетных кодов, использующих различные технологии моделирования (CFD и др.), и построение на основе численных результатов аппроксимаций для соответствующих зависимостей  $Nu(Ra, Pr)$ . Именно такой подход использовался при выполнении рассматриваемой работы.

### **2. ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ**

#### **2.1. Описание модели и используемых подходов**

В качестве объекта исследования рассматривается модельный цилиндрический слой расплава с радиусом  $R$  и высотой  $h$ , подогреваемый по его нижней поверхности. На нижней поверхности слоя подводится постоянный и равномерный тепловой поток с заданной интенсивностью, а на верхней поверхности этого слоя осуществляется теплообмен излучением со средой, имеющей температуру 1500 °С. В первом расчетном случае, рассматривались условия теплообмена на боковой поверхности слоя, когда температура этой поверхности принималась постоянной и равной 1450 °С, что соответствует температуре плавления корпусной стали.

Величины плотности, коэффициентов теплопроводности, теплоемкости, объемного теплового расширения и кинематической вязкости расплава принимались постоянными и не зависящими от температуры. Число Прандтля для данной среды варьировалось в серии численных экспериментов. Для исследования процессов теплообмена в рассматриваемом слое использовался подход, основанный на численном моделировании с использованием CFD кода ANES [7]. При численном моделировании естественной конвекции в рассматриваемой области использовалась двухпараметрическая модель турбулентности типа  $k-\omega$  в стандартной формулировке.

#### **2.2. Результаты моделирования**

Результаты выполненных численных экспериментов показали, что характер течения в слое рас-

плаве во всех рассмотренных случаях является практически одинаковым. Перестройка пространственной структуры течения в слое наблюдается, как правило, в течение первых ~150 с от начала процесса нагрева слоя расплава по его нижней поверхности. В большинстве случаев, на первом этапе нагрева наблюдается формирование множества ячеек типа ячеек Рэлея–Бенара с последующим их «слиянием» и формированием одной ячейки циркуляции, соответствующей всей рассматриваемой расчетной области. Наиболее ранняя стабилизация течения и температурного состояния в слое расплава наблюдается в области боковой поверхности слоя.

Для оценки интегральных параметров теплообмена и определения параметров в соотношении для числа  $Nu$  на боковой поверхности слоя, были определены неизвестные коэффициенты в этом соотношении на основе статистической обработки результатов численных экспериментов. В определенной таким образом зависимости для  $Nu$  значения коэффициентов пропорциональности и показателя степени при  $Ra$  оказались равными 0.09 и 0.34, соответственно. Эти значения хорошо согласуются с известными результатами [6-9] и соответствуют режиму развитой турбулентности при естественной конвекции в слое расплава. В то же время, полученные результаты показали, что наблюдаются особенности в изменении величины  $Nu$  с ростом значений  $Ra$  (при  $Ra > \sim 10^{10}$ ), когда в ряде случаев наблюдалось существенное расхождение между результатами численного моделирования кодом ANES и результатами, найденными посредством полученной аппроксимации для  $Nu(Ra)$ . Анализ такого поведения показал, что «расслоение» результатов для  $Nu$  наблюдается при достаточно низких значениях числа Прандтля и при относительно высоких значениях отношения  $(h/R)$ , характеризующих геометрию слоя. Поэтому, исходя из этих результатов, можно заключить, что в ряде случаев, при определении параметров теплообмена на боковой поверхности горизонтального слоя расплава и определении числа  $Nu$  для этой поверхности, необходимо рассматривать более усложненные зависимости для чисел Нуссельта, зависящие не только от величины  $Ra$ , но и от величины числа  $Pr$  и геометрических параметров слоя.

Также, в работе были рассмотрены расчетные случаи с заданием на боковой поверхности слоя граничных условий третьего рода. Полученные результаты моделирования показали ряд существенных отличий в характере теплообмена в данном случае от рассмотренных выше. Важной особенностью в этих результатах явилось то, что при определенных граничных условиях на боковой поверхности слоя расплава, существенным образом изменяется как характер течения в расплаве, так и распределение между величинами тепловых потоков и интенсивностью тепловых нагрузок, действующих на боковой и верхней поверхностях слоя расплава. Такое перераспределение тепловых пото-

ков на граничных поверхностях слоя расплава необходимо принимать во внимание при оценке тепловых нагрузок на корпус ядерного реактора в условиях ТА.

### 2.3. Основные выводы

1. на основе численного моделирования кодом ANES и статистической обработки полученных результатов определены параметры в соотношении  $Nu(Ra)$  для боковой поверхности горизонтального слоя расплава металла, подогреваемого снизу;

2. при определении параметров теплообмена на боковой поверхности горизонтального слоя расплава, необходимо рассматривать соотношения для  $Nu$ , зависящие не только от величины  $Ra$ , но и от величины числа  $Pr$  и размеров слоя расплава;

3. с целью проверки полученных расчетных результатов и соотношений для  $Nu$ , необходимо проведение экспериментов с натурными расплавами металла и на модельных средах с различными значениями  $Pr$  и размерами слоя.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Theofanous T.G., Liu C, Additon S. et al. 1997. «In-vessel Coolability and Retention of a Core Melt». Nucl. Eng. and Des. (1997). Vol. 169.
2. Loktionov, V.D., Mukhtarov, E.S., Lyubashevskaya, I.V., 2018. “Features of heat and deformation behavior of a VVER-600 reactor pressure vessel under conditions of inverse stratification of corium pool and worsened external vessel cooling during the severe accident. Part 1. The effect of the inverse melt stratification and in-vessel top cooling of corium pool on the thermal loads acting on VVER-600’s reactor pressure vessel during a severe accident”. Nucl. Eng. and Design, 326. 320–332.
3. Loktionov, V.D., Mukhtarov, E.S. “Estimation of thermal loads on the VVER vessel under conditions of inversion of the stratified molten pool in a severe accident”. Thermal Engineering (English translation of Теплоэнергетика), 2016, Vol. 63, No. 9, pp. 648–656.
4. Григоров Д. Г., Кондратенко П. С. «Эффект фокусировки в теплоотдаче многокомпонентной жидкости с внутренними источниками тепла»/ Теплофизика высоких температур. 2001, том 39, № 1, с. 161-165.
5. Кочетов Н.А., Локтионов В.Д., Сидоров А.С. «Моделирование с помощью программного комплекса STARCCM+ теплового состояния и естественной конвекции в металлическом слое расплава при тяжелых авариях в реакторах типа ВВЭР». ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА, 2015, № 5, с. 1–11).
6. N.I. Kolev. “Multiphase Flow Dynamics 4”. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2009. Springer, 2009. 745 p.
7. ANES/Steam «ANES/20XE : Код для численного моделирования процессов гидродинамики и теплообмена. Описание математических моделей кода». - 2015. (<http://anesch12655.tnweb.ru>),
8. S. W. Churchill and H. H. S. Chu, “Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate”. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 18, no. 11, pp. 1323–1329, 1975.
9. S. Globe and D. Dropkin, “Natural-convection heat transfer in liquid confined by two horizontal plates and heated from below”. Journal of Heat Transfer, vol. 81, pp. 24–28, 1959.



**Секция 3**

**Горение,  
теплообмен при  
химических  
превращениях**





А.В. Жуйков<sup>1</sup>, Д.О. Глушков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Сибирский федеральный университет,  
660041, Красноярск, пр. Свободный, 79

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
634050, Томск, Ленина, 30

## ОЦЕНКА СКЛОННОСТИ К ШЛАКОВАНИЮ ПОВЕРХНОСТЕЙ НАГРЕВА ПРИ СЖИГАНИИ КАМЕННОГО УГЛЯ, ДРЕВЕСНОЙ БИОМАССЫ И ИХ СМЕСЕЙ

Аннотация. Выполнено исследование совместного сжигания каменного угля и опилок с применением термического метода. Проведена оценка склонности к шлакованию топочных экранов при сжигании топливных смесей.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

При производстве тепловой и электрической энергии, для снижения выхода парниковых газов актуальным становится переход на твердотопливные смеси, состоящие из угля и биомассы. Одним доступных и распространенных видов биомассы является лесная биомасса в виде отходов от лесозаготовительной промышленности. Для анализа совместного горения топлив распространено применение термического метода (ТГА) [1].

При сжигании угля и биомассы необходимо учитывать, что механизмы образования и налипания золы на поверхность нагрева топочных экранов зависят от минеральной части золы [2].

Целью данной работы является исследование совместного горения смеси, состоящей из каменного угля и лесной биомассы с применением ТГА, а также оценка склонности к шлакованию поверхностей нагрева при сжигании твердотопливной смеси.

### 2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве объектов исследования выбраны следующие топлива: Чаданский каменный уголь (ЧД), Республика Тыва; сосновые опилки (СО).

Топлива в воздушно-сухом состоянии размалывались и просеивались до размера частиц 140–250 мкм. В табл. 1 и 2 представлен технический и элементный анализ топлив проведенный в соответствии с ГОСТами. Топливную смесь по массе получали с помощью аналитических весов: ЧД 100%; ЧД 75% + СО 25%; ЧД 50% + СО 50%; ЧД 25% + СО 75%; СО 100%. Определение содержания элементов в твердых материалах проводили методом рентгенофлуоресцентного спектрального анализа с помощью энергодисперсионного спектрометра (табл. 3).

Для проведения термогравиметрического анализа использовался термоанализатор SDT Q600, масса топлив составляла  $6,0 \pm 0,25$  мг. Анализы выполнены в потоке воздуха с расходом 50 мл/мин. при типичной скорости нагрева 20 °С/мин. С помощью ПО Universal Analysis 2000 по кривым убыли массы (ТГ), и скорости изменения массы (ДТГ) определены максимальная скорость изменения массы ( $ДТГ_{max}$ ) и

максимальная температура ( $T_{ДТГ}$ ) соответствующая  $ДТГ_{max}$ . По методу пересечения кривых определены температура зажигания ( $T_z$ ) и выгорания ( $T_v$ ) коксового остатка.

Склонность к шлакованию топочных экранов оценивалась по методике [3]. Для проведения оценки определялись следующие параметры: температура начала шлакования ( $t_{slag}$ ); склонность к образованию прочных железистых отложений ( $P_{Fe}$ ); склонность к образованию отложений на базе активных щелочей ( $P_{Na}$ ); склонность к сульфатно-кальциевым отложениям ( $P_{Ca}$ ); универсальный индекс склонности топлив к шлакованию топочных экранов ( $R_s$ ). Оценка состоит из следующих рангов: низкий; средний; высокий и очень высокий.  $t_{slag}$  для ЧД составила 995 °С, для СО 980 °С. ЧД относится к шлакующимся углям, так как его  $t_{slag} < 1050$  °С [3].

Таблица 1. Теплотехнический состав топлив

	$W^a$ , %	$A^d$ , %	$V^{daf}$ , %	$Q_s^{daf}$ , МДж/кг
ЧД	3,0	8,0	37,5	35,79
СО	2,8	-	80,2	25,77

Таблица 2. Элементный состав топлив

	$C^{daf}$ , %	$H^{daf}$ , %	$N^{daf}$ , %	$S^{daf}$ , %	$O^{daf}$ , %
ЧД	85,7	5,6	1,3	0,3	7,1
СО	55,6	5,5	0,3	-	38,6

Таблица 3. Содержание основных оксидов в золе

	$SiO_2$	$Al_2O_3$	$TiO_2$	$Fe_2O_3$
ЧД	21,5	10,3	0,6	19,1
СО	61,5	12,3	0,7	6,9
	$CaO$	$MgO$	$K_2O$	$Na_2O$
ЧД	24,8	13,0	0,7	0,3
СО	8,9	3,0	3,1	1,1

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Горение угля, опилок и их смесей представлены на рис. 1 профилями кривых ТГ и ДТГ. Нагрев топлив начинается от 30 °С и продолжается до 800 °С. Первым этапом в процессе горения топлива является его сушка, при которой происходит удаление абсорбированной влаги. На этом этапе происходит небольшое изменение массы (рис. 1а) как индивидуальных топлив, так и их смесей, за счет низкой влажности (табл. 1). Выход и горение летучих у опилок начинается в интервале температур 190–210 °С, у угля 320–340 °С. По мере добавления опилок к углю происходит смещение кривой ТГ в сторону более низких температур (рис. 1а). Горение смесей имеет четыре пика ДТГ. В пике ДТГ-а

(рис. 1б) происходит горение гемицеллюлозы и целлюлозы, в пике ДТГ-б происходит горение лигнина и летучих угля, в пике ДТГ-с горит коксовый остаток угля и в пике ДТГ-д происходит догорание особо плотного углеродного остатка угля.

$T_3$  угля составила 435 °С, опилки 306 °С.  $T_3$  смеси находится в интервале температур от 308 до 315 °С.  $T_b$  угля составила 702 °С, опилки 490 °С. По мере добавления опилок к углю  $T_b$  снизилась с 693 до 672 °С.

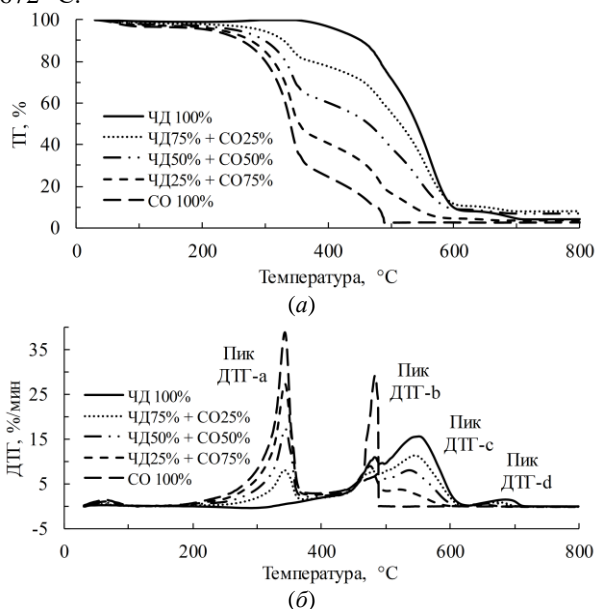


Рис. 1. Результаты термогравиметрического анализа горения угля, опилок и их смесей: а) – ТГ; б) – ДТГ.

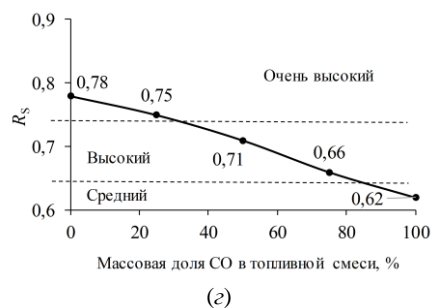
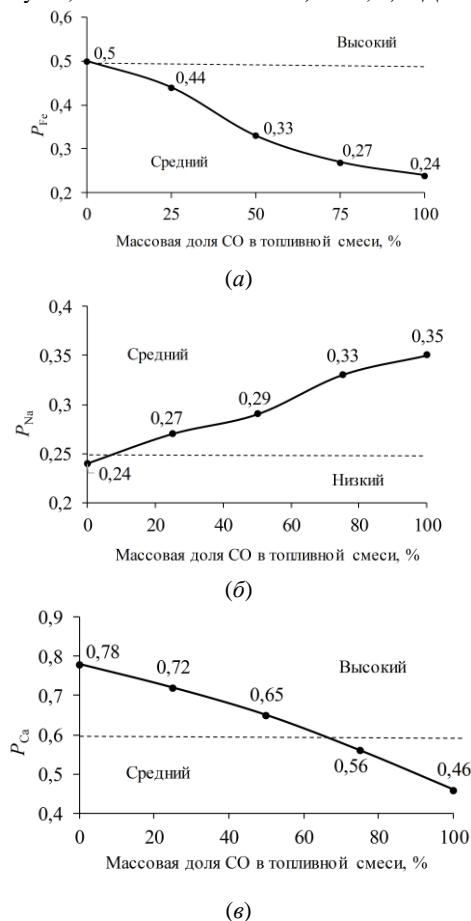


Рис. 2. Результаты оценки склонности к шлакованию поверхностей нагрева: а) –  $P_{Fe}$ ; б) –  $P_{Na}$ ; в) –  $P_{Ca}$ ; з) –  $R_s$ .

$ДТГ_{max}$  опилок равна 39 %/мин., у угля это значение ниже и равно 16 %/мин. за счет низкого содержания летучих по сравнению с опилками. По мере добавления опилок к углю происходит перераспределение  $ДТГ_{max}$  по пикам ДТГ (рис. 1б). В пике ДТГ-с; ДТГ-б; ДТГ-д происходит снижение значения  $ДТГ_{max}$ , а пике ДТГ-а происходит увеличение  $ДТГ_{max}$ .

На рис. 2 представлены результаты оценки шлакующих свойств топливной смеси в зависимости от массовой доли в ней СО. При увеличении массовой доли СО в смеси  $P_{Fe}$  снижается и находится в ранге – средний (рис. 2а).  $P_{Na}$  увеличивается, но остается в ранге – средний (рис. 2б).  $P_{Ca}$  снижается, при добавлении более 50% СО, и переходит из ранга высокий в ранг средний (рис. 2в).  $R_s$  уменьшается при добавлении СО 25% и переходит из ранга очень высокий в ранг высокий, а при добавлении свыше 75% СО,  $R_s$  переходит в ранг – средний (рис. 2з).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поведенное исследование совместного горения каменного угля и древесной биомассы позволило определить основные параметры горения индивидуальных топлив и их смесей. При увеличении доли биомассы в смеси происходит перераспределение между пиками ДТГ в сторону области низких температур.

Проведенная оценка склонности топливной смеси к шлакованию поверхностей нагрева показала, что добавление биомассы к каменному углю может уменьшить  $R_s$  до 18%.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-23-00040, <https://rscf.ru/project/22-23-00040/>

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Chen C., Qin S., Chen F., Lu Z., Cheng Z.** Co-combustion characteristics study of bagasse, coal and their blends by thermogravimetric analysis // J. Energy Inst., 2019. No 92(2). P. 364–369.
2. **Magalhaes D., Kazanc F.** Influence of biomass thermal pre-treatment on the particulate matter formation during pulverized co-combustion with lignite coal // Fuel, 2022. No 308. 122027.
3. **Alekhovich A.N., Artem'eva N.V., Bogomolov V.V.** Slagging properties of coals and allowance for them in the analysis of the possibility of using out-of-design fuel // Power Technol. Eng., 2006, No 40(3). P. 170–174.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРОИЗВОДСТВА ДРЕВЕСНЫХ ГРАНУЛ**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

В технологическом цикле предприятий лесопромышленного комплекса образуется значительное количество побочных продуктов заготовки, обработки и переработки древесины, однако они относятся к трудносжигаемым топливам. Перспективным направлением их облагораживания является гранулирование. Наша страна располагает огромным сырьевым потенциалом для производства прессованного биотоплива [1].

В ООО «Регион-Лес» на протяжении ряда лет успешно ведутся работы по комплексному повышению эффективности использования древесного сырья. Так в 2018 году был открыт лесопильный комплекс в Шенкурском районе Архангельской области, в состав которого в 2019 году вошел новый завод по производству древесных гранул из побочных продуктов лесопильного производства.

### **2. ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ**

Завод по производству древесных гранул оборудован одной производственной линией и представляет собой автоматизированное производство. В качестве сырья используются опилки и щепы, полученная в результате измельчения остатков лесопиления, непригодных для использования в качестве пиломатериалов. Сырьем для получения теплового агента и последующей сушки измельченного материала являются отходы лесопильного производства: кора и щепы. Производственный участок, где установлены топливный бункер, стокерный приемник древесного сырья и теплогенератор с искрогасителем имеет «полуоткрытую» компоновку, то есть оборудован только крышей. Из древесного топлива с помощью дискового сепаратора отделяется крупная фракция и далее топливо по скребковому транспортеру подается в шахтный дозатор с гидравлическим толкателем, который обеспечивает его дозированную подачу на наклонно-переталкивающую решетку теплогенератора. Теплогенератор имеет модульную конструкцию камерного типа и включает в себя топку с подвижной колосниковой решеткой, камеру догорания, куда подается третичный воздух, смесительную камеру и трубу аварийного дымоудаления. В топочной камере реализована ступенчатая схема сжигания кородревесного топлива.

Для получения продуктов сгорания с заданной температурой смесительная камера оснащена воздуховодами и вентиляторами. После смесительной камеры дымовые газы поступают в искрогаситель динамического типа, где улавливаются золотые частицы и частицы недогоревшего топлива. Далее газы поступают в сушильный барабан, при вращении

которого происходит перемешивание древесного материала с горячими газами и испарение влаги, тем самым достигается относительная влажность материала на выходе из сушилки 10–13 %.

До сушильного барабана древесное сырье проходит дисковый и магнитный сепараторы и молотковую дробилку. Измельченное сырье направляется в бункер-распределитель, из которого шнековым дозатором подается в смесительный участок газохода перед одноходовой сушилкой, где теплоноситель подхватывает влажное сырье и транспортирует в барабанную сушилку. После которой древесное сырье вместе с влажными газами направляется в циклон СК-ЦМ-34-2200, где твердая фракция отделяется от сушильного агента, который с помощью дымососа выбрасывается в атмосферу через дымовую трубу. Высушенное сырье из циклона направляется в аэросепаратор через влагомер. Датчик которого определяет диэлектрическую проницаемость древесного материала и вычисляет его влажность, значение которой определяет необходимость корректировки режима сушки.

В аэросепараторе обеспечивается удаление из высушенного материала крупных частиц. После чего древесный материал направляется в молотковую дробилку. Под воздействием ударной нагрузки материал разрушается, все частицы, имеющие размер меньше отверстий, установленных сит, выносятся из дробильной камеры системой пневмотранспорта и направляются в циклон СК-ЦН-34-1200. Из циклона мелкодисперсное древесное сырье подается в бункер-ворошитель. Мелкие частицы древесины и пыль, не уловленные в циклоне, осаждаются в аспирационном рукавном фильтре.

Из бункера-ворошителя мелкодисперсный материал подается в смеситель шнекового типа, где увлажняется с помощью горячей воды, после чего гомогенизированный материал направляется в пресс-гранулятор фирмы Munch.

В рабочей камере пресса древесный материал продавливается через радиальные отверстия матрицы с помощью прижимающих роликов, что приводит к формированию гранул. На выходе из пресса гранулы имеют высокую температуру, поэтому они направляются в воздушную охлаждающую установку. Поток воздуха от охладителя вместе с древесной пылью поступает в аспирационный рукавный фильтр, где пыль осаждается.

Охлажденные пеллеты поступают на вибросито, где отделяется несгранулированный материал, который направляется в бункер-ворошитель пресса для повторной переработки. Топливные гранулы после вибросита направляются в бункер готовой продукции для дальнейшей фасовки в биг-беги и отправки

на склад.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Экспериментальные исследования проводились в соответствии с требованиями, предъявляемыми к промышленно-эксплуатационным испытаниям второй категории сложности [2]. Для определения состава продуктов сгорания использовался газоанализатор «Testo–350 XL».

Теплотехнический анализ топлива, исходного сырья и готовых гранул проводился с помощью установок лаборатории термического анализа и калориметра ИКА С 2000 basic Version 2.

Исследование гранулометрического состава топлива, исходного сырья, древесных гранул и очаговых остатков проводилось с помощью анализаторов: «029» и AS 200 Control. Механическая прочность и истираемость гранулированного топлива определялись с помощью тестера NHP 100.

Определение полей скоростей и расходов газов и воздуха выполнялось с помощью пневмометрической трубки, чашечного анемометра и микроанометра прецизионного прибора «Testo–435».

При определении концентрации твердых частиц в газах применялся метод внутренней фильтрации [3], для реализации которого использовались аспирационная установка «ОП-442 ТЦ», пылезборная трубка, фильтровальные патроны и др. Твердые частицы, уловленные из потока отработанного сушильного агента, исследовались на электронном растровом микроскопе Zeiss SIGMA VP.

Температуры наружных поверхностей оборудования линии гранулирования определялись с помощью пирометра и тепловизора «Testo 885-2».

Расход топлива определялся по уравнению обратного теплового баланса. Обработка экспериментальных данных проводилась с помощью многомодульного программно-методического комплекса [4].

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При проведении комплексного исследования эффективности работы оборудования завода по производству древесных гранул в топку теплогенератора подавалось древесное топливо, в составе которого преобладала щепа (~68 %), доля коры составляла ~7.8 %, а опилок – 24.2 %. Во всех опытах сжигаемое древесное топливо имело высокую степень неоднородности гранулометрического состава (средний коэффициент полидисперсности  $n = 1.547$ , а коэффициент, характеризующий крупность состава  $b = 2.019 \cdot 10^{-7}$ ). Влажность древесного топлива на рабочую массу составляла  $W_t' = 43.55$  %; зольность  $A' = 0.55$  %; а низшая теплота сгорания  $Q_{r,i} = 9.553$  МДж/кг.

Проба исходного сырья была отобрана из стокерного приемника до дискового сепаратора, ее гранулометрический состав характеризовался следующими значениями определяющих коэффициентов  $n = 1.035$ ;  $b = 3.982 \cdot 10^{-5}$ . Балансовые опыты, основные

результаты трех из которых, приведены в табл. 1, были проведены в диапазоне изменения производительности линии гранулирования по готовому продукту от 1.17 до 1.43 т/ч.

Температура газов перед сушильной установкой была существенно ниже рекомендуемого значения (табл. 1). Это снижает экономические показатели процесса сушки и линии гранулирования в целом. Энергетическое обследование показало, что распределение воздушных потоков в теплогенераторе является не оптимальным. Не достаточная подача первичного воздуха и чрезмерная подача вторичного воздуха в топку и третичного воздуха в камеру догорания уменьшили время пребывания продуктов горения в активном топочном объеме, что вызвало повышенную генерацию оксида углерода и как следствие увеличение потерь тепла с химическим недожогом топлива (табл. 1). Значение коэффициента избытками воздуха на выходе из топочной камеры составило  $\alpha_r = 2.14–2.19$ .

Процесс горения влажного древесного топлива в топке теплогенератора сопровождался достаточно низким образованием оксидов азота (табл. 1). Расчетный расход воздуха в камеру смешения теплогенератора составлял 3077–6596  $\text{нм}^3/\text{ч}$ , присосы холодного воздуха в газоход имели значения близкие к нормативным [5]. Оптимизация подачи первичного и вторичного воздуха откроет дополнительные возможности по снижению выбросов оксидов азота и угарного газа.

В сушильной установке барабанного типа влажность исходного сырья снижалась до 13.2–14.2 %, при этом количество испаренной влаги составляло 1049–1311 кг/ч, а объемный расход отработанного сушильного агента - 19075–21940  $\text{нм}^3/\text{ч}$ . Расход тепла, уносимого с уходящим из установки сушильным агентом, составлял 315–392 Мкал/ч.

Учитывая, что на газоходах и корпусе циклонного пылеуловителя и дымососа тепловая изоляция отсутствует, температура отработанного сушильного агента перед дымовой трубой снижалась на 12.2–13.7 °С, при температуре наружного воздуха минус 9–10 °С. Таким образом, отсутствие тепловой изоляции снижало естественную тягу дымовой трубы и ухудшало условия рассеивания отработанных газов и соответственно увеличивало затраты электроэнергии на тягу.

Исследование гранулометрического состава высушенного сырья свидетельствует о том, что степень его однородности повышается ( $n = 1.433$ ), что объясняется тремя факторами: отделением крупной фракции с помощью дискового сепаратора и аэросепаратора, измельчением сырья в мельнице дробления сырого материала и уносом наиболее тонкой фракции в дымовую трубу. Воздушная сепарация позволяет отделить от высушенного сырья преимущественно частицы с размером 4.0 мм и более.

В процессе сушки происходит незначительное увеличение зольности сырья за счет летучей золы, вносимой сушильным агентом в материал (табл. 1).

При определении КПД брутто теплогенератора

учитывались потери тепла от химического и механического недожога, с физической теплотой шлака и провала, а также потери тепла от наружного охлаждения ( $\eta_{\text{гр}} = 100 - q_3 - q_4 - q_6 - q_5^*$ ).

Концентрация твердой фазы в отработанном сушильном агенте после циклонного пылеуловителя при производительности теплогенератора 1.95 МВт составляла 49.7 мг/нм<sup>3</sup>. Исследования, выполненные с помощью электронного растрового микроскопа, показали, что спектр размеров частиц, выбрасываемых в атмосферный воздух через дымовую трубу очень широк, от самых маленьких до частиц с эквивалентным размером 400 мкм. Изучение элементного состава уносимых частиц позволило сделать вывод, что в них доминируют мелкодисперсные древесные частицы, выносимые из барабанной сушилки, которые не смог отсепарировать циклонный пылеуловитель.

Анализ условий тепловой работы теплогенератора и сушильной установки показал, что потери тепла с уходящими газами, составляют 15.37–17.17 %. Величина данной потери повышается с уменьшением температуры сушильного агента перед барабанной сушилкой, ввиду значительного увеличения его объема.

Очень низкий уровень потери тепла с механической неполнотой сгорания (табл. 1) объясняется маленькой зольностью древесного топлива и низким содержанием горючих веществ в летучей золе и шлаке. Результаты исследования гранулометрического состава летучей золы, уловленной в искрогасителе, показали, что она имеет высокую степень полидисперсности ( $n = 0.821$ ) и очень тонкодисперсный фракционный состав ( $b = 2.631 \cdot 10^{-2}$ ), при этом доминируют частицы размером менее 250 мкм, массовая доля которых составляет более 96 %.

Большие значения потери тепла в окружающую среду для теплогенератора с искрогасителем и газоходами (табл. 1) объясняются «полуоткрытой» компоновкой данного производственного участка, а также отсутствием тепловой изоляции на газоходах, температура в которых составляла 255–353 °С. Кроме этого, обмуровка и изоляция ограждающих конструкций теплогенератора во многих участках не обеспечивала выполнение требований правил [6].

Для исключения возможных погрешностей, возникающих при реализации относительного метода [2], была произведена тепловизионная съемка всех элементов, обследуемой линии гранулирования.

При проведении балансовых опытов КПД брутто теплогенератора и сушильной установки (с учетом смесительной камеры, искроуловителя, аэросепаратора, циклонного пылеотделителя и соединительных газоходов), если использовать при его определении подход, принятый для котельных установок, изменялся в диапазоне 75.37–77.52 %. Если при определении КПД брутто установки считать полезно используемой, теплоту, затраченную на нагрев древесного сырья и испарение из него влаги, а подведенной теплотой, располагаемую теплоту древесного топлива, поступающего в топку теплогенератора, то

тогда КПД брутто такой установки изменялся в диапазоне 34.13–42.76 %.

Комплексное энергообследование показало, что с увеличением температуры сушильного агента и производительности установки удельный расход условного топлива на выработку гранул значительно снижается. Однако режимы эксплуатации сушильных барабанов с температурой газов на входе более 400 °С характеризуются высокой пожароопасностью.

Отбор мелкодисперсного древесного материала, идущего в пресс-гранулятор, показал, что он имеет полидисперсный гранулометрический состав ( $n = 1.747$ ;  $b = 6.051 \cdot 10^{-6}$ ), при этом доминируют частицы с размером  $2000 > \delta \geq 250$  мкм, массовая доля которых составляет около 73 %.

Исследование гранулометрического состава готовых пеллет, показало, что они имеют довольно однородный гранулометрический состав ( $n = 4.338$ ). При том преобладают пеллеты длиной  $7,0 \leq L < 25$  мм ( $b = 1.248 \cdot 10^{-19}$ ), доля которых составляет более 87 % (по массе). Содержание крошки составляет менее 1.0 %, что соответствует требованиям действующих стандартов. По теплотехническим показателям и механической прочности, произведенные древесные гранулы, соответствуют требованиям российских и европейских стандартов.

При проведении комплексного энергетического обследования был выполнен анализ количества электроэнергии, потребляемой для производства древесных гранул. Расчет мощности, потребляемой каждым элементом технологической схемы, проводился в соответствии с рекомендациями [7]. При этом каждые 8–10 минут фиксировались все параметры, характеризующие работу электрооборудования и выводимые на мониторы пульта управления. В дальнейшем проводилась обработка полученных данных и определение средних значений потребляемой мощности. Полученные результаты позволили сделать вывод, что средний удельный расход электроэнергии на производство 1 тонны гранул при температуре наружного воздуха минус 9–10 °С составил 262.7 кВт·ч.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эффективность работы сушильной установки определяется температурой газов на входе, чем выше данная температура, тем меньше расход топлива и затраты электроэнергии на производство древесных гранул. Однако повышение температуры сушильного агента увеличивает пожароопасность установки. Компромиссным решением для данных барабанных сушилок являются режимы работы с температурой сушильного агента до 400 °С.

Определяющее влияние на экологические показатели линии гранулирования оказывает эффективность работы теплогенератора. Конструктивные особенности теплогенератора позволили обеспечить низкие значения потерь тепла с механической неполнотой сгорания и эмиссий оксидов азота. Однако не оптимальный воздушный режим работы теплогенератора, отсутствие в полном объеме средств



контроля теплового и газовоздушного режима, приводят к повышенной генерации угарного газа, существенным потерям тепла с химическим недожогом топлива и повышенным затратам электроэнергии на тягу.

Большие значения потери тепла в окружающую среду для теплогенератора с искрогасителем и газоходами вызваны «полукрытой» компоновкой данного производственного участка, а также отсутствием тепловой изоляции на газоходах с сушильным агентом. Данные факты вызывают также снижение естественной тяги дымовой трубы, конденсацию водяных паров на стенках и осаждение на них мелкодисперсных древесных частиц, и соответственно увеличивают затраты электроэнергии на тягу,

снижают жизненный цикл оборудования и др.

Необходимо учитывать, что КПД процесса размола в мельницах и дробилках, особенно при измельчении влажных материалов, имеет очень маленькие значения, так как велики затраты энергии на упругое деформирование влажного материала. Исходя из этого, при проектировании заводов по производству древесных гранул необходимо стремиться минимизировать количество древесного сырья, направляемого в молотковые дробилки сырого дробления, за счет предварительной классификации древесного сырья по размерам частиц. Реализация данного мероприятия позволяет значительно уменьшить удельный расход электроэнергии на выработку гранул.

Таблица 1. Некоторые результаты энергетического обследования

Наименование величины	Обозначение, размерность	Опыт №1	Опыт №2	Опыт №3	
Производительность теплогенератора	$Q_2$ , МВт	1.96	1.97	1.98	
Потери тепла:	с химнедожогом	$q_3$ , %	1.12	1.13	0.93
	с мехнедожогом	$q_4$ , %	0.09	0.09	0.09
в окружающую среду		$q_5$ , %	6.23	6.10	6.06
	с физической теплотой шлака	$q_6$ , %	0.03	0.03	0.03
Полный расход биотоплива	$B$ , т/ч	0.982	0.983	0.965	
Эмиссия $NO_x$	$NO_x$ , мг/МДж	75	80	68	
Эмиссия CO	CO, мг/МДж	168	175	163	
КПД брутто теплогенератора с учетом искрогасителя	$\eta_{гг}$ , %	92.54	92.66	92.89	
Температура газов перед сушилкой	$\theta_{с.а.}$ , °C	255	341	353	
Избыток воздуха в сушильном агенте	$\alpha_{с.а}$	9.29	9.04	8.02	
Количество испаренной влаги на 1 кг сырья	$\Delta W$ , кг/кг	0.466	0.471	0.472	
Количество сушильного агента на 1 кг сырья	$q_1$ , кг/кг	7.369	4.845	4.677	
Температура газов за сушилкой	$\theta_{ух.}$ , °C	79	82	83	
Избыток воздуха в газах за сушилкой	$\alpha_{ух}$	9.44	9.19	8.17	
Суммарные потери тепла в окружающую среду	$q_5$ , %	6.23	6.10	6.06	
Влажность сырья до и после сушилки	$W_f^i$ , %	54.14/14.20	54.14/13.30	54.14/13.20	
Зольность сырья до и после сушилки	$A^d$ , %	0.34/0.36	0.34/0.36	0.34/0.36	
Выход летучих до и после сушилки	$V^{daf}$ , %	84.50/84.28	84.50/84.25	84.50/84.25	
Низшая теплота сгорания сырья до и после сушилки	$Q_f^i$ , МДж/кг	7.316/15.877	7.316/16.070	7.316/16.091	
Температура газов после пылеуловителя	$\theta_{пы.}$ , °C	76	76.5	77	
Удельный расход условного топлива на 1 т гранул	$v$ , кг у.т/т	272.1	225.4	218.9	
Влажность древесных гранул	$W_f^g$ , %		7.40		
Зольность гранул на сухую массу	$A^d$ , %		0.37		
Выход летучих веществ на горючую массу	$V^{daf}$ , %		84.25		
Кажущаяся плотность	$\rho_k$ , г/см <sup>3</sup>		1.15		
Насыпная плотность	$\rho_{нас}$ , г/см <sup>3</sup>		0.64		
Механическая прочность	$DU$ , %		98.51		
Низшая теплота сгорания гранул	$Q_f^g$ , МДж/кг		17.342		

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Открытые данные (Рослесхоз)** // [Электронный ресурс]. – <http://rosleshoz.gov.ru/opendata> 2019. URL: (дата обращения 23.01.2019)
2. **Теплотехнические** испытания котельных установок/ В.И. Трёмбовля, Е.Д. Фингер, А.А. Авдеева. М.: Энергоатомиздат, 1991. 416 с.
3. **Сборник** методик по определению концентраций загрязняющих веществ в промышленных выбросах. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 140 с.
4. **Повышение** эффективности энергетического использования биотоплив / В.К. Любов, С.В. Любова. Архангельск: САФУ, 2017. 533 с.
5. **Тепловой** расчет котлов (нормативный метод). СПб.: НПО ЦКТИ, 1998. 256 с.
6. **Правила** устройства безопасной эксплуатации паровых и водогрейных котлов. М.: ПИО БТО, 1996. 185с.
7. **Теоретические** основы электротехники. Т.1/ Л.Р. Нейман, К.С. Демирчян. М.- Л.: Энергоиздат, 1981. 533 с.

## **ВЛИЯНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПРИГОТОВЛЕНИЯ СУСПЕНЗИОННОГО ТОПЛИВА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЕГО ЗАЖИГАНИЯ И ГОРЕНИЯ**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Использование суспензионных топлив представляет интерес для энергетической отрасли [1]. В состав смесей могут входить не только уголь и вода, но и угольные шламы, отходы нефтепереработки, отработанные масла, биомасса, вспомогательные компоненты [2–4].

Для эффективного использования суспензий важно установить баланс большого числа характеристик, таких как теплота сгорания, зольность, вязкость, статическая стабильность, скорость зажигания и выгорания и др. При увеличении числа компонентов в суспензии актуальными становятся вопросы о том, в какой последовательности целесообразнее смешивать компоненты, какое оборудование использовать и как обрабатывать компоненты, чтобы улучшить характеристики полученного топлива.

Настоящая работа направлена на комплексное изучение влияния условий и методик приготовления трехкомпонентных топливных суспензий на характеристики их зажигания, горения, эмиссию антропогенных газов, а также вязкость и статическую стабильность.

### **2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ**

В настоящей работе использовались четыре типа составов (указаны массовые доли): (1) 50% уголь, 49% вода, 1% лигносульфонат натрия; (2) 50% уголь, 45% вода, 5% отработанное турбинное масло; (3) 50% уголь, 45% вода, 5% опилки; (4) 50% угольный шлам, 49% вода, 1% лигносульфонат натрия. В зависимости от задачи исследования последовательность смешения компонентов менялась. Компоненты перемешивали при помощи магнитной мешалки AIBOTE ZNCLBS-2500 (температура при перемешивании  $25 \pm 2$  °С, скорость вращения магнитного якоря 1500 об/мин, длительность перемешивания 10–15 мин). Для определения влияния смешивающего оборудования на характеристики зажигания и горения топливных композиций помимо магнитной мешалки были использованы следующие устройства: погружной гомогенизатор Polytron 2500e (скорость вращения насадки 1500 об/мин) и лабораторная шаровая барабанная мельница (сосуд объемом 2 л, керамические мелющие тела различной формы и размера от 2 до 3 см в диаметре по одной из осей). Продолжительность смешивания в шаровой барабанной мельнице составляла около 2 ч. При использовании гомогенизатора продолжительность смешивания составляла 10–15 мин.

Капли суспензий со средним размером 2 мм

сжигались в муфельной печи в стационарных условиях. Температура в печи варьировалась в диапазоне 700–900 °С.

### **3. РЕЗУЛЬТАТЫ**

Время задержки газофазного зажигания капель суспензии без горючих добавок слабо изменялось при изменении последовательности смешивания компонентов. Можно заключить, что очередность добавления лигносульфоната натрия не оказывает влияние на последующее газофазное зажигание суспензии. В целом для капель водоугольной суспензии характерна более длительная эндотермическая стадия в сравнении с суспензиями с маслом или опилками (особенно при температуре в печи 700–800 °С). Такие добавки позволяют активизировать газофазное горение за счет дополнительного притока горючих компонентов в газовую среду при нагреве капли топлива.

Для смесей с турбинным маслом наиболее длительная эндотермическая стадия типична каплям топлива, смешение которого происходило в последовательности «уголь, масло, вода». Данная особенность может быть связана с агломерированием угольных частиц при смешении с маслом. Уплотненные скопления мелких угольных частиц вокруг капель масла могут нарушать тепло- и массообмен при нагреве топлива и несколько тормозить процесс испарения масла. Наименьшей задержкой газофазного зажигания характеризуется топливная композиция, в которой уголь смешивался с водой, а после к суспензии добавлялось турбинное масло. Это связано с образованием масляной пленки на поверхности капли топлива. Масло, сконцентрированное на поверхности капли суспензии, быстрее испаряется, т.е. реакционноспособная газовая смесь формируется интенсивнее. Топливо, приготовленное по наиболее распространенному принципу – последовательности «вода, масло, уголь», также имело достаточно малые времена задержки газофазного зажигания – от 6.5 с и ниже.

Наиболее длительными задержками гетерогенного зажигания (рис. 1) характеризуются топливные композиции с добавлением опилок. Факельное горение этих топлив было более длительным. Древесные компоненты хорошо удерживают воду и поэтому процесс их термического разложения не такой быстрый как, например, испарение нефтяного масла. Последовательность смешения компонентов оказала наибольшее влияние на гетерогенное зажигание смесей с добавкой опилок. При 800–900 °С состав, в котором сначала вода сначала соединялась с водой,

а потом добавлялся уголь, зажегся дольше остальных. Такая последовательность смешивания позволяет наиболее равномерно распределить древесные частицы, хорошо пропитанные водой, по всему объему топлива и, впоследствии, по объему капли. Это, в свою очередь, дает эффект удерживания влаги и некоторого замедления процессов испарения воды и термического разложения древесины.

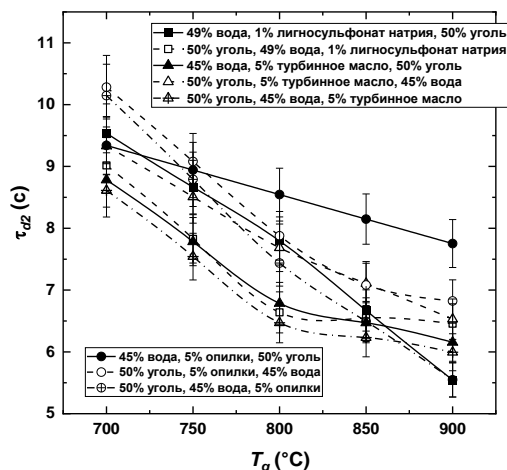


Рис. 1. Зависимости времен задержки гетерогенного зажигания капель суспензий от температуры в камере сгорания

Рис. 3 иллюстрирует временные характеристики зажигания и горения капель суспензии, приготовленной с использованием разного смешивающего оборудования (последовательность смешивания компонентов не варьировалась). Газофазное и гетерогенное зажигание ускоряется, в среднем, в 1.5 раза при увеличении температуры в печи от 700 до 900 °C независимо от того, какое оборудование применялось при смешивании. При смешивании компонентов с помощью магнитной мешалки и кавитатора, полученное топливо зажеглось на 15–20% медленнее, чем топливо, приготовленное гомогенизатором (рис. 2). При использовании кавитатора происходит дополнительное мокрое измельчение частиц угля, а также насыщение пор и пустот влагой и пузырьками воздуха. При последующем нагреве капли топлива, приготовленного в кавитаторе, длительность эндотермической стадии может увеличиваться, так как испарение влаги из внутренних пор каждой частицы происходит дольше, чем с поверхности. Поэтому также при относительно невысокой температуре в печи температура коксового остатка такого топлива ниже, чем у топлива, приготовленного с помощью гомогенизатора или магнитной мешалки. Топливо, приготовленное с помощью гомогенизатора и мешалки в большей степени склонно к формированию агломератов угольных частиц. На эндотермической стадии эти агломераты могут воспламеняться раньше (служат интенсификаторами для дальнейшей реакции горения), но на этапе выгорания они, напротив, могут усугублять неполное сгорание капель топлива

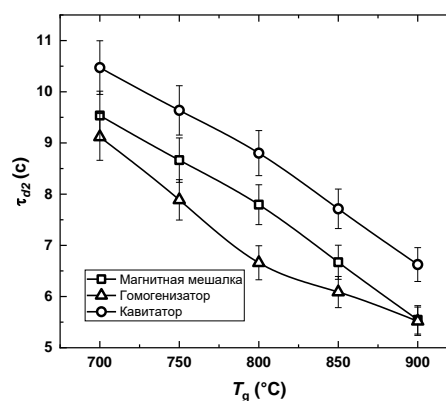


Рис. 2. Зависимости времен задержки гетерогенного зажигания от температуры в камере сгорания для топливной смеси «49% вода, 1% лигносульфонат натрия, 50% уголь», приготовленной при помощи различных устройств

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Влияние смешивания на зажигание и горение носило локальный и нелинейный характер. Установлено, что нежелательно добавлять в топливо поверхностно-активное вещество на заключительном этапе смешивания. Для обеспечения более равномерного выгорания смеси с древесной биомассой, последнюю целесообразнее сначала смешивать с водой, а потом добавлять угольный компонент. Улучшение характеристик зажигания и выгорания на 10–15% возможно за счет использования технологии итерационного смешивания. Последовательность смешивания заметного влияния не оказывала на выбросы при горении. Наиболее однородное, стабильное топливо с приемлемой вязкостью (около 400 мПа·с при скорости сдвига 100 с<sup>-1</sup>) можно получить с помощью кавитатора (коллоидной мельницы). Гомогенизатор и магнитная мешалка давали менее однородную и стабильную смесь, но за счет наличия агломератов угольных частиц полученное топливо может воспламениться быстрее на 15–20%. Кавитаторы можно рекомендовать для промышленного использования, они будут способствовать стабилизации показателей технологического процесса.

Исследование поддержано грантом Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, Соглашение №075-15-2020-806 (договор №13.1902.21.0014).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **L.J.R. Nunes.** Potential of Coal–Water Slurries as an Alternative Fuel Source during the Transition Period for the Decarbonization of Energy Production: A Review, *Appl. Sci.* 2020, V. 10, 2470.
2. **C. Gaber, P. Wachter, M. Demuth, C. Hochenauer.** Experimental investigation and demonstration of pilot-scale combustion of oil-water emulsions and coal-water slurry with pronounced water contents at elevated temperatures with the use of pure oxygen, *Fuel*. 2020, V. 282, 118692.
3. **Zhou L, Li X, Zhang R, Zhou W, Jin J, Wang C, et al.** New method for utilizing waste tire pyrolysis residue to prepare slurry fuel: Adsorption and slurry characteristics. *Powder Technol.* 2021, V.386, P. 236–246.
4. **Chu R, Li Y, Meng X, Fan L, Wu G, Li X, et al.** Research on the slurring performance of coal and alkali-modified sludge, *Fuel*. 2021, V. 294, 120548.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЗОВОГО СОСТАВА ПРОДУКТОВ ПИРОЛИЗА ТИПИЧНЫХ ГОРЮЧИХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ПОЖАРЕ В ПОМЕЩЕНИИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно статистическим данным [1–3], наибольшее количество пожаров происходит в зданиях жилого сектора (жилых, административных, складских). По всему миру за 2018 год количество пожаров в зданиях достигло 867059. При этом по данному показателю Россия (711560 пожаров) и США (121624 пожаров) занимают первые позиции в мире. Для общей оценки опасности пожара и анализа загрязнения окружающей среды необходим детальный анализ характеристик газов, выделяемых при пиролизе и горении различных материалов. Цель исследования – обоснование по результатам экспериментов возможности идентификации очага возгорания по газовому составу продуктов пиролиза и горения материалов, типичных пожарам в помещениях различной категории.

### 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для проведения экспериментов выбраны наиболее распространенные горючие материалы: древесина (ель), линолеум поливинилхлоридный, линолеум на тканевой основе, древесноволокнистая плита (ДВП), древесно-стружечная плита (ДСП), тканевые шторы, панели ПВХ. Проведение исследований осуществлялось с использованием методики и стенда, описание которых приведено в [4]. Образцы твердых горючих материалов взвешивались на аналитических весах ViBRA HT 84RCE и размещались на держателе, представляющем сетку из нержавеющей стали. Образцы нарезались на элементы равного размера (длина 20 мм, ширина 4 мм, масса 0,2 г).

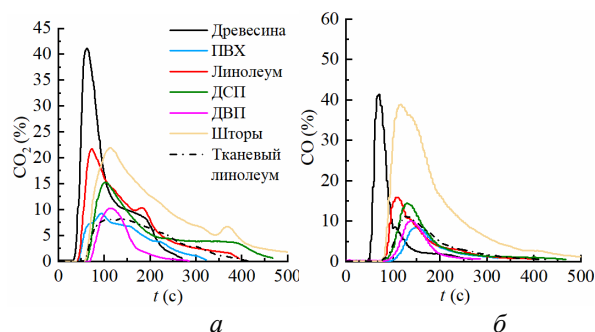
Для поддержания стабильно высокой температуры использовалась теплоизолированная трубчатая муфельная печь Nabertherm R 50/250/13 (максимальная температура 1300 °С). Печь предварительно нагревали до необходимой температуры, которая на протяжении всего эксперимента оставалась постоянной. Контроль и установка необходимой температуры нагрева в печи обеспечивались с помощью встроенных регулятора и термопары типа S (платинородий-платиновая; максимальная рабочая температура 1350 °С, предел допускаемых отклонений  $\pm 1$  °С). Температурный диапазон составлял  $T_g=250-900$  °С [5] и выбирался исходя из температур воспламенения материалов и средних значений температур пожара в помещении [5].

Состав газовой среды анализировался с использованием газоанализатора Тест 1 (погрешность измерения компонентов газовой смеси не превышает 5%, инерционность измерения для использованных

сенсоров составляла 5-15 с). Зонд газоанализатора размещался в непосредственной близости от образца горючего материала. Для идентичных исходных условий эксперимента проводились 5 измерений, результаты которых усреднялись.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены тренды изменения концентраций компонентов газовой смеси при температуре, соответствующей температуре в зданиях при пожаре ( $T_g=900$  °С). Полученные тренды иллюстрируют существенные отличия не только концентраций анализируемых газов, но и длительностей сохранения высоких значений последних. Видно, что максимальный выход  $CO_2$  и  $CO$  соответствует древесине и тканевым шторам. Это объясняется высоким содержанием углерода в данных материалах ((в древесине около 50%, в пластике и полиэстере (тканевые шторы) и линолеуме около 65% по сравнению с остальными образцами. При сравнении трендов изменения концентраций  $CO_2$ ,  $CO$ ,  $H_2S$ ,  $SO_2$ ,  $CH_4$ , образующихся при горении ДСП и ДВП, можно заметить увеличение пиковых (максимальных) значений выбросов для ДСП по сравнению с ДВП на 50–70%. Это связано с различающимся содержанием горючих веществ таких материалов. ДСП состоит из стружки и является более пористым материалом, благодаря чему характеризуется повышенной воспламеняемостью. Установлено, что наибольшие значения остаточной массы соответствуют таким материалам, как линолеум, ДВП, древесина и ПВХ. В частности, остаточная масса линолеума составляет 23% от массы исходного образца, остаточная масса ПВХ – 6,15% от исходной массы, остаточная масса ДВП – 1,15% от исходной массы материала.



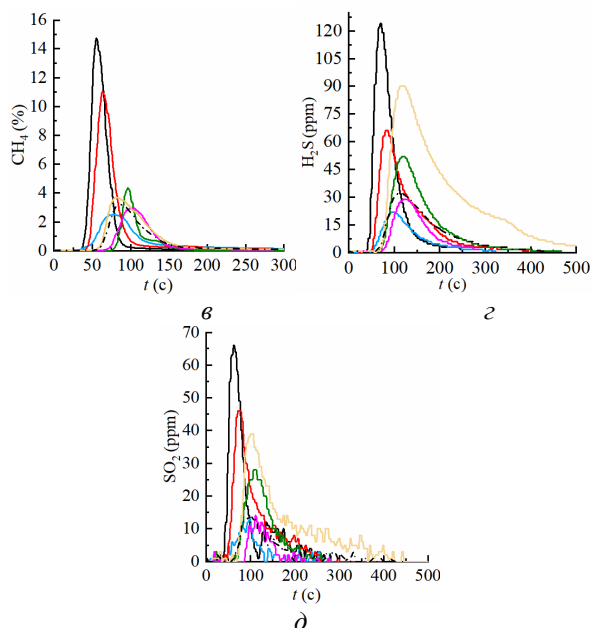


Рис. 1. Тренды  $\text{CO}_2$  (а),  $\text{CO}$  (б),  $\text{CH}_4$  (в),  $\text{H}_2\text{S}$  (г),  $\text{SO}_2$  (д) при горении типичных материалов помещений при температуре нагрева в муфельной печи  $900^\circ\text{C}$ .

Неполное сгорание линолеума и ДВП приводит к росту концентраций  $\text{CO}$  при термическом разложении данных материалов в диапазоне температур  $250\text{--}550^\circ\text{C}$  (рис. 2). Разница в расположении пиков и форме кривых позволяет оценить расхождения в концентрациях газов для разных материалов: максимальное выделение  $\text{CO}_2$  для древесины и линолеума происходило в момент времени, равный 63 с; ПВХ – при 97 с; ДСП, ДВП, тканевых штор и линолеума на тканевой основе – около 115 с. На рис. 2 видно, что пороговая температура, при которой начинается выход  $\text{CO}$ , минимальна для древесины ( $250^\circ\text{C}$ ) и максимальна для пластиковых штор ( $400^\circ\text{C}$ ).

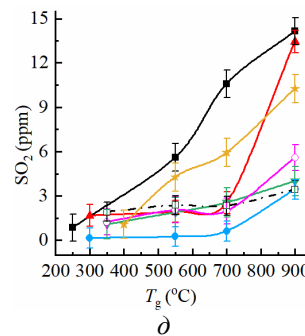
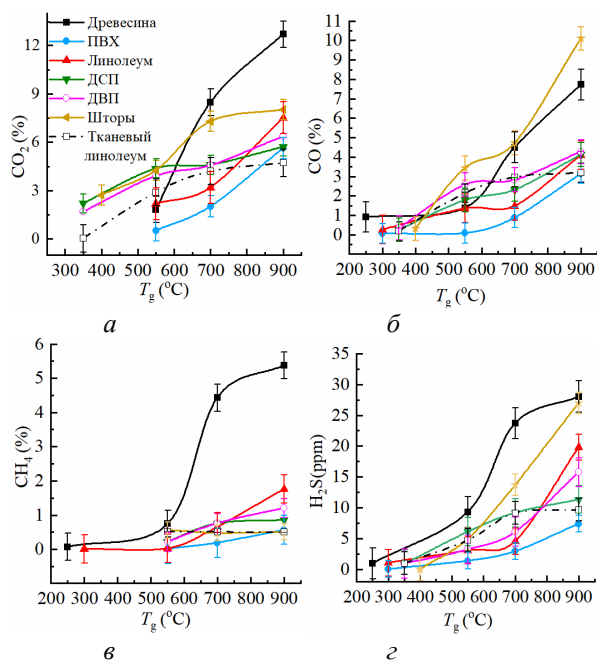


Рис. 2. Экспериментальные зависимости концентраций  $\text{CO}_2$  (а);  $\text{CO}$  (б);  $\text{CH}_4$  (в);  $\text{H}_2\text{S}$  (г);  $\text{SO}_2$  (д) от температуры при горении типичных материалов помещений.

Для остальных материалов характерно начало выхода газообразных выбросов в диапазоне  $300\text{--}350^\circ\text{C}$ . Установлено, что выход  $\text{CO}_2$  для всех рассмотренных материалов начинается при температуре более  $300^\circ\text{C}$ . При такой температуре происходит переход от тления материала к его горению. Экспериментально показано, что распознавание очага горение возможно на начальных стадиях деструкции материала (пиролиза), так как уже на этом этапе несмотря на отсутствие внешних признаков горения (в частности, пламени или дыма), происходит выделение  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{H}_2\text{S}$  и  $\text{SO}_2$  в количестве, регистрируемом сенсорами (газоанализатором).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Зарегистрированные концентрации основных дымовых газов, выделяемых при горении материалов помещений, обосновывают возможность обнаружения пожара и идентификации очага горения по изменению химического состава воздуха в условиях раздельного горения материала, так как для каждого из материалов зарегистрирована отличительная особенность газового состава продуктов сгорания.

*Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 21-19-00009)*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Tran P., Nguyen Q.T. and Lau K.T.** Fire performance of polymer-based composites for maritime infrastructure// Compos. Part B Eng. 2028. No. 155. P. 31–48.
2. **Araujo Lima G.P., Viana Barbosa J.D., Beal V.E., Moret S. Gonçalves M.A., Souza Machado B.A., Gerber J.Z. and Lazarus B.S.** Exploratory analysis of fire statistical data and prospective study applied to security and protection systems // Int. J. Disaster Risk Reduct. 2021. No. 61, 102308.
3. **Kodur V., Kumar P. and Rafi M.M.** Fire hazard in buildings: review, assessment and strategies for improving fire safety// PSU Res. Rev. ahead-of-p. 2019.
4. **Dorokhov V. V., Kuznetsov G. V., Nyashina G.S. and Strizhak P.A.** Composition of a gas and ash mixture formed during the pyrolysis and combustion of coal-water slurries containing petrochemicals // Environ. Pollut. 2021. No. 285, 2021.
5. **Horová K., Jána T., Wald F.** Temperature heterogeneity during travelling fire on experimental building// Adv. Eng. Softw. 2013. No. 62–63. P. 119–130.

## **ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПОБОЧНЫХ ПРОДУКТОВ ФАНЕРНОГО ПРОИЗВОДСТВА**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Фанерное производство характеризуется сравнительно низким выходом основной продукции из древесного сырья: более половины перерабатываемой древесины превращается в отходы, которые, в свою очередь, могут служить сырьем для ряда производств [1, 2]. Одним из направлений эффективно использования побочных продуктов фанерного производства является их сжигание с целью получения тепловой и электрической энергии, необходимой в технологическом цикле данного производства [3, 4]. Поэтому в НАО «СВЕЗА Усть-Ижора» в 2020 году были смонтированы и запущены в работу два котлоагрегата Е-40-2,25-305ОР, разработанные Барнаульским филиалом ОАО «Красный котельщик» и имеющие одноступенчатую схему испарения.

### **2. ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ**

Котлоагрегаты установлены в здании мини-ТЭЦ, предназначенной для обеспечения тепловой и электрической энергией технологического цикла фанерного производства. Каждый котел оборудован индивидуальной дымовой трубой высотой 45 м и автоматической системой управления всеми процессами. Котлоагрегат рассчитан на выработку перегретого пара с давлением 2.25 МПа и температурой 305 °С, его номинальная паропроизводительность составляет 40 т/ч (27.8 МВт) при температуре питательной воды 125 °С.

Топливом для котлоагрегата является смесь, состоящая из дробленки обрезков фанеры и карандашей, березовой коры, обрезков сухого и сырого шпона и опилок. При этом массовая доля последнего компонента в топливной смеси не должна превышать 3 %. Опилки с линии обрезки фанеры являются мелкофракционным материалом, относятся к IV группе взрывоопасности [4] и имеют высокое значение критерия взрываемости, равное 9.66. Компоненты данной топливной смеси значительно различаются как по теплотехническим характеристикам, так и по технологическим показателям, но особенно сильно гранулометрическим составом [3–4], что делает ее очень сложной для обеспечения эффективного и взрывобезопасного энергетического использования. Таким образом, состав сжигаемого древесного топлива усложняет условия эксплуатации котлоагрегатов Е-40-2,25-305ОР.

Котлоагрегат оборудован индивидуальной системой топливоподачи, в состав которой входят: бункер 15-минутного запаса топлива, четыре шнековых транспортера, расположенные в нижней ча-

сти бункера, распределитель топлива, состоящий из двух течек, в которые с помощью двух пневматических инжекторов подается горячий первичный воздух после дополнительного дожимного вентилятора. Через два сопла, расположенные на фронтальном экране, топливо забрасывается на охлаждаемую вибрационную решетку, подключенную к системе естественной циркуляции. При этом мелкие частицы топлива сушатся и частично сгорают, находясь во взвешенном состоянии, однако окончательное сжигание древесного топлива происходит на вибрационной решетке, под которую подается часть первичного воздуха. При проведении обследования коэффициент избытка воздуха в аэросмеси составлял 0.13–0.14.

Вибрация решетки, установленной под углом 7°, осуществляется с помощью привода и обеспечивает перемещение материала по длине решетки. Продолжительность паузы и периода работы вибрационного устройства регулируется и зависит от производительности котла и качества сжигаемого топлива. Под решеткой установлены три бункера для сбора донной золы, поступающей через зазоры вибрационной решетки.

Топка котла имеет призматическую форму с размерами в плане по осям труб 4960×3600 мм. Ее стены полностью экранированы цельносварными газоплотными панелями из труб диаметром 57×4.5, между которыми приварены полосы, шаг труб в панелях экранов – 80 мм. В районе отметок от +8.5 до +12.0 м задний и фронтальный экраны имеют аэродинамические выступы в топку. При этом задний выступ расположен ближе к вибрационной решетке. В образовавшиеся ниши под выступами подведен горячий вторичный воздух, который вводится в топку через сопла. Вторичный воздух обеспечивает дожигание горючих компонент топлива и позволяет минимизировать образование оксидов азота. При проведении обследования коэффициент избытка воздуха, вводимого в топочную камеру через верхние и нижние сопла, составлял 0.6.

По ходу движения газов в опускном газоходе расположены две ступени конвективного пароперегревателя (КПП) и испарительная поверхность нагрева. Регулирование температуры пара осуществляется впрыском питательной воды в парохладитель, расположенный между ступенями КПП.

В выносном восходящем газоходе по ходу движения газов расположены мультициклон, трубчатый воздухоподогреватель и две ступени экономайзера (ЭКО1 и ЭКО2). Мультициклон является частью системы возврата уноса, обеспечивая его от-



деление из продуктов сгорания и подачу при помощи шнекового транспортера в линию рециркуляции несгоревшего топлива. Далее осуществляется его аэродинамический ввод на вибрационную решетку. Для предварительного подогрева воздуха на входе в воздухоподогреватель установлен калорифер, при этом в качестве рабочей среды используется питательная вода после ЭКО1. Для очистки от золовых отложений поверхностей нагрева, расположенных в газоходах установлены паровые сажеобдувочные аппараты.

Вторая ступень улавливания летучей золы была выполнена в виде рукавных фильтров с вертикальным расположением рукавов. В процессе эксплуатации котлоагрегатов неоднократно наблюдались воспламенения, как в первой, так и во второй ступенях золоулавливания. О чем свидетельствует состояние наружных поверхностей данных элементов.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Теплотехнические характеристики побочных продуктов фанерного производства определяли согласно ГОСТ Р 54186-2010, ГОСТ Р 54211-2010, ГОСТ Р 54185-2010 и ГОСТ Р 54191-2010, а удельную теплоту сгорания - с помощью калориметра IKA C 2000 basic Version 2 в соответствии с ISO 1928. Элементный состав топливных материалов и образующихся очаговых остатков определяли с помощью рентгенофлуоресцентного спектрометра XRF-1800 и анализатора Euro EA-3000. Исследование гранулометрического состава топливной смеси и очаговых остатков проводили с помощью анализаторов «029» и AS 200 Control в соответствии с ГОСТ Р 54188-2010, ГОСТ Р 54189-2010.

Определение удельной поверхности и пористости частиц уноса, уловленных в мультициклоне, выполнялось с помощью автоматического анализатора Autosorb-iQ-MP методом адсорбции азота. Расчет удельной поверхности производили по данным сорбции газа на поверхности образца по методу БЭТ (Брунауэр-Эммет-Теллер). Каждый образец перед проведением анализа дегазировали.

Микроскопическое исследование частиц уноса проводили на сканирующем электронном микроскопе Vega 3 Tescan.

Расход топлива определяли по уравнению обратного теплового баланса [5, 6]. Обработку экспериментальных данных проводили с помощью программно-методического комплекса [3].

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При проведении энергообследования в топку котлоагрегата подавались побочные продукты фанерного производства, имеющие высокую степень неоднородности гранулометрического состава (коэффициент полидисперсности  $n = 1.202-1.246$ , а коэффициент, характеризующий крупность материала  $b = 2.671 \cdot 10^{-6}-3.491 \cdot 10^{-6}$ ), в составе которых

доминировали дробленка фанеры и карандашей и обрезки шпона. Влажность древесного топлива (табл. 1) была значительно ниже проектной (32.5–38.4 %). Результаты энергообследования показали, что конструкция котлоагрегата и его система автоматического регулирования обеспечивают удовлетворительную полноту выгорания оксида углерода (табл. 1), при этом потери тепла с химической неполнотой сгорания не превышают 0.11 %.

Очень высокая степень экранирования топочной камеры ( $\chi \sim 1$ ) и активная аэродинамика максимально интенсифицировали теплообмен в топке, температура газов перед второй ступенью КПП при нагрузках близких к 50 % от номинальной не превышала 630 °С.

При проведении энергообследования суммарное сопротивление котлоагрегата изменялось в диапазоне 3.90–3.98 кПа. При этом наибольшее аэродинамическое сопротивление имеют рукавные фильтры, на которые приходится 88.05–88.74 % от суммарного сопротивления котлоагрегата (табл. 1). В процессе эксплуатации котла сопротивление рукавных фильтров повышается, что делает невозможным его нормальную эксплуатацию. Исходя из этого, компания непрерывной эксплуатации котлов между остановами для чистки фильтров составляла 8–24 часа, что требует срочной модернизации второй ступени золоочистки.

Отбор частиц уноса, уловленного в мультициклоне, являющемся первой ступенью золоочистки, и их анализ, выполненный в соответствии с [3, 5], показал, что они имеют очень высокую степень полидисперсности гранулометрического состава ( $n = 0.634$ ;  $b = 0.0503$ ), при этом доминируют частицы размером менее 0.5 мм, массовая доля которых составляет 94.09 %.

Исследования распределения горючих веществ по фракциям уноса показали, что с увеличением размера частиц содержание горючих веществ увеличивается. Однако, учитывая массовое содержание различных фракций, наибольшее влияние на величину механического недожога оказывает возврат на догорание частиц с эквивалентным диаметром менее 0.5 мм. Содержание горючих веществ в частицах уноса размером 0.5 мм и более превышает 70 %, то есть данные частицы представляют собой древесный биоуголь, имеющий большое количество внутренних пор (табл. 2, 3). При этом доминирующую позицию занимают микропоры.

Необходимо отметить, что максимальные удельные интегральную и внутривидовую поверхность имеют частицы уноса с размером  $500 \leq x < 1000$  мкм. Для частиц большего размера удельная внутривидовая поверхность меньше примерно на 18.5 %, а для частиц уноса с размером  $250 \leq x < 500$  мкм меньше почти на 86.0 %.

Анализ пористости различных фракций уноса также свидетельствует о том, что наибольший удельный объем пор имеют частицы биоугля размером  $500 \leq x < 1000$  мкм, у частиц размером  $1000 \leq x < 4000$  данный параметр примерно на 19.6 % мень-

ше, а у частиц размером менее 500 мкм он меньше почти в 5.1 раза. Следует отметить, что объем микропор составляет более 70 % от общего удельного объема пор биоугля (табл. 3).

Главными причинами значительного изменения внутрипористой структуры и гранулометрического состава топливных частиц размером более 500 мкм в процессе термических процессов, происходящих в котлоагрегате, следует считать неравномерность их прогрева по глубине ввиду низкой теплопроводности древесины, что вызывает появление температурных напряжений, а также параллельно протека-

ющий процесс термической деструкции биомассы, сопровождающийся выделением водяных паров и летучих веществ. При этом для крупных фракций древесного топлива будет иметь место параллельное движение вглубь частицы трех фронтов: испарения влаги, термического разложения органических компонентов биомассы и горения углеродной основы топлива. Образующиеся водяные пары и летучие вещества диффундируют к наружной поверхности частицы, способствуя развитию новых пор.

Таблица 1. Основные параметры работы котлоагрегата Е-40-2,25-305ОР ст. №2

Наименование величины, размерность	Опыт №1	Опыт №2
Паропроизводительность, т/ч	20.04	20.21
Рабочее давление перегретого пара, МПа	2.06	2.07
Рабочее давление насыщенного пара в барабане, МПа	2.20	2.21
Температура перегретого пара, °С	302.5	301.8
Температура питательной воды, °С	129.4	129.5
Температура воды после ЭКО1, °С	161.5	161.2
Температура воды после ЭКО2, °С	174.2	174.7
Рабочее давление питательной воды, МПа	2.36	2.37
Влажность топлива, %	24.56	
Зольность топлива, %	0.54	
Низшая теплота сгорания, МДж/кг	13.68	
Температура воздуха до/после калорифера, °С	48.3/58.7	48.3/58.2
Аэродинамическое сопротивление калорифера, Па	100	130
Температура воздуха после воздухоподогревателя, °С	229.6	229.6
Давление воздуха после воздухоподогревателя, кПа	4.01	3.96
Давление воздуха на пневмозабрасыватели, кПа	5.05	5.07
Температура газов до / после 2-й ступени пароперегревателя, °С	629.6/526.0	627.0/525.2
Температура газов до мультициклона, °С	345.8	346.4
Температура газов до / после экономайзеров, °С	214.9/154.1	215.4/154.5
Сопротивление рукавного фильтра, кПа	3.46	3.50
Избыток воздуха перед мультициклоном / за рукавным фильтром	1.39/1.61	1.41/1.63
Потери тепла:		
с уходящими газами, %	8.52	8.64
с химнедожогом, %	0.06	0.11
с мехнедожогом, %	0.41	0.41
в окружающую среду, %	2.15	2.14
КПД котла брутто, %	88.83	88.68
Полный расход биотоплива, т/ч	4.110	4.148
Эмиссия NO <sub>x</sub> , мг/МДж	31.0	33.0
Эмиссия CO, мг/МДж	65.5	113.4
Эмиссия взвешенных частиц, мг/МДж	28.38	35.76

Таблица 2. Удельная поверхность исследуемых фракций уноса

Испытуемые образцы	Удельная поверхность, м <sup>2</sup> /г			
	суммарная	внешняя	мезопор	микропор
Частицы уноса 250 ≤ x < 500	39.41	5.35	2.11	31.95
Частицы уноса 500 ≤ x < 1000	210.41	24.38	9.13	176.90
Частицы уноса 1000 ≤ x < 4000	169.62	17.98	7.04	144.60

Таблица 3. Удельная пористость исследуемых фракций уноса

Испытуемые образцы	Средний диаметр пор, нм	Удельный объем пор, см <sup>3</sup> /г		
		суммарный	мезопор	микропор
Частицы уноса 250 ≤ x < 500	2.027	0.020	0.0036	0.0131
Частицы уноса 500 ≤ x < 1000	1.957	0.1029	0.0158	0.0722
Частицы уноса 1000 ≤ x < 4000	1.950	0.0827	0.0125	0.0592

На котлоагрегате установлена система экологического мониторинга АСУТП мини-ТЭЦ, тренды, получаемые с помощью данной системы, позволяют контролировать динамику изменения выбросов вредных веществ в атмосферный воздух и другие важные параметры. Значения фиксируемых концентраций вредных ингредиентов использовались при расчете их эмиссий с использованием методики [7]. Полученные результаты позволяют утверждать, что реализованная конструкция котлоагрегата обеспечила умеренный уровень выбросов оксидов азота, угарного газа и твердых частиц (табл. 1).

Однако необходимо учитывать, что существенную нестабильность в значения экологических показателей вносит работа вибрационной решетки и сажеобдувочных паровых аппаратов. При этом включение вибрационной решетки вызывает встряхивание топливных частиц, сопровождающееся значительным увеличением реакционной поверхности топлива и объема, выделяющихся горючих веществ. Результатом данных процессов являются колебания концентрации угарного газа в диапазоне 100–450 мг/м<sup>3</sup>. Временной период данных колебаний соответствует периоду включения вибрационной системы решетки.

При проведении обследования соотношение продолжительности паузы и периода работы вибрационного устройства решетки равнялось 110/3 сек. Необходимо отметить, что при включении вибрационного устройства решетки вибрация передается всем элементам котлоагрегата, включая площадки обслуживания. Таким образом, данные явления, безусловно, скажутся на жизненном цикле элементов, работающих под давлением, на обмуровке, изоляции и т.д.

Включение в работу сажеобдувочных аппаратов вызывает резкое увеличение концентрации твердых частиц в дымовых газах, и соответственно, повышение их выбросов в атмосферный воздух.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Запуск в работу паровых котлоагрегатов Е-40-2,25-305ОР обеспечил энергетическое использование побочных продуктов фанерного производства, которые можно рассматривать как энергетическое топливо, позволяющее обеспечить КПД брутто котлоагрегата до 89,0 %.

Конструкция основного и вспомогательного оборудования котлоагрегата позволили обеспечить умеренные значения эмиссий вредных веществ.

Выполненные исследования показали, что реализованная система золоочистки является крайне неудачной. Она ограничивает компанию непрерывной эксплуатации котлоагрегата между чистками фильтров.

Работа котлов в режиме постоянных остановов и пусков приводит к появлению значительных дополнительных потерь энергоресурсов, которые не учи-

тываются при определении КПД котлоагрегата, поскольку он определяется при установившемся тепловом режиме работы. Однако при определении среднемесячного или среднегодового КПД или удельного расхода топлива эти потери должны быть учтены. Постоянные остановки и пуски котлоагрегатов приведут к значительному сокращению жизненного цикла их основного и вспомогательного оборудования. Исходя из этого, требуется незамедлительная модернизация второй ступени золоочистки котлоагрегатов.

Необходимо учитывать, что ранее приведенные энергетические и экологические показатели были получены при сжигании отходов фанерного производства с влажностью значительно ниже проектной. При работе котлоагрегатов на топливе с проектными теплотехническими характеристиками их энергоэкологические показатели будут ниже.

Анализ работы мембранной вибрационной решетки показал, что при ее включении вибрация передается всем элементам котлоагрегата, что снижает жизненный цикл элементов, работающих под давлением, а также обмуровки, изоляции и т.д. и увеличивает затраты энергии на собственные нужды. Применение системы возврата уноса усложняет конструкцию котельной установки и повышает ее пожароопасность.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Основы** комплексной переработки сырья / Г.С. Варанкина, А.Н. Чубинский. СПб.: СПб ГЛТУ, 2016. 61 с.
2. **Переработка** отходов производства и потребления / Б.Б. Бобкович, В.В. Девяткин. М.: Интернет Инжиниринг, 2004. 496 с.
3. **Повышение** эффективности энергетического использования биотоплив / В.К. Любов, С.В. Любова. Архангельск: САФУ, 2017. 533 с.
4. **Повышение** эффективности энергетического использования отходов фанерного производства / В.К. Любов, А.Н. Попов, А.Е. Ивуть, С.О. Кондаков, Н.И. Седлецкий // Вестник ЧГУ. Научный журнал. Технические науки. 2016. №4. С. 28–32.
5. **Теплотехнические** испытания котельных установок / В.И. Трёмбовля, Е.Д. Фингер, А.А. Авдеева. М.: Энергоатомиздат, 1991. 416 с.
6. **Тепловой** расчет котлов (нормативный метод). СПб.: НПО ЦКТИ, 1998. 256 с.
7. **Сборник** методик по определению концентраций загрязняющих веществ в промышленных выбросах. Л.: Гидрометеониздат, 1987. 140 с.

## РЕГИСТРАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ОЧАГА ВОЗГОРАНИЯ В ПОМЕЩЕНИЯХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Анализ статистики возгораний и пожаров в зданиях и сооружениях различного назначения [1,2] позволяет сделать заключение о том, что существующие системы идентификации возгорания, его локализации и ликвидации имеют ограниченные возможности. Обнаружение очага возгорания и его идентификация на всех основных стадиях пожара является ключевой в области пожарной безопасности закрытых и изолированных от внешней среды помещений. Согласно ГОСТ 12.1.044-89 (ISO 4589-84) принята номенклатура показателей [3] для классификации пожаровзрывобезопасности веществ и материалов разного агрегатного состояния. В [3] приведены 20 показателей пожаровзрывобезопасности горючих веществ и материалов, характеризующих условия начала пламенного горения жидкостей и газов, а также твердых веществ. В жилых и офисных помещениях, как правило, преобладают твердые горючие материалы – предметы интерьера и быта, а также материалы, которые используются для отделки помещений. В частности для твердых горючих веществ и материалов [3] приняты 9 основных показателей пожаровзрывобезопасности. В складских и производственных помещениях наряду с твердыми горючими веществами хранятся горючие жидкости и газы, а также формируется пожаровзрывоопасная пыль. Последняя накапливается вследствие производственных процессов на предприятиях, которые можно отнести к классу “А” по классификации пожарной опасности помещений. Возгорание горючих жидкостей, в свою очередь, характеризуется [3] с помощью 14 основных показателей, для газов выделены 10 показателей горючести. Возгорание горючей пыли классифицируется по 11 основным критериям. Для всех групп веществ и материалов температура самовоспламенения, способность гореть при взаимодействии с водой, кислородом и другими веществами являются базовыми независимо от агрегатного состояния. Для всех горючих веществ характерна группа показателей: концентрационные пределы распространения пламени (воспламенения), минимальная энергия зажигания, минимальное взрывоопасное содержание кислорода, минимальная концентрация флегматизатора (наименьшая концентрация флегматизатора в смеси с горючим и окислителем, при которой смесь становится неспособной к распространению пламени при любом соотношении горючего и окислителя). Для жидкостей и газов приняты такие показатели, как нормальная скорость распространения пламени и концентрационный предел диффузионного горения

газовых смесей в воздухе. В то же время для твердых веществ (в том числе пыли) базовыми является температура тления и условия теплового самовозгорания. Горючие вещества в жидком агрегатном состоянии можно классифицировать такими показателями как: температура вспышки, температурные пределы распространения пламени (воспламенения) и скорость выгорания. Для твердых горючих веществ выделены характеристики пожаровзрывобезопасности: кислородный индекс, коэффициент дымообразования, индекс распространения пламени и показатель токсичности продуктов разложения.

Целью настоящего исследования является определение характеристик очага возгорания в помещениях на ранних стадиях горения на основе результатов экспериментальных исследований процессов нагрева типичных веществ и материалов.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Наиболее пожароопасными объектами считаются помещения, горючие вещества и материалы в которых способны к воспламенению и распространению пламени, приводящему к пожарам класса “А”. К таким объектам относятся жилые, офисные здания, а также складские помещения. В соответствии с [4,5] одним из самых распространённых и пожароопасных материалов, встречающихся в подобных помещениях, является древесина. Древесина – материал, широко используемый в строительстве, отделочных работах, а также производстве мебели. Большое количество древесины находится на складах различного назначения (в виде паллет для хранения груза). В частности, на складах мебельных предприятий и предприятий деревообработки присутствуют необработанная древесина, щепы и опилки, имеющие высокие показатели пожаровзрывоопасности. Офисные и складские помещения, зачастую, имеют горючее покрытие пола, а также могут содержать некоторые объёмы бумажной документации. В связи с этим в настоящей работе в качестве очагов горения выбраны очаги типа “А” площадью от 5 см<sup>2</sup> до 300 см<sup>2</sup>. При формировании очагов использовались типичные для служебных помещений горючие материалы: деревянные бруски, линолеум на теплоизолирующей подложке, бумага и картон. Древесина, как и ее производные (картон и бумага) имеют высокую способность к воспламенению на воздухе и распространению горения по поверхности. Для отделки офисных, жилых и складских помещений, как правило, используются линолеум, бумага и картон.

Этим и обусловлен выбор горючих материалов для формирования модельных очагов возгорания в настоящем исследовании. Для проведения экспериментальных исследований выбиралась определенная масса очага в диапазоне от минимального и максимального значений (установленных опытным путем). Максимальное значение массы очага характеризуется условием срабатывания всех извещателей или достижения времени срабатывания извещателей минимально возможного значения.

Для проведения исследований применен экспериментальный комплекс (рис. 1).

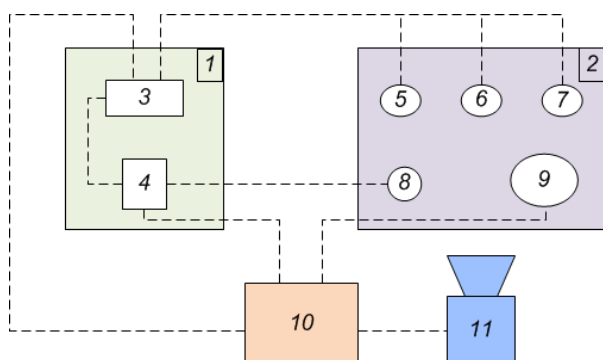


Рис. 1. Архитектура экспериментального комплекса: 1 – щит управления; 2 – экспериментальный стенд; 3 – устройство управления пожарной сигнализацией; 4 – модуль цифрового и аналогового ввода; 5 – датчик пламени; 6 – дымовой датчик; 7 – тепловой датчик; 8 – термомпары; 9 – система газоанализа; 10 – ПК; 11 – тепловизор.

Экспериментальный комплекс (рис. 1) состоял из изолированного бокса, щита автоматики, регистрирующих устройств и систем, а также ПК для сбора и записи информации. Бокс для размещения очага пожара представляет параллелепипед размерами 1.5×1×1.25 м, грани которого выполнены из стекломгнезитового листа, прикрепленного к каркасу из алюминиевых балок. Смотровое окно выполнено из огнеупорного стекла толщиной 4 мм размерами 0.7×0.8 м. Для регистрации температур модельного очага экспериментальный стенд дополнительно оснащался тепловизором “Testo-885” (спектральный диапазон 7.5–14 мкм; диапазон измеряемых температур -30–1200 °С; диапазон изменения коэффициента излучения 0.01-1; разрешение кадра 640×480 pix), информация с которого передавалась напрямую на ПК. Сигналы с точечных детекторов подаются на щит автоматики. Щит автоматики оснащен набором электрических устройств для осуществления функций отображения данных с пожарных извещателей, сбора информации с датчиков и сигналов с термомпар, а также передачи данных на ПК для последующей регистрации и анализа.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В табл. 1 приведены средние значения времени задержки срабатывания датчиков по результатам цикла выполненных экспериментов (для всех ис-

следованных горючих материалов).

Таблица 1. Средние значения времен задержки срабатывания ( $t_D$ ) датчиков (FD – датчик пламени, HD – тепловой датчик, SD1 – дымовой датчик проводной, SD2 – дымовой датчик беспроводной) по результатам цикла выполненных экспериментов

$t_D$ (с)	HD	SD1	FD	SD2
древесина	104	208	22	153
линолеум		28	16	31
бумага	23		12	
картон	47	61	15	61

Видно (табл. 1), что минимальные средние времена срабатывания (12-16 с) FD зарегистрированы для бумаги, картона и линолеума, что, очевидно, связано с малым (по сравнению, например, с древесиной) временем разгорания модельного очага (при одинаковой массе навески горючего материала). Также можно отметить, что максимальные значения  $t_D$  для SD соответствуют древесине, средние – картону, минимальные – линолеуму.

По результатам исследований сформулированы ключевые заключения и рекомендации:

Определяющими параметрами для эффективного срабатывания теплового датчика являются: скорость роста температуры воздуха, температура воздуха, время сохранения достаточной для срабатывания датчика температуры воздуха.

При стабильном горении очага (после розжига) времена срабатывания датчиков пламени не зависят от массы навески горючего материала.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-19-00009, <https://rscf.ru/en/project/21-19-00009/>.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Araujo Lima G.P., Viana Barbosa J.D., Beal V.E., Marcelo M.A., Souza Machado B.A., Gerber J.Z., Lazarus B.S. Exploratory analysis of fire statistical data and prospective study applied to security and protection systems // Int. J. Disaster Risk Reduct. 2021. Vol. 61. 102308.
2. Brushlinsky N.N., Ahrens M., Sokolov S.V. World Fire Statistics, 2020.
3. ГОСТ 12.1.044-89 (ИСО 4589-84) Система стандартов безопасности труда (ССБТ). Пожаровзрывоопасность веществ и материалов. Номенклатура показателей и методы их определения (с Изменением N 1) от 12 декабря 1989 М.: Стандартиформ, 2006.
4. Bluvshstein N., Villacorta E., Li C., Hagen B.C., Frette V., Rudich Y. Early detection of smoldering in silos: Organic material emissions as precursors // Fire Safety Journal. 2020. Vol. 114. 103009.
5. Gorska C., Hidalgo J.P., Torero J.L. Fire dynamics in mass timber compartments // Fire Safety Journal. 2021. Vol. 120. 103098.

## **ЭКЗОТЕРМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ТОРРЕФИКАЦИИ БИОМАССЫ**

Использование биомассы в качестве топлива приобретает все большее значение в настоящее время. К биомассе относятся торф, древесные и сельскохозяйственные отходы и отходы жизнедеятельности различных видов. Это местный топливно-энергетический ресурс, объемы которого на многих территориях достигают значительных величин. По приближенным оценкам суммарное годовое количество отходов лесопромышленного комплекса составляет свыше 200 млн. м<sup>3</sup> в год. Отходы сельскохозяйственного производства составляют 200 – 250 млн. м<sup>3</sup> в год. И т.д. В целом, суммарное ежегодно образующееся количество растительных отходов в России эквивалентно приблизительно 100 млн. тонн нефти [1].

При торрефикации – нагреве биомассы без доступа кислорода до температур 200 - 350°C, получается квалифицированное твердое топливо, по своим свойствам может служить заменой ископаемому углю [2].

Замещение ископаемого угля торрефикатом способствует так же решению экологических проблем, связанных с утилизацией отходов и уменьшением выбросов углекислого газа, поскольку торрефикат представляет собой CO<sub>2</sub> - нейтральное топливо.

При использовании биомассы в качестве топлива не нарушается природный баланс углекислого газа. Растения поглощают углекислый газ в период роста, и то же самое количество двуокиси углерода выделяется в атмосферу при сжигании растительного биотоплива.

Несмотря на привлекательные потребительские характеристики торрефицированного продукта как топлива, массового промышленного производства этого вида биотоплива пока не организовано. Основная причина – низкая энергоэффективность процесса, т.е. затраты на производство торрефиката не окупаются приобретаемыми положительными свойствами торрефицированного биотоплива.

В Объединенном институте высоких температур РАН проводятся исследования по созданию энергоэффективной технологии получения квалифицированного твердого топлива из биомассы с использованием экзотермических эффектов. Разработана технология [3] и создана демонстрационная установка производительностью 150 кг/ч.

Процесс торрефикации сопровождается эндо и экзотермическими реакциями. Еще в XV – XIX веках экзотермический эффект использовался при получении древесного угля [4]. Энергия экзотермической реакции для древесного сырья составляет порядка 500 – 1000 кДж/кг [5], что

соизмеримо с уровнем необходимой для проведения торрефикации подводимой тепловой энергии.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что энергоэффективность режимов с управляемой экзотермикой (температура в рабочей зоне 280 - 310°C) оказалась в несколько раз выше режимов с ограниченным температурным уровнем 250°C (без экзотермики).

По энергопотреблению весь процесс торрефикации можно разделить на три фазы:

- Сушка исходного сырья – нагрев до 120°C с удалением влаги.
- Собственно торрефикация – нагрев и выдержка при температуре 200 ÷ 320°C (в зависимости от типа биосырья).
- Охлаждение готового продукта в бескислородной среде до 100 ÷ 150°C перед выгрузкой в атмосферу.

Вторая фаза в определенном температурном диапазоне характеризуется интенсивным выделением тепловой энергии, что может привести к неконтролируемому повышению температуры и переходу процесса в режим углежжения.

В представляемой технологии контроль процесса торрефикации осуществляется за счет быстрой циклической выгрузки слоя торрефицированной биомассы с очагом развивающегося экзотермического разогрева в секцию охлаждения при достижении в нижней зоне реактора контрольной температуры. В зависимости от выгружаемого объема период циклической выгрузки может составлять от нескольких секунд до нескольких минут. Чем меньше выгружаемый объем, тем меньше период и меньше амплитуда температурных колебаний. Чем выше уровень экзотермического перегрева и, чем на большую величину температура в контрольной точке превышает температуру греющего теплоносителя, тем выше энергоэффективность и производительность установки. Но при этом выше и опасность возникновения неуправляемой тепловой раскочки. Можно сказать, что реактор торрефикации с экзотермической реакцией является системой с положительной обратной связью, что и определяет неустойчивости на переходных режимах.

На рис.1 представлены кривые изменения температуры в различных по высоте реактора сечениях. После прогрева всей установки температура теплоносителя на входе в секцию торрефикации была доведена до 275°C, температура биомассы в нижних слоях реактора (2) достигла 290°C, превысив температуру теплоносителя, а в верхних слоях (5) достигла 270°C. С этого момента



началась периодическая выгрузка – при достижении контрольной температуры (290°C) открывалась на несколько секунд нижняя заслонка для выгрузки очередной порции 8-ми литров торрефицированных пеллет. И такой же объем «холодной» (120°C) исходной биомассы загружался сверху, весь столб температуры во всех сечениях по высоте реактора (А).

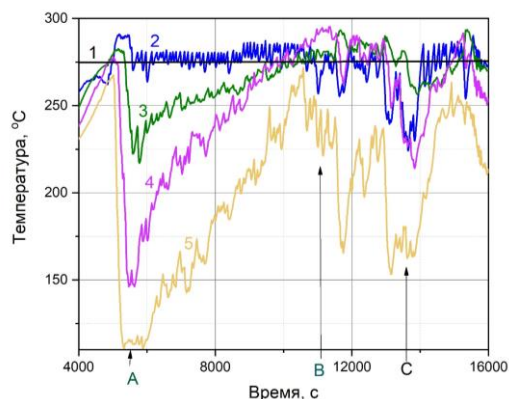


Рис.1 Изменение температуры в различных сечениях реактора при пуске пилотной установки торрефикации ОИВТ РАН. 1 – температура теплоносителя на входе в реактор; 2 – нижнее сечение реактора; 3, 4 – промежуточные сечения; 5 – верхнее сечение; А, С – минимум; В – максимум.

Температура в нижних слоях (2) достаточно быстро за счет экзотермической реакции (за несколько десятков секунд) достигла контрольного значения и опять срабатывает заслонка – выгружается следующая порция готовой продукции. Таким образом сформировался циклический квази-непрерывный режим, а на графике температуры формируются высокочастотные колебания с амплитудой порядка 10 градусов и периодом 2 - 3 минуты.

В верхних слоях реактора (5) начало периодической выгрузки отмечено резким падением температуры с 270 до 110°C. Дальнейший прогрев средних и верхних слоев биомассы, в отличие от нижних, происходит с существенным запаздыванием. Характерное время распространения тепловой волны обратно пропорционально общей теплоемкости загруженной биомассы и составляло для данного эксперимента десятки минут. С определенного температурного уровня сначала в нижних слоях, затем – выше, активизируется экзотермическая реакция, за счет чего темп нагрева возрастает, и в какой-то момент температура в средних слоях (3 и 4) оказывается выше, чем в нижних (2). На температурной кривой наблюдается температурный максимум (В). В этот период выгрузка очередной порции торрефицированной биомассы из нижних слоев в зону охлаждения не снижает температуру в контрольной точке, т.к. в эту область сдвигаются слои с более высокой температурой. Для обеспечения необходимого температурного уровня

в контрольной точке частота и объем выгрузки автоматически возрастает и реактор быстрее заполняется свежими «холодными» порциями сырья, что приводит к общему снижению температуры в реакторе. На температурной кривой этот период характеризуется температурным спадом (С). Затем постепенно тепловая волна поднимается вверх – снова происходит общий подъем температуры. Формируются низкочастотные колебания с периодом несколько десятков минут.

Численные эксперименты по моделированию переходных процессов в реакторе торрефикации с прямым нагревом сырья греющим газом проведенные на основе компьютерной реализации модели процесса [6] показали, что циклическую выгрузку после этапа прогрева необходимо начинать без экзотермического перегрева в рабочей зоне, постепенно повышая экзотермический перегрев и объем выгружаемых порций готовой продукции. На рис.2 показаны температурные кривые с плавным переходным режимом.

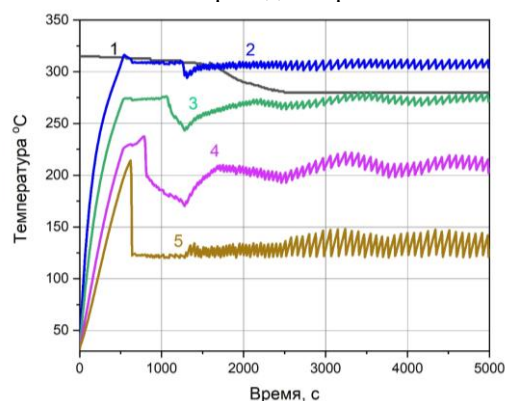


Рис.2 - Переходный режим с плавным регулируемым экзотермическим эффектом. Обозначения согласно рис.1.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (ГЗ № 075-01056-22-00 от 24.12.2021г).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Нетрадиционная энергетика** // [Электронный ресурс] – [http://gigavat.com/netradicionnaya\\_energetika\\_biomassa\\_3.php](http://gigavat.com/netradicionnaya_energetika_biomassa_3.php)
2. **Basu P.** Biomass gasification and pyrolysis. Practical design and theory. Elsevier Inc.; 2010
3. **Зайченко В.М.,** Ларина О.М., Марков А.В., Морозов А.В. Устройство для термической конверсии биомассы. Патент № 175131. 2017 // Бюлл. № 33–2017, 21.11.2017-27.11.2017.
4. **В.Н.Козлов.** Теория углежжения. // Российская Академия наук. - М., Ленинград. 1941.
5. **А.Е. Кислицын.** Пиролиз древесины: химизм, кинетика, продукты, новые процессы. – М.: Лесная промышленность, 1990. – 312 с.
6. **Шевченко А.Л.,** Директор Л.Б. Программа расчета теплофизических параметров реактора термической конверсии биомассы. (PYRBM) //Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ №2018664704 от 29.10.2018.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СЖИГАНИЯ АЛЬТЕРНАТИВНОГО ТОПЛИВА С ЦЕЛЬЮ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ЭКОЛОГИЧЕСКИ ЧИСТОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время тема утилизации отходов при одновременном снижении потребления углеводородов является актуальной, так как цивилизация производит все больше отходов, которые одновременно могут являться ценным сырьем, и вполне могли бы частично замещать используемое органическое топливо [1, 3, 6]. Различные комбинации традиционного органического топлива с продуктами переработки отходов могли бы решить эту проблему. Но, это в свою очередь, потребует разработки технологий переработки отходов, организации замкнутого цикла производство – оптимизация процесса горения смешанных топлив – утилизация. Наиболее целесообразным методом решения этих задач является математическое моделирование и численное исследование процесса горения гибридного топлива, а также создание цифрового двойника всего процесса. Процесс сжигания таких топлив имеет ряд осложняющих факторов: несоответствие состава и физических свойств альтернативного топлива предъявляемым требованиям; низкую энергоэффективность процесса; дополнительные затраты на топливоподготовку; нестабильность процесса горения альтернативных топлив; переохлаждение топки; высокий выход летучих; загрязнение поверхностей нагрева оборудования. Для устранения проблем, вызванных этими факторами, предлагаются различные методы. К ним относятся: предварительная подготовка и измельчение твердого топлива; организация рециркуляции воздуха; организация дожигания летучих компонентов; сжигание в циркулирующем кипящем слое; внутрицикловая газификация топлива; добавление катализаторов и реагентов.

### 2. ОБЗОР МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ, МЕТОДОВ И ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ КОНСТРУИРОВАНИЯ, ПРОЕКТИРОВАНИЯ И РАСЧЕТА ЭФФЕКТИВНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ ТОПЛИВНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

Сегодня математическое моделирование, является одним из основных инструментов исследования физических явлений [2, 4, 5 – 7]. Анализ математической модели и тестовый эксперимент позволяет оценить ее адекватность, и при положительном результате математическое моделирование значительно экономит временные,

материальные и трудовые затраты. В настоящее время широко применяется метод моделирования горения топлива, базирующийся на Эйлеровом подходе, который использует уравнения баланса массы, импульса, энергии и концентраций газовых компонентов. Для описания диффузионного горения часто прибегают к модели «быстрых химических реакций». Для описания движения и тепломассообмена для отдельных частиц используется, как правило, Лагранжев метод. Для описания турбулентности в основном используется двухпараметрическая  $k$ - $\epsilon$  модель турбулентности, а для моделирования радиационного теплообмена – модель переноса.

Процессы химической кинетики определяют скорость реакции, при которой происходит образование продуктов сгорания, описываемой уравнением Аррениуса. Модель горения EDC (Eddy Dissipation Concept) подходит для моделирования процесса турбулентного горения с учетом детальных кинетических механизмов и является расширением EDM модели. Таким образом, получаем систему нелинейных дифференциальных уравнений, записанных с учетом химических реакций и состоящих из уравнений неразрывности и движения вязкой среды, уравнений тепломассообмена и диффузии для компонентов реагирующей смеси и продуктов реакции с учетом теплового излучения и многофазности среды, уравнений  $k$ - $\epsilon$ -модели турбулентности, а также уравнения состояния и уравнений химической кинетики, определяющих интенсивность нелинейных источников энергии и вещества.

Поскольку горение топлива объединяет самые разные явления, такие как движение двухфазного потока, взаимодействие плазменной струи с потоком воздуха, химическая реакция, тепломассообмен, турбулентность, задачи решаются сопряженно. Основными инструментами являются прикладные коммерческие пакеты ANSYS Fluent, Mathcad, STAR CCM+ и оригинальное ПО.

### 3. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА СЖИГАНИЯ ТОПЛИВА

В качестве тестового эксперимента произведено численное исследование процесса горения метана в паровом котле ТГМЕ-464 в среде STAR CCM+. В качестве модели горения используется модель распада вихрей (3-х ступенчатая модель вихревого затухания или 3-step Eddy Break-up)



В эксперименте турбулентный поток представляет собой сжимаемый многокомпонентный газ, составляющие которого вступают в химическую реакцию. Вместе со стандартной  $k-\epsilon$  моделью турбулентности и моделью горения также используется модель разделенных потоков (Segregated Flow). Горение метана принимается без предварительного перемешивания с воздухом. Модель распада вихрей подразумевает, что химическая реакция зависит от перемешивания турбулентных вихрей. Первоначально данная модель была предложена Сполдингом [7]. Задача моделируется в трехмерной, стационарной, адиабатной постановке.

На котле установлены 8 горелок в 2 ряда по 4 штуки на заднем экране. Топливо подается под углом в поток воздуха. Производится закрутка потоков воздуха.

Давление газа 0,05 МПа, расход газа 32000 м<sup>3</sup>/ч.



Рис. 1. Геометрия котла с сеткой.

На рисунке 1 представлена геометрическая модель котла с нанесенной сеткой. Размер ячеек сетки около горелок составляет 1 мм, вертикальный размер котла 17 м.

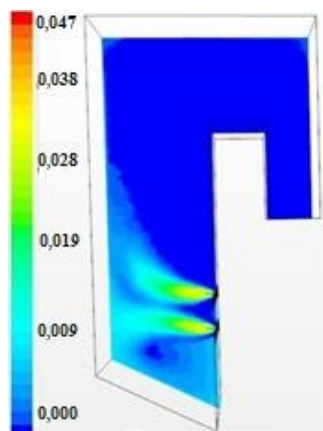


Рис. 2. Распределение массовой доли CO в продольном сечении котла

На рисунках 2 – 3 представлены результаты математического моделирования: распределение массовых долей CO и N<sub>2</sub> в продольном сечении

котла. Полученные результаты свидетельствуют об адекватности модели.

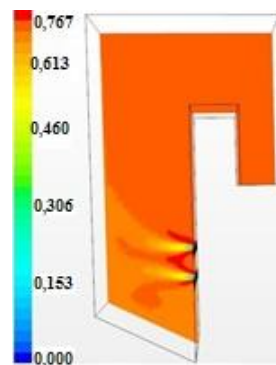


Рис. 3. Распределение массовой доли N<sub>2</sub> в продольном сечении котла.

*«Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства Российской Федерации (075-15-2021-584)»*

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Математическое моделирование процессов горения, аэродинамики, теплообмена с красочной визуализацией вплотную приближает исследователей к созданию цифровых двойников.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Государственная программа Российской Федерации «Энергоэффективность и развитие энергетики». – 2013.- 204 с.
2. **Осинцев К.В.** Моделирование факельных процессов в топках промышленных котлов / VIII Всероссийская конференция с международным участием «Горение твердого топлива» Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 13–16 ноября 2012 г.
3. **Голубев В.А.** Обоснование и совершенствование способов энергетического использования растительных отходов (диссертация к.т.н.) 2014
4. **Аскарова А.С.,** Болегенова С.А., Максимов В.Ю., Бекмухамет А., Бекетаева М.Т. Получение температурных и аэродинамических характеристик камеры сгорания котла БКЗ-75 Шахтинской ТЭЦ методом моделирования топочных процессов // VIII Всероссийская конференция с международным участием «Горение твердого топлива» Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 13–16 ноября 2012 г.
5. **Патанкар, С.** Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости/ С. Патанкар.- М.: Энергоатомиздат, 1984. - 152 с.
6. **Мизхер У.,** Бусыгин С.В., Чукалин А.В., Ковальногов В.Н., Федоров Р.В. Моделирование и исследование процессов горения топливовоздушных смесей на основе биогаза // Вестник УлГТУ 2020. №2-3. С.35 – 41.
7. **Сполдинг Д.Б.** Смешивание и химическая реакция в устойчивом ограниченном турбулентном пламени // Тринадцатый международный симпозиум по горению, Институт горения. – 1971. С. 649–657.

## ГОРЕНИЕ ГАЗОВЗВЕСИ УГОЛЬНОЙ ПЫЛИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КАНАЛЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Вопросы воспламенения и горения газозвеси угольной пыли исследуются продолжительное время. Интерес к характеристикам распространения пламени в газозвеси угольной пыли связан с вопросами пожаро-взрывобезопасности. Газозвесь угольной пыли является побочным продуктом угледобычи и углепереработки. В условиях производств нередко возникают ситуации, связанные с воспламенением и горением газозвеси угольной пыли. Для предотвращения подобных ситуаций требуется разработка надежных физико-математических моделей для предсказания характеристик пламени газозвеси угольной пыли.

В работах [1, 2] были показаны особенности распространения пламени в аэрозвеси угольной пыли и реакционноспособной угле-метановоздушной смеси. Были определены характеристики зажигания газозвеси. Исследования [1, 2] выполнены в приближении одномерной физико-математической постановки задачи. В реальных условиях структура фронта горения, особенно на начальном этапе горения, является существенно неоднородной.

Целью настоящей работы является разработка физико-математической модели горения газозвеси угольной пыли в условиях цилиндрического канала и определение особенностей распространения пламени в газозвеси в зависимости от состава газа и характеристик угольной пыли.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Физико-математическая постановка задачи строилась при следующих допущениях. Рассматривается цилиндрический канал диаметром 0.03 м, длиной 0.1 м закрытый слева. С целью сравнения рассматривались два случая: канал закрытый справа и канал имеющий открытую правую границу. Использовалось двухмерное осесимметричное приближение.

Учитывались процессы теплопроводности и диффузии в газе. Учитывалось тепловое расширение газа и последующее его движение. Полагалось, что газозвесь угольной пыли характеризуется размером и массовой концентрацией частиц, а также содержанием реагирующей компоненты в газе. В качестве горючей компоненты принят метан.

Учитывались реакции между окислителем и метаном, а также реакция на поверхности частиц. Реакция в газовой фазе определялась законом Аррениуса со вторым порядком реакции (первым по метану и первым по окислителю). Горение частиц

угольной пыли моделировалось гетерогенной реакцией на поверхности частиц с учетом массоотдачи.

При принятых допущениях физико-математическая постановка задачи определяется уравнениями сохранения массы, импульса и энергии газа и частиц, уравнениями сохранения парциальной плотности метана и окислителя в газе, счетного количества частиц и состояния газа. Уравнения записываются в двухмерной осесимметричной постановке задачи в консервативной форме.

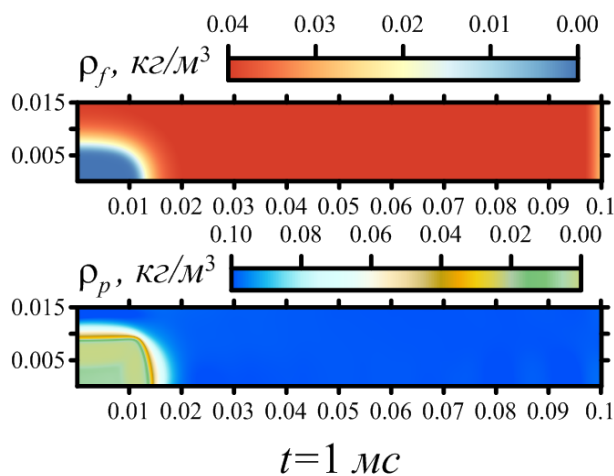
Метод решения задачи основан на алгоритме решения задачи распада разрыва по методу Ван-Леера [3] для газа и модификации метода С. К. Годунова для частиц [4]. Шаг разностной сетки по пространству составил  $h_x = h_r = 3 \cdot 10^{-5}$  м, шаг по времени определялся из условия устойчивости Куранта-Фридрихса-Леви [5].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Расчеты выполнены для физико-химических параметров угле-метано-воздушной смеси, представленных в работах [1, 6].

На рисунках 1 – 4 приведены результаты расчетов.

На рисунке 1 представлены распределения полей парциальной плотности метана и массовой концентрации частиц угольной пыли при горении угле-метано-воздушной смеси с содержанием метана 7% по объему, начальной массовой концентрацией частиц  $0.1 \text{ кг/м}^3$ , радиусом частиц 5 мкм в открытом канале.





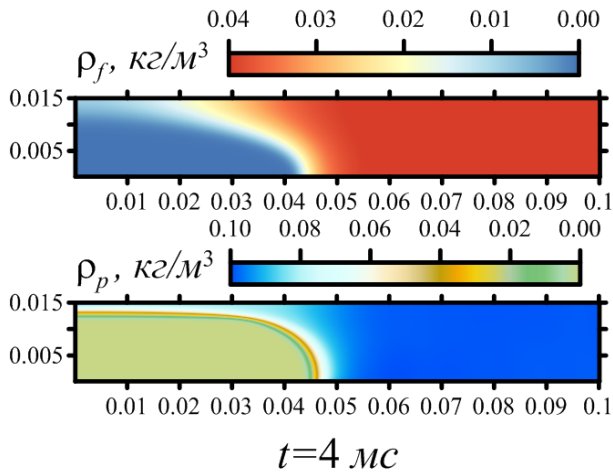


Рисунок 1. Распределения парциальной плотности метана и массовой концентрации частиц угольной пыли по пространству. Открытый справа канал.

Согласно полученным результатам фронт пламени вытянут вдоль оси канала. Это объясняется тем, что в радиальном направлении пламя достигает стенок канала и создается эффект поджатия газа. Этот эффект приводит к ускорению пламени в момент достижения стенок. По мере дальнейшего продвижения вдоль канала фронт пламени выравнивается.

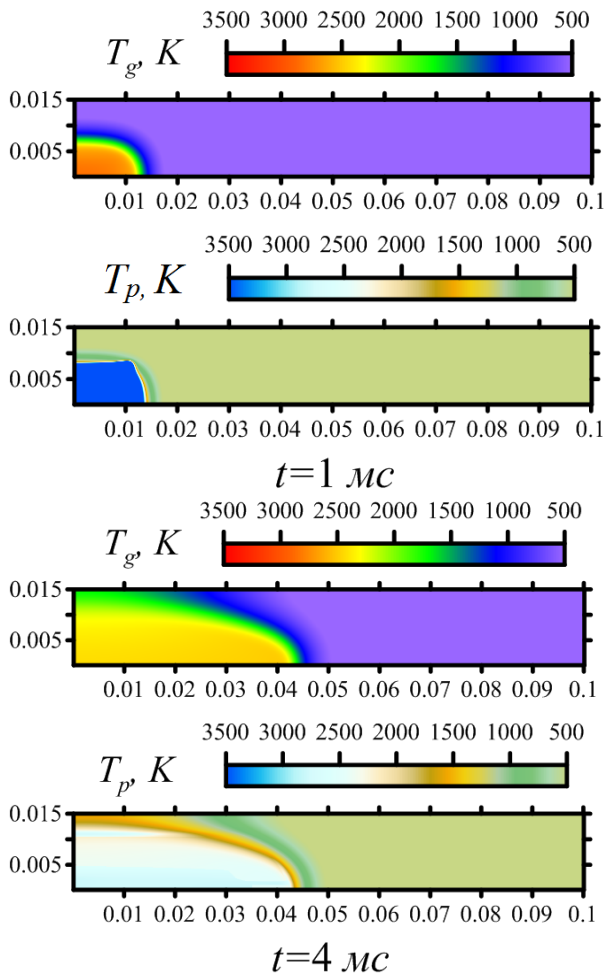


Рисунок 2. Распределения температуры газа и частиц угольной пыли по пространству. Открытый справа канал.

На рисунке 2 представлены распределения температуры газа и частиц по пространству. Параметры расчета и время соответствуют рисунку 1. Средняя скорость распространения пламени от момента времени 1 мс до момента времени 4 мс вдоль оси канала составила 7.25 м/с.

В случае закрытого канала (рис. 3) помимо эффекта ускорения из-за достижения пламенем боковых стенок канала возникает ускорение пламени при приближении фронта горения к закрытому концу канала. Этот эффект связан с увеличением давления в канале и последующим ускорением горения.

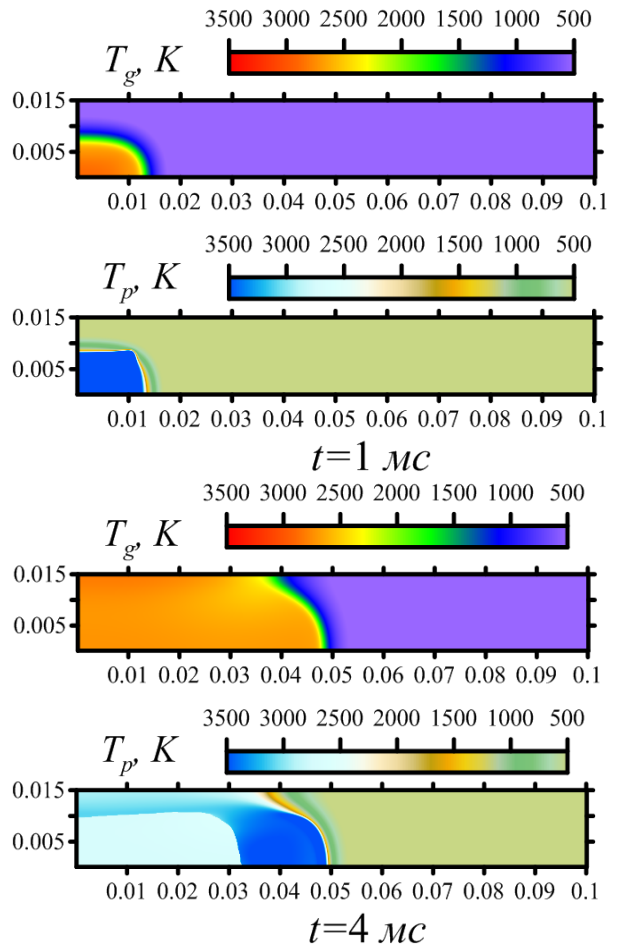


Рисунок 3. Распределения температуры газа и частиц угольной пыли по пространству. Закрытый канал.

На рисунке 3 представлено распределение полей температуры газа и частиц при горении углеметано-воздушной смеси с содержанием метана 7% по объему, начальной массовой концентрацией частиц  $0.1 \text{ кг/м}^3$ , радиусом частиц 5 мкм в закрытом канале. Средняя скорость распространения пламени относительно стенок канала, определенная по перемещению волны горения за период времени 1 мс – 4 мс составила 9 м/с.

На рисунке 4 представлена зависимость видимой скорости распространения пламени в открытом и закрытом каналах от времени. Видимая скорость определялась как средняя скорость переме-

щения изолинии температуры газа вдоль оси за период времени 1 мс.

Наблюдаемые скачки скорости соответствуют эмпирическим данным экспериментов по распространению пламени в ударных трубах.

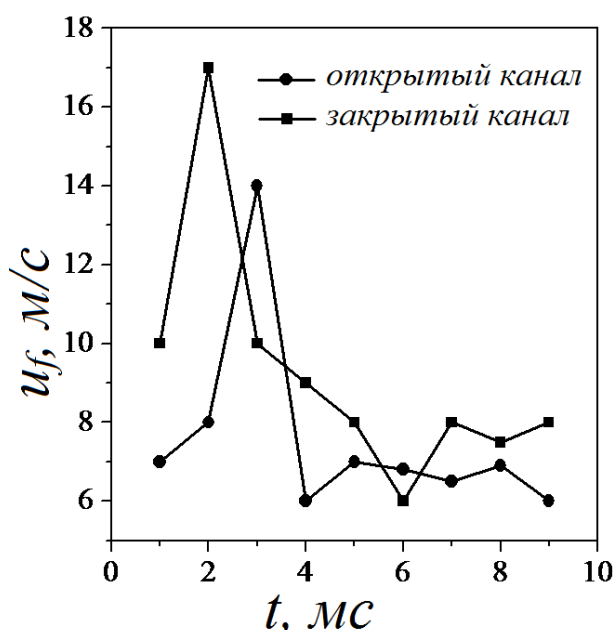


Рисунок 4. Зависимость видимой скорости распространения пламени угле-метано-воздушной смеси от времени.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построена двухмерная физико-математическая модель горения угле-метано-воздушной смеси в цилиндрическом канале.

Показано влияние стенок канала на скорость распространения пламени в угле-метано-воздушной смеси. Показано, что средняя видимая скорость распространения пламени в угле-метано-воздушной смеси выбранного состава в закрытом канале выше средней видимой скорости распространения пламени в открытом канале.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 21-71-10034.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Крайнов А. Ю., Моисеева К. М.** Моделирование искрового зажигания бидисперсной аэрозвеси угольной пыли // ИФЖ. 2018. Т.91, №5. С. 1328 – 1334.
2. **Дементьев А. А., Моисеева К. М., Крайнов А. Ю., Палеев Д. Ю.** Сопоставление результатов моделирования распространения пламени в гибридной газозвеси с экспериментальными данными // ИФЖ. 2016. Т.89, №6. С. 1538 – 1546.
3. **Van Leer B.** Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme. Second-Order Sequel to Godunov's Method // J. Comput. Phys. 1979. V. 32. №. 1. P. 101–136.

4. **Крайко А.Н.** О поверхностях разрыва в среде, лишенной 'собственного' давления // ПММ. 1979. Т. 43, № 3. С. 500-510.
5. **Численное решение многомерных задач газовой динамики** / С. К. Годунов, А. В. Забродин, М. Я. Иванов, А. Н. Крайко, Г. П. Прокопов. М.: Наука, 1976.
6. **Моисеева К. М., Крайнов А. Ю.** Численное определение критических условий искрового зажигания и выхода на устойчивый режим горения бедной метано-воздушной смеси // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2018. № 56. С. 79–87.



## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛООБМЕНА В ТОПОЧНОМ ПРОСТРАНСТВЕ КОТЛОВ БКЗ-420 И БКЗ-320 ПРИ СЖИГАНИИ ИРША-БОРОДИНСКОГО УГЛЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Широкое использование в энергетике технологии высокотемпературного сжигания канско-ачинских углей в котлах с жидким шлакоудалением выявило ряд недостатков. Так, при реализации указанной технологии не удалось полностью обеспечить высокотемпературную обработку всех золовых частиц в камере горения с переводом их в жидко-плавкое состояние. Следствием этого является наличие золовых отложений и шлакование экранных и пароперегревательных поверхностей нагрева.

Кроме того, имеются трудности обеспечения устойчивой эвакуации минеральной части золы, что резко снижает маневренность оборудования, а также зафиксированы высокие концентрации оксидов азота в уходящих газах.

Положительным моментом является перевод значительной части золы в жидкое состояние. Это делает возможным дальнейшую ее переработку. Например, получение различных субпродуктов (огнеупорные и теплоизолирующие изделия, строительные материалы и др.). А гранулирование шлака обеспечивает его экологически «чистое» захоронение.

Следует отметить, что в настоящее время котлы с жидким шлакоудалением широко эксплуатируются, причем для сжигания не только углей Канско-Ачинского бассейна. Последнее делает необходимым проведение экспериментальных исследований для разработки мероприятий, направленных на совершенствование их тепловой работы. Среди агрегатов такого класса конструктивно выделяются паровые котлы серии БКЗ-420 и БКЗ-320.

### 2. ОПИСАНИЕ ОБЪЕКТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ И УСЛОВИЙ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Экспериментальные измерения показателей радиационного теплообмена проводились в топочных камерах котлов БКЗ-420-140ПТ1 Красноярской ТЭЦ-2 и БКЗ-320-140ПТ5 Красноярской ТЭЦ-1. Следует отметить, что эксплуатация указанных котлоагрегатов при номинальной производительности вызывало значительные трудности из-за шлакования поверхностей нагрева камеры охлаждения и ширм. Поэтому в настоящее время максимальная паровая нагрузка котлов составляет 380 т/ч и 270 т/ч соответственно.

Котлы БКЗ-420 и БКЗ-320 – однокорпусные, П-образной компоновки оборудованы топками полукрытого типа. Топочные камеры обоих котлов имеют сходную конфигурацию (рис. 1). Так фронтальная и задняя

стены экрана образуют пережим, который разделяет топочный объем на камеры горения и охлаждения. Камера горения выполнена в виде двух сооседающих восьмигранных предтопок с ошпированными экранами, каждый из которых оборудован восемью угловыми прямооточными горелками, расположенными в два яруса и направленными по касательной к условной окружности. Выше основных горелок смонтированы сбросные горелки, ориентированные также тангенциально условной окружности большего диаметра с закруткой в обратную сторону.

Котлы БКЗ-420 и БКЗ-320 имеют сходные условия эксплуатации. Во время экспериментов сжигался уголь Ирша-Бородинского разреза. Основные отличия включают подготовку топлива к сжиганию и подачу его в камеру горения. Котел БКЗ-420 оборудован двумя системами пылеприготовления с промежуточными бункерами. На котле БКЗ-320 реализована схема индивидуального пылеприготовления с мельницами-вентиляторами, которые обеспечивают прямое вдувание угольной пыли.

Измерения плотности падающих радиационных потоков проводились термозондом, выполненным на основе тепловой трубы, посредством введения его через смотровые лючки в топочную камеру. Во время экспериментов режим сжигания оставался постоянным, а его параметры фиксировались с помощью приборов штатной системы управления и регистрировались в суточных ведомостях.

Результаты измерений показателей радиационного теплообмена для наглядности представлены в виде изорада, для построения которых использовались рекомендации [1].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Экспериментальные данные, характеризующие радиационный теплообмен в топочном пространстве котла БКЗ-320, представлены на рис. 2 и 3. Следует отметить, что значительные тепловые неравномерности зафиксированы только в предтопках камеры горения. Камера охлаждения заполняется высокотемпературными газами относительно равномерно. Разница между зафиксированными экспериментальными значениями максимальной плотности падающих радиационных потоков на одном уровне по высоте соответственно между правым и левым боковыми и фронтальными и тыловыми экранами составляет:  $12 \div 36$  кВт/м<sup>2</sup> и  $23 \div 46$  кВт/м<sup>2</sup> при различных режимах сжигания.

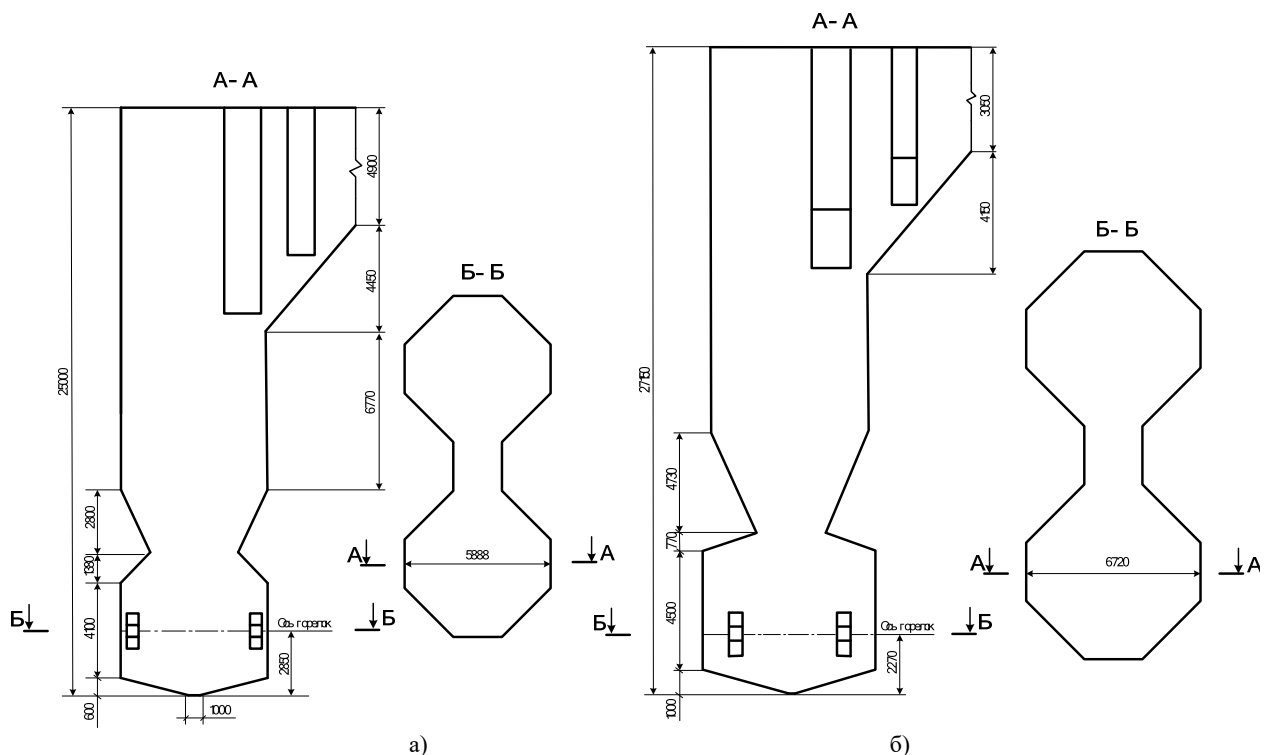


Рис.1. Конструктивные особенности котлов: БКЗ-320 (а); БКЗ-420 (б)

Тепловая работа камеры горения напротив сопровождается значительными тепловыми неравномерностями, выявленными не только в сечениях, но и между правым и левым предтопками. Так, при достижении паропроизводительности 250 т/ч, разница между максимальными значениями плотности радиационных потоков зарегистрированных в правом и левом предтопках составила  $37 \div 103 \text{ кВт/м}^2$ . Причем более нагруженным в тепловом отношении был левый предтопок.

Наоборот, дальнейшее увеличение паропроизводительности до 270 т/ч и отключение пылесистемы Б привело к большей тепловой нагрузке правого предтопка, где получены максимальные тепловые потоки. Подобная тепловая несимметричность камеры горения сопровождается аналогичным отклонением газовых потоков в камере охлаждения.

Исследовать особенности эксплуатации камеры горения котла БКЗ-420 оказалось невозможным из-за застывшего шлака, скопившегося в смотровых лючках предтопков. Поэтому результаты экспериментов получены только в камере охлаждения при различной паропроизводительности и представлены на рис. 4.

Из представленных данных видно, что тепловые неравномерности в этом котле заметно выше, чем в БКЗ-320. Высокотемпературные топочные газы, поднимаясь после пережима, смещаются в сторону тылового и левого экранов, где зафиксированы наибольшие величины плотности падающих радиационных потоков на этом уровне на всех

режимах сжигания. Это вызвано большей тепловой напряженностью левого предтопка из-за неравномерной загрузки пылепитателей при их частичном отключении. Максимальный перепад экспериментальных значений в этом сечении составляет  $147 \text{ кВт/м}^2$ .

С увеличением высоты ( $\sim 5.2 \text{ м}$  выше пережима) тепловая неравномерность несколько сокращается, составляя в центральных лючках боковых экранов:

$q_{\text{пад. лев.}} - q_{\text{пад. прав.}} = 66 \div 111 \text{ кВт/м}^2$ , а в центре тыла и фронта:  $q_{\text{пад. тыл.}} - q_{\text{пад. фронт.}} = 6 \div 47 \text{ кВт/м}^2$ . Меньшие значения получены при нагрузке котла 330 т/ч с включением в работу всех пылепитателей. Вместе с тем, выявлена существенная разница в показаниях, зарегистрированных в центральных и угловых лючках:

слева –  $81 \div 114 \text{ кВт/м}^2$ , фронт –  $128 \div 161 \text{ кВт/м}^2$ , тыл –  $89 \div 126 \text{ кВт/м}^2$ . Исключение составляет правый боковой экран, где наибольший перепад:  $q_{\text{пад. угл.}} - q_{\text{пад. цент.}} = 5 \div 38 \text{ кВт/м}^2$  отмечен во всех опытах в примыкающем к тыловому экрану углу. Подобное превышение плотности падающих радиационных потоков в центре экрана над угловым имеется и в котле БКЗ-320. Однако, здесь тепловые неравномерности заметно ниже и изменяются в пределах, как правило, от 20 до  $66 \text{ кВт/м}^2$ .

Распределение плотности падающих радиационных потоков на расстоянии  $8.5 \div 13.2 \text{ м}$  по высоте от пережима отражает характер движения топочных газов в верхней части камеры охлаждения, на который оказывает влияние состояние ширм и первой ступени пароперегревателя.

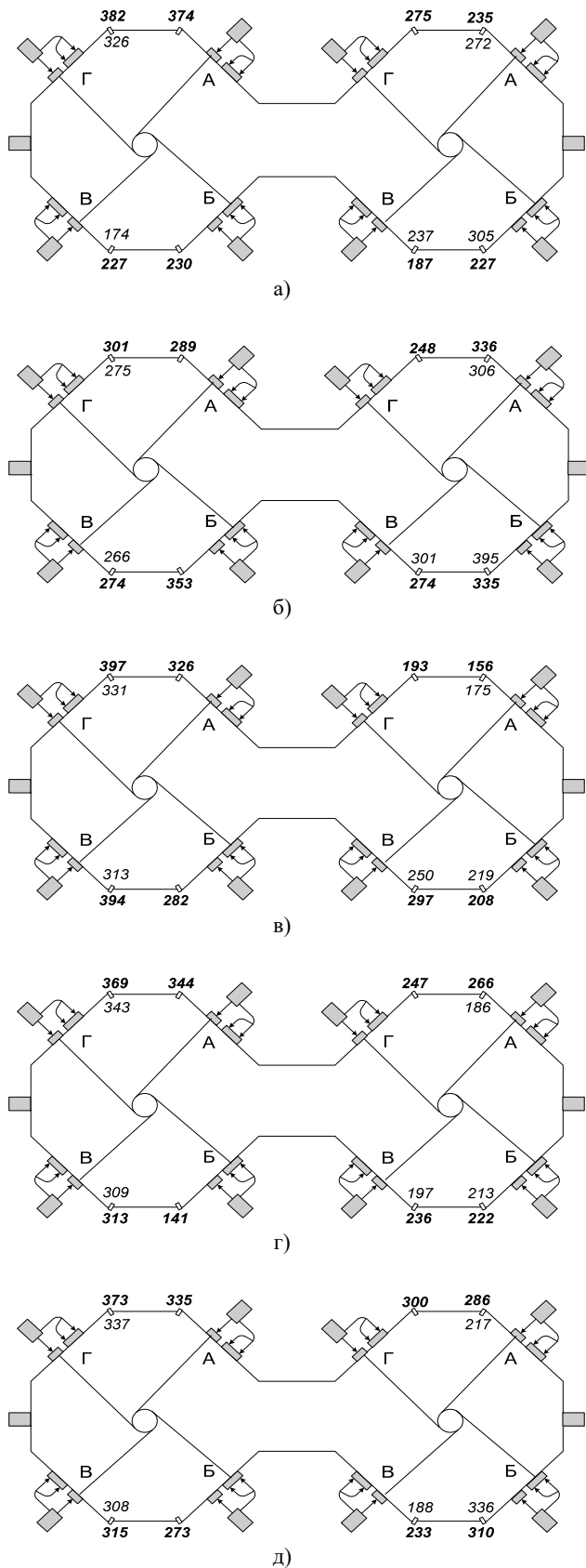


Рис. 2. Распределение плотности падающих радиационных потоков в камере горения котла БКЗ-320 при сочетании работающих пылесистем и паропроизводительности: а) БВГ,  $D = 255$  т/ч; б) АВГ,  $D = 270$  т/ч; в) АВГ,  $D = 250$  т/ч; г) АБВ,  $D = 250$  т/ч; д) АБВГ,  $D = 250$  т/ч. Выделено – в лучках на высоте 2.6 м, курсивом – на высоте 3.1 м.

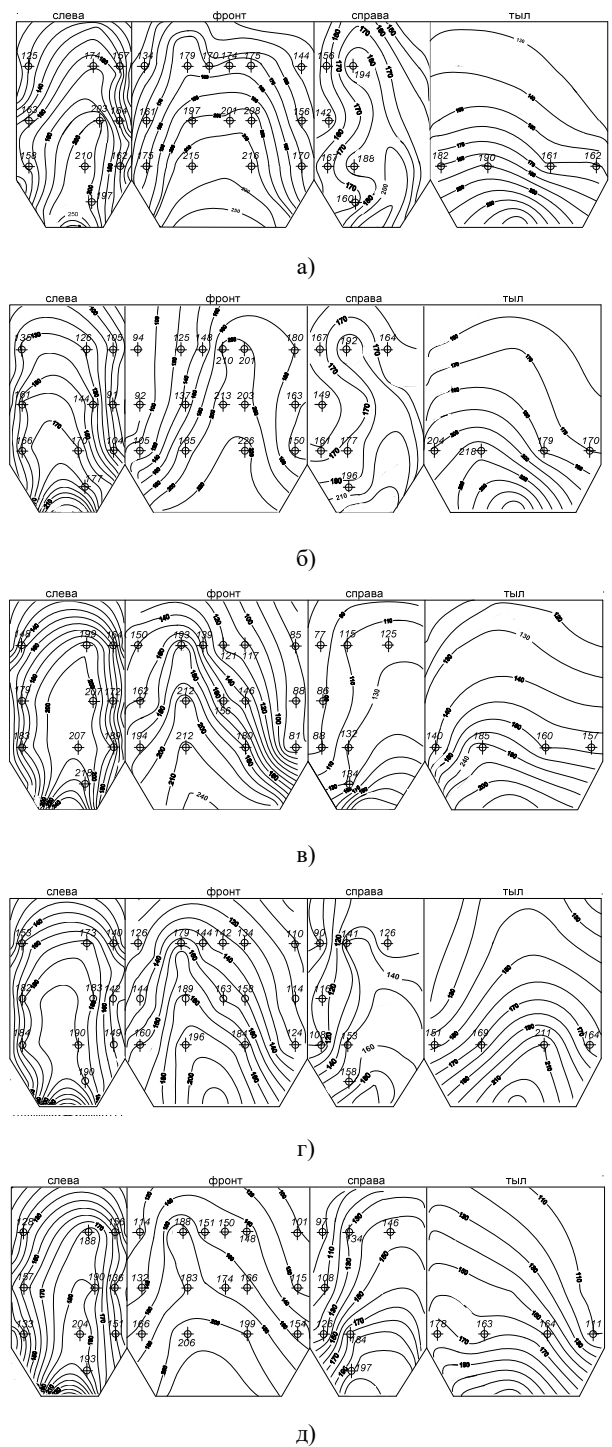


Рис. 3. Распределение плотности падающих радиационных потоков в камере охлаждения котла БКЗ-320 при сочетании работающих пылесистем и паропроизводительности: а) БВГ,  $D = 255$  т/ч; б) АВГ,  $D = 270$  т/ч; в) АВГ,  $D = 250$  т/ч; г) АБВ,  $D = 250$  т/ч; д) АБВГ,  $D = 250$  т/ч.

Из данных видно, что максимальная величина, полученная в центре правого и левого боковых экранов, а также фронтального экрана с увеличением высоты плавно снижается. Подобное изменение зафиксировано в боковых лучках примыкающих справа и слева к тыловому экрану. Напротив, в боковых лучках у фронта отмечен рост  $q_{\text{пад}}$ , когда наибольшая величина зарегистрирована на высоте 13.2 м от пережима.

Это говорит о том, что при подъеме вверх высокотемпературные газы отклоняются от тыла к фронту камеры охлаждения и заполняют там угловые зоны.

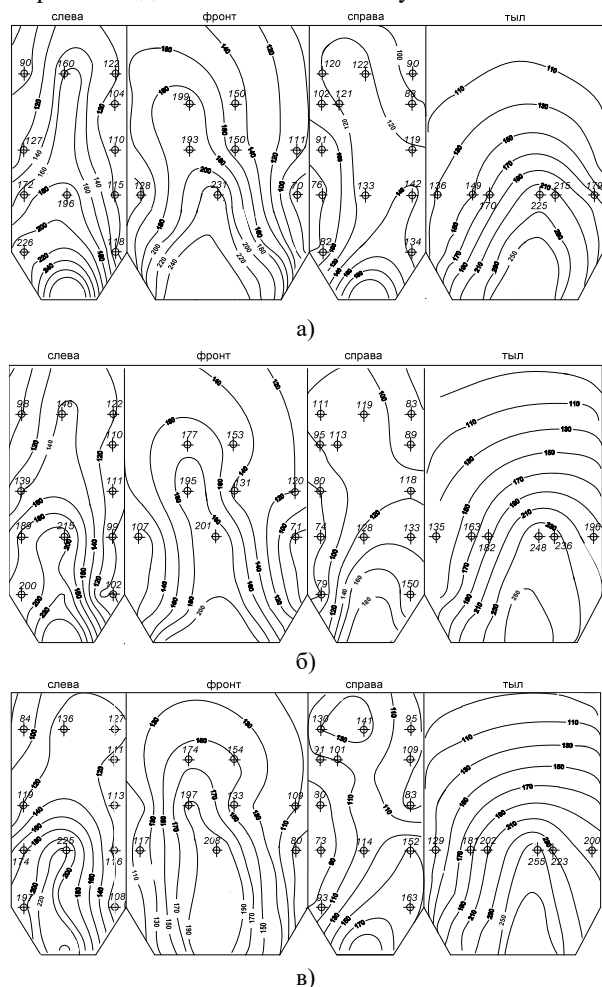


Рис. 4. Распределение плотности падающих радиационных потоков в камере охлаждения котла БК3-420 при различной паропроизводительности: а)  $D = 330$  т/ч; б)  $D = 370$  т/ч; в)  $D = 380$  т/ч.

Необходимо отметить, что в отличие от котла БК3-320, тепловую работу БК3-420 во время экспериментов сопровождали пульсации газовых потоков, которые приводили к соответствующим выбросам при открытии смотрового лючка. При этом газовый тракт, включая топочную камеру, находились под разрежением. Причем, после пережима такие выбросы отмечены в месте наибольшего отклонения газовых потоков (левый, примыкающий к тылу, угол). Далее по высоте камеры охлаждения они фиксировались уже во всех измеряемых точках, с максимумом на высоте 13.2 м от пережима. Такая нестабильность теплового процесса сопровождалась колебаниями плотности падающих радиационных потоков в пределах  $10 \div 50$  кВт/м<sup>2</sup>.

Причиной газовых пульсаций при устойчивом режиме зажигания и горения угольной пыли в условиях специально «утепленных» предтопок являлась зашлакованность поверхностей ширм, которая визуально отмечалась в ходе экспериментов. Таким обра-

зом, наличие шлакозольных отложений резко уменьшило площадь проходного сечения в поворотной камере, что препятствовало свободному удалению продуктов сгорания из пространства камеры охлаждения.

Выявленная в ходе экспериментов тепловая неравномерность в топке, также отражалась в показаниях, полученных штатной системы контроля. Так, разность температуры дымовых газов с одной и другой стороны поворотной камеры составляет  $40$  °С и более.

Режим работы котла БК3-420 с номинальной производительностью характеризовался частичным выбросом угольной пыли за пределы камеры горения, что приводило к ее дожиганию выше пережима и увеличению перепада плотности радиационных потоков в сечениях. Зоны шлакования топочной камеры соответствовали местам наброса факела: левый угол, центр фронта и тыла (высота 5.2 м от пережима). Здесь отмечены и наибольшие величины плотности падающих радиационных потоков.

Изменение паропроизводительности котла с 380 до 330 т/ч, не только снижает пирометрический уровень в топке, но и вызывает сокращение тепловых неравномерностей в сечениях при работе всех пылепитателей.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В результате проведенных экспериментальных исследований получены распределения плотности падающих радиационных потоков в камерах горения и охлаждения котлов БК3-420 и БК3-320 с жидким шлакоудалением при различных режимных параметрах сжигания ирша-бородинского угля.

2. Установлено, что работа камеры горения котла БК3-320 при различном сочетании работающих пылесистем сопровождается значительными тепловыми неравномерностями, выявленными не только в сечениях, но и между предтопками и составляет  $37 \div 103$  кВт/м<sup>2</sup> с максимумом в левом. Камера охлаждения заполняется топочными газами более равномерно и разница в плотности падающих радиационных потоков на боковые экраны –  $12 \div 36$  кВт/м<sup>2</sup>, а между фронтом и тылом –  $23 \div 46$  кВт/м<sup>2</sup>.

3. Анализ экспериментальных данных, полученных в камере охлаждения котла БК3-420 при изменении паропроизводительности, выявил перепады падающих радиационных потоков как между экранами: левым и правым –  $66 \div 111$  кВт/м<sup>2</sup>, тыловым и фронтным –  $6 \div 47$  кВт/м<sup>2</sup>, так и по ширине каждой стены (центр и угол): слева –  $81 \div 114$  кВт/м<sup>2</sup>, фронт –  $128 \div 161$  кВт/м<sup>2</sup>, тыл –  $89 \div 126$  кВт/м<sup>2</sup>. При этом отмечено, что максимальная тепловая плотность соответствует местам с наибольшей подшлаковкой экранов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Трёмбовля В.И., Фингер Е.Д., Авдеева А.А. Тепло-технические испытания котельных установок. М.: Энергоатомиздат, 1991. – 416 с.

И.С. Садкин<sup>1,2</sup>, И.С. Ануфриев<sup>1</sup>, Е.П. Копьев<sup>1</sup>, Е.Ю. Шадрин<sup>1</sup>, М.А. Мухина<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 1

<sup>2</sup>Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Новосибирск, пр-т К.Маркса, 20

<sup>3</sup>Новосибирский государственный университет,  
630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОРИГИНАЛЬНОГО ПАРОМАСЛЯНОГО ГОРЕЛОЧНОГО УСТРОЙСТВА В УСЛОВИЯХ МАЛОЙ КОТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Ежегодное накопление невостребованных жидких углеводородных отходов (отходы нефтедобычи и нефтепереработки, углеродной переработки, отработанные масла, смазочные жидкости, сырая нефть, битум и др.) обуславливают перспективы их вовлечения для производства энергии. В мире получил развитие подход Waste-to-Energy, призванный повысить экономическую эффективность за счет низкой стоимости некачественных энергоносителей. Ключевым фактором реализации данного подхода является создание эффективных технологий с широкой топливной универсальностью, высокой энергоэффективностью и низкими выбросами в окружающую среду.

В работе предлагается и обосновывается перспективный экологически безопасный способ сжигания жидкого топлива (в том числе некондиционного) в высокоскоростной струе перегретого водяного пара, который позволяет обеспечить выбросы  $\text{NO}_x < 35$  ppm,  $\text{CO} < 25$  ppm. На основе данного способа разработана новая паромасляная горелка для низкоэмиссионного сжигания с управляемым коэффициентом избытка воздуха. Впервые проводятся опытные испытания новой горелки в условиях котельной установки.

### 2. СПОСОБ СЖИГАНИЯ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ В СТРУЕ ПЕРЕГРЕТОГО ВОДЯНОГО ПАРА

Ранее был предложен способ сжигания жидкого топлива в высокоскоростной струе перегретого водяного пара [1,2], Принцип действия горелочного устройства заключается в том, что пар истекает из форсунки в виде струи, в основании которой подается жидкое топливо, которое увлекается паром с образованием мелкодисперсного газокпельного потока, рис. 1.

Помимо распыления топлива перегретый водяной пар повышает температуру топливных капель, что интенсифицирует массообмен и смесеобразование, способствуя устойчивому воспламенению. При этом не требуются топливные форсунки и завихрители, что исключает проблемы их засорения и коксования каналов подачи топлива, и позволяет сжигать некондиционные и загрязненные топ-

лива.

Коллективом авторов были разработаны и испытаны различные конструкции низкоэмиссионных жидкотопливных горелочных устройств для утилизации отходов с производством тепловой энергии, использующих предложенный принцип сжигания в потоке водяного пара. Эволюция горелок начиналась от простейших схем, позволяющих в лабораторных условиях изучить именно процессы при горении с паром и объяснить наблюдаемые эффекты.



Рис. 1. Схема атмосферного горелочного устройства с распылением жидкого топлива струей перегретого водяного пара с естественным притоком воздуха.

Опытные горелки первого поколения, основанные на описанном принципе, представляли собой атмосферные горелочные устройства атмосферного типа, в которых воздух для горения поступал в камеру сгорания естественным способом из окружающей среды [2] и определялся тягой паровой струи, рис. 1. На них был проведен комплекс исследований влияния расхода и температуры пара на характеристики процесса горения жидких топлив при распылении паром. Было показано, что количество оксидов азота в режиме с паром ниже на 45%, чем с воздухом при сжигании дизеля [2], и ниже на 25% при сжигании отработанного масла [3] при высокой полноте сгорания топлива. Эффект снижения  $\text{NO}_x$  достигается преимущественно за счет разбавления горючей смеси паром и снижения температуры пламени. А эффективность сгорания топлива повышается за счет паровой газификации.

На горелочных устройствах второго поколения была предусмотрена принудительная подача окис-

лителя внутрь горелочного устройства, что позволяло регулировать избыток воздуха внутри горелки, рис. 2.

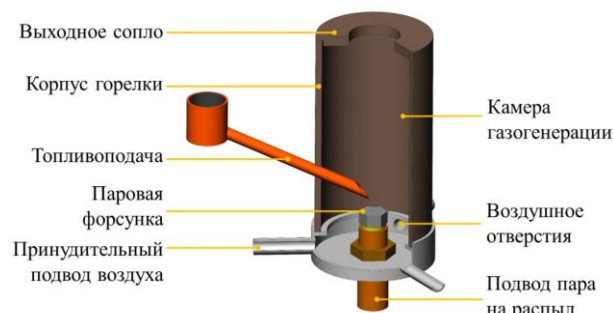


Рис. 2. Схема атмосферного горелочного устройства с распылением жидкого топлива струей перегретого водяного пара с принудительной подачей воздуха

На основе результатов лабораторных исследований горелки с принудительной регулируемой подачей воздуха [4] были найдены оптимальные соотношения режимных параметров (расходы топлива, пара и воздуха: 1:0,8:2,75), при которых обеспечиваются лучшие теплотехнические и экологические показатели ( $\text{NO}_x < 35 \text{ ppm}$ ,  $\text{CO} < 25 \text{ ppm}$ ). Показано, что по мере увеличения коэффициента избытка воздуха внутри оригинального горелочного устройства наблюдается увеличение максимальной температуры пламени и рост выбросов оксидов азота и монооксида углерода с продуктами сгорания.

Управление коэффициентом избытка воздуха позволяет дополнительно снизить  $\text{NO}_x$  еще на 20-25 % по сравнению с горелкой с естественным притоком воздуха. Суммарно достигнуто снижение содержания оксидов азота в уходящих газах до 70% при высокой полноте сгорания топлива за счет совместного управления концентрацией пара и коэффициентом избытка в камере газогенерации. Это заявляет предложенную горелку как низкоэмиссионную.

Вместе с тем, даже в такой конструкции горелочного устройства догорание топлива происходит в открытой атмосфере со свободным притоком вторичного воздуха, при котором не учитываются особенности работы горелочных устройств внутри топочного пространства с повышенным давлением от надува воздуха.

Поэтому в настоящей работе предлагается провести первые опытные испытания горелки в условиях работы котельной установки малой мощности (10-40 кВт), что и является целью настоящей работы.

### 3. ИСПЫТАНИЯ ГОРЕЛОЧНОГО УСТРОЙСТВА В КОТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКЕ МАЛОЙ МОЩНОСТИ

Полученные ранее результаты лабораторных исследований являются важными для изучения механизмов горения жидкого топлива в присутствии пара, однако такие результаты относятся к горению факела в открытом пространстве. В

настоящей работе впервые проводятся испытания разработанного горелочного устройства в условиях котла.

Горелочное устройство было адаптировано к условиям топочной камеры котла, рис. 3. Для этого горелка была выполнена в горизонтальной ориентации с креплением стандартного типоразмера, а все элементы выполнены из нержавеющей стали. Принцип работы горелки и габаритные размеры аналогичны описанию в разделе 2. Первичный воздух для горения подается принудительно в основание паровой струи. Образующийся факел горелки направляется в закрытую камеру сгорания котла. В основание факела принудительно подается вторичный воздух для горения через отверстия по окружности сопла горелки.

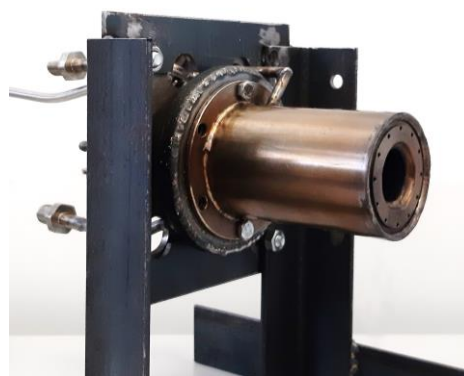


Рис. 3. Адаптированное к работе в котле горелочное устройство на основе распыла топлива высокоскоростной струей пара [5]

Для опытных испытаний горелки и удобства проведения экспериментов перегретый водяной пар генерировался с использованием внешнего электрического парогенератора (при внедрении паровых горелок на практике предусмотрена автоматическая генерация пара за счет собственных тепловыделений)

Для исследований была разработана опытная котельная установка мощностью до 40 кВт на базе водогрейного котла Viessmann Vitola 200 с возможностью продолжительной работы на стационарных тепловых условиях, рис. 4.



Рис. 4. Опытная установка для испытания жидкотопливных горелочных устройств на базе водогрейного котла Viessmann.



Установка работает по принципу проточного калориметра, тепло снимается теплоносителем с поверхностей топочной камеры и рассчитывается полезная тепловая мощность горелки. На выходе из установки температура уходящих газов близка к комнатной, там же регистрируется газовый состав продуктов сгорания при помощи газоанализатора Testo 350.

Условия предварительных испытаний горелки соответствовали условиям экспериментов с атмосферной горелкой с принудительной подачей воздуха: расход топлива 1,2 кг/ч, расход пара 1,0 кг/ч, температура пара 250 °С, расход воздуха в камеру сгорания 2,75 кг/ч, расход вторичного воздуха 15 кг/ч.

В результате опытных испытаний впервые показана устойчивая работа паромасляного горелочного устройства в закрытом пространстве в условиях котла. Получены предварительные данные о полноте сгорания и токсичных выбросах в атмосферу. Установлено, что полнота сгорания топлива в условиях котельной установки также сохраняется на высоком уровне и составляет около 44,5-45 МДж/кг, что близко к высшей теплоте сгорания дизельного топлива. Концентрации токсичных оксидов азота и монооксида углерода на выходе из калориметра соответствуют европейскому нормативу EN: 267: CO<60 мг/кВт, NOx<120 мг/кВт. Таким образом, проведенные испытания позволяют сделать вывод об эффективности разработанного горелочного устройства для решения задачи эффективного и экологичного сжигания топлива (в том числе жидких горючих отходов) для производства тепловой энергии на объектах малой энергетики.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Авторами разработано новое горелочное устройство для сжигания жидких отходов с производством энергии, в котором топливо распыляется струей перегретого водяного пара. Предложенная схема диспергирования топлива позволяет использовать различные жидкие горючие отходы, обеспечивая длительный ресурс работы горелки без использования топливных форсунок. Такое простое решение снижает стоимость производства горелочных устройств и затраты на эксплуатацию оборудования.

Основным значимым результатом работы является успешное опытное испытание разработанной горелки в закрытом пространстве в условиях котла. Новизной исследованной в настоящей работе конструкции горелки является комплексное управление основными значимыми режимными параметрами (расход пара, коэффициент избытка воздуха внутри горелки, расход вторичного воздуха).

Установлено, что содержание токсичных оксидов азота и монооксида углерода в продуктах сгорания соответствуют самому строгому 3 классу европейского норматива EN: 267: CO<60 мг/кВт, NOx<120 мг/кВт.

Разработанная технология низкоэмиссионного сжигания в струе пара, созданное и испытанное горелочное устройство являются перспективными для технологии Waste-to-Energy и могут быть использованы на различных промышленных предприятиях, накапливающих жидкие горючие отходы.

Источник финансирования - Испытания горелочного устройства в котельной установке малой мощности выполнены за счет средств Российского научного фонда (проект № 18-79-10134). Исследования в горелочном устройстве на открытом стенде выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-121031800229-1).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Anufriev I.S., Kopyev E.P., Sadkin I.S. and Mukhina M.A.** NOx reduction by steam injection method during liquid fuel and waste burning // *Process Safety and Environmental Protection*. 2021. No 152. P. 240-248. <https://doi.org/10.1016/j.psep.2021.06.016>
2. **Anufriev I.S., Kopyev E.P.** Diesel fuel combustion by spraying in a superheated steam jet // *Fuel Process. Technol.* 2019. No 192. P. 154-169. <https://doi.org/10.1016/j.fuproc.2019.04.027>
3. **Anufriev I.S., Kopyev E.P., Sadkin I.S. and Mukhina M.A.** Diesel and waste oil combustion in a new steam burner with low NOx emission // *Fuel*. 2021. No 290. P.120100. <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2020.120100>
4. **Mukhina M.A., Kopyev E.P. and Anufriev I.S.** // *Journal of Physics: Conference Series*. 2021. No. 2057. P. 012127. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2057/1/012127>
5. **Патент РФ № 2740722**, 2021. Паромасляное горелочное устройство / Вигриянов М.С., Ануфриев И.С., Копьев Е.П., Садкин И.С., Шарыпов О.В.

## ТЕПЛОВЫЕ И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ПОЛУЧЕНИИ ВОДОРОДА В МИКРОСТРУКТУРНОМ РЕАКТОРЕ-ТЕПЛООБМЕННИКЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Водород относится к чистым источникам энергии и рассматривается в настоящее время, как важная составляющая низкоуглеродной экономики. В связи с принятой программой использования водородного топлива в энергетике и на транспорте, большое значение приобретает разработка технологий получения водорода на основе компактных топливных процессоров, интегрированных с топливными элементами. По сравнению с разработанными ранее системами, компактные микроструктурные топливные процессоры имеют малые эффективные длины переноса, что устраняет диффузионные ограничения и ускоряет скорости реакций.

Для компактных каталитических систем наиболее эффективным способом получения синтез-газа и водорода является паровая конверсия метана в микроструктурных топливных процессорах на основе микроканалов, позволяющих значительно интенсифицировать процессы тепломассообмена. Использование микроканальных технологий позволяет в значительной степени устранить диффузионные ограничения на скорости реакций и интенсифицировать процесс конверсии [1, 2]. Это может быть реализовано как в металлических, так и в керамических реакторах-теплообменниках [3]. Преимущество микроканальных реакторов наиболее полно проявляются в случае экзотермических или эндотермических реакций, когда необходимо регулирование температуры катализатора [4].

Целью данной работы является разработка многослойного катализатора паровой конверсии метана, который наносится на стенки микроканалов, определение кинетики реакций и состава компонентов конверсии для данного катализатора, численное исследование процесса паровой конверсии метана, направленное на оптимизацию характеристик микроструктурных реакторов-теплообменников.

### 2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

#### 2.1. Экспериментальное оборудование

Экспериментальное исследование процесса конверсии метана в среде паров воды проведено на установке, описанной в [5]. Рабочий участок представлял собой кольцевой реактор с зазором 950 мкм, показанный на рис. 1. В качестве катализатора использован многослойный носитель, нанесенный на поверхность сменного внутреннего картридж-цилиндра с внешним диаметром 6 мм и длиной 40 мм, изготовленного из жаропрочного сплава. Для разогрева и стабилизации температуры реактор размещался в обогреваемой электрическим током

кварцевой трубе, покрытой слоем теплоизолирующего материала для предотвращения тепловых потерь. Температура внешней стенки реактора измерялась хромель-алюмелевой термопарой. Толщина стенок канала была достаточна для эффективного подвода тепла в зону реакции.

В качестве реакционной смеси при паровой конверсии метана использована смесь метана с водой с мольным соотношением  $H_2O/CH_4=2.4$ . Опыты проведены при времени пребывания смеси 127 мсек в диапазоне температур стенок микрохимического реактора от 680 до 870 °С. Время пребывания определено как отношение объема реактора к объемному расходу реагирующей смеси газов на входе в реактор при стандартных условиях. Давление в реакторе составляло 1.24 бар. Температура реакционной смеси газов измерялась хромель-алюмелевыми термопарами. Подача метана и воды в испаритель производилась с помощью регуляторов массового расхода фирмы Bronkhorst. Выходная смесь газов проходила через охладитель/конденсатор, в котором пары конденсировались.

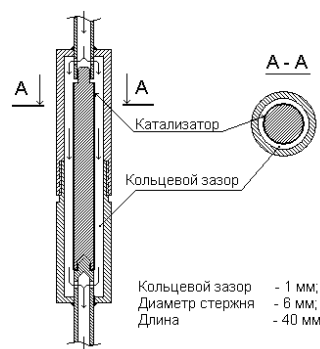


Рис. 1. Схема микроструктурного реактора.

Сухая смесь газов поступала для анализа в газовый хроматограф (Perkin Elmer модель 1016 с детектором по теплопроводности). Расход осушенной смеси газов на выходе реактора измерялся расходомером фирмы OMEGA, объемная доля жидких фаз измерялась по расходу конденсата.

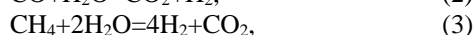
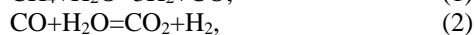
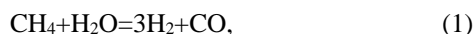
#### 2.2. Приготовление катализатора

Применение микроструктурных реакторов для получения водорода обуславливает необходимость разработки принципиально новых катализаторов, которые наносятся на поверхности микроканалов и обеспечивают необходимую конверсию метана. Для получения катализатора с повышенной активностью на основе наночастиц родия разработан метод приготовления тонкослойного композитного катализатора с предварительным нанесением на металличе-

ский носитель буферного слоя оксида титана, что значительно увеличивает адгезионную прочность каталитического покрытия и препятствует химической коррозии поверхности металла. Каталитические элементы на основе металлических носителей обладают высокой теплопроводностью и могут быть использованы для проведения каталитического горения и паровой конверсии метана в сопряженных каналах топливного процессора. Это обуславливает необходимость разработки катализаторов, обладающих более высокими эксплуатационными характеристиками (активностью, селективностью, устойчивостью к дезактивации) по сравнению с существующими промышленными катализаторами. Существенно улучшить каталитические свойства позволяет метод механохимической активации, используемой, как на стадии приготовления катализатора, так и на стадии приготовления суспензии для формирования каталитического слоя. Это позволяет получить высокодисперсный и однородный катализатор с интервалом размеров частиц родия от 1 до 3 нм. Экспериментальные исследования процесса паровой конверсии метана в микроструктурном реакторе показали, что увеличение степени дисперсности активного компонента привело к росту концентрации каталитических центров и увеличению степени конверсии.

### 2.3. Описание численного метода

Для обоснования режимов работы микроструктурного реактора-теплообменника выполнены численные исследования паровой конверсии метана в щелевом микроканале по методике, разработанной в [6]. Математическая модель паровой конверсии метана состоит из уравнений Навье-Стокса для ламинарного течения многокомпонентного сжимаемого газа, дополненных кинетикой реакций в катализаторе, расположенном на стенках канала. Вязкость и теплопроводность смеси зависят от температуры и концентрации компонентов и рассчитываются по полуэмпирическим уравнениям [7,8]. Для всех компонентов смеси используется один коэффициент диффузии метана в парах воды, зависящий от давления и температуры согласно [9]. Для моделирования кинетики паровой конверсии метана применялся трех шаговый механизм [10], включающий реакции паровой конверсии (1), сдвига (2) и метанаии (3)



Расчеты проводились конечно-разностным методом.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

### 3.1. Кинетика реакций и состав продуктов конверсии

На рис. 2 точками приведены объемные концентрации продуктов конверсии метана в среде паров

воды в зависимости от температуры катализатора, полученные при анализе выходной смеси продуктов реакций. Приведенные данные показывают, что процесс конверсии активизируется при достижении температуры реактора 700 °С. Увеличение содержания двуокиси углерода в выходной смеси при температурах меньше 800 °С показывает, что одновременно с реакцией паровой конверсии метана и образованием монооксида углерода наблюдается реакция паровой конверсии монооксида углерода. Наибольшее содержание водорода в продуктах реакции наблюдается для температур катализатора больше 820 °С, которая является наиболее благоприятной для получения водорода при паровой конверсии метана.

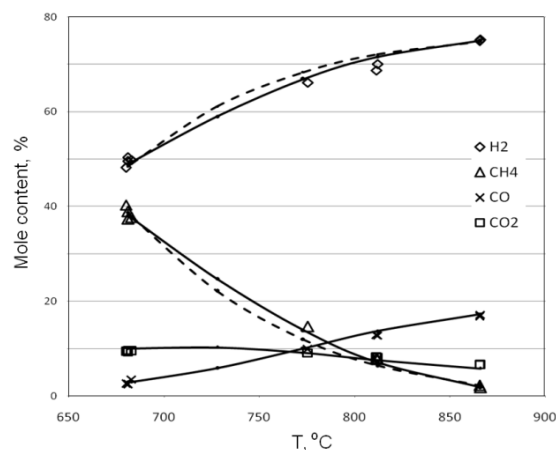


Рис. 2. Зависимость мольных концентраций продуктов конверсии от температуры реактора, сплошные линии - расчет при  $E_1 = 160$ ,  $E_3 = 80$ ,  $E_2 = 15,4$  кДж/моль; пунктир - расчет при  $E_1, E_3 = 130$  кДж/моль, точки - экспериментальные данные.

Полученные данные использованы для определения кинетики каталитических реакций. Для нахождения энергии активации предполагалась реакция первого порядка по метану. Предположим, что скорость гетерогенной реакции определяется зависимостью Аррениуса [11], тогда в рамках одномерной модели движения реакционной смеси получим выражение для константы скорости реакции в виде:

$$k_e = - \frac{1}{(S_v / u_z (1 + \ln(C_i^l / C_i^0) / \ln(u_i^l / u_i^0)) + 1 / k_D)} \quad (4)$$

Здесь  $S_v$  - отношение поверхности к объему реактора,  $u_z$  - градиент скорости смеси,  $C$  - концентрация метана, индексы  $i$  и  $l$  соответствуют начальной и конечной объемной концентрации,  $k_D$  - коэффициент массообмена. Обработка экспериментальных данных по зависимости логарифма константы скорости реакции  $k_e$  от обратной температуры катализатора показала, что константы скорости реакции при высоких и низких температурах не лежат на одной прямой. Таким образом, в микроканале одновременно протекают две реакции с участием метана, имеющие различные энергии активации. Аналогичная кинетическая схема была предложена в [10]

для паровой конверсии метана на промышленном никелевом катализаторе и включает три элементарные реакции (1) – (3). Для определения энергий активации реакций (1) и (3), константа скорости суммарной реакции задана в виде  $k_c = a_1 e^{-E_1/RT} + a_3 e^{-E_3/RT}$  и определено, что константы скорости реакции хорошо согласуются с экспериментальными данными при  $a_1 = 2 \cdot 10^6$  м/с;  $a_3 = 80$  м/с;  $E_1 = 160$  кДж/моль;  $E_3 = 80$  кДж/моль.

### 3.2. Результаты численных расчетов паровой конверсии метана в щелевом микроканале

Для определения кинетических параметров реакций на синтезированном родиевом катализаторе и обоснования режима работы микроструктурного реактора-теплообменника проведено численное моделирование паровой конверсии метана для условий, соответствующих проведенным экспериментам. Для определения кинетических параметров реакций (1) – (3) использован метод подбора предэкспоненциальных множителей  $A_i$  к скоростям реакций для кинетической схемы [10], основанный на сравнении численных результатов с экспериментальными данными. При расчетах, энергии активации реакций (1) и (3) принимались равными 160 и 80 кДж/моль соответственно. Энергия активации реакции сдвига (2) задавалась равной  $E_2 = 15.4$  кДж/моль, константы равновесия реакций и константы поглощения задавались как в [10]. Определение предэкспоненциальных множителей  $A_i$  для реакций (1)–(3) проводилось минимизацией функции  $\sigma = \sum_{i=1,N} (X_c^i - X_m^i)^2$ , где  $X_c^i$  и  $X_m^i$  являются значениями мольных долей продуктов реакции, полученными в расчете и измеренными при самой высокой и самой низкой температурах. В результате минимизации получены следующие значения предэкспоненциальных коэффициентов  $A_i$ :  $A_1 = 1.72 \cdot 10^4$  кмоль/(кг<sub>кат</sub>·с)·кПа<sup>0.25</sup>;  $A_2 = 6.03 \cdot 10^{-3}$  кмоль/(кг<sub>кат</sub>·с)·кПа;  $A_3 = 36.07$  кмоль/(кг<sub>кат</sub>·с)·кПа<sup>0.25</sup>. В результате расчетов с использованием трехстадийной кинетики реакций и экспериментально определенных кинетических параметров реакций получена детальная информация о структуре полей концентраций компонент по длине зоны реакций и скоростям химических превращений в зависимости от температуры реакции, определены температурные режимы с высокой конверсией. На рис. 2 линиями приведены результаты расчета мольных концентраций компонент на выходе из реактора, точками показаны экспериментальные данные для времени пребывания 127 мсек. Численные расчеты проведены для энергий активации  $E_1 = E_3 = 130$  кДж/моль,  $E_2 = 15.4$  кДж/моль (пунктиры), а также при  $E_1 = 160$ ,  $E_3 = 80$  кДж/моль. Как видно, расчеты с различными значениями  $E_1$  и  $E_3$  лучше соответствуют экспериментальным данным.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальное исследование паровой конверсии метана в кольцевом микроканальном реак-

торе показало его высокую эффективность для получения обогащенного водородом синтез-газа. Разработанный метод синтеза катализатора на основе родия с высокой однородностью фазового состава позволяет создать эффективный малогабаритный процессор для производства водорода. Анализ зависимости логарифма константы скорости реакции от обратной температуры катализатора показал, что в микроканале одновременно протекают две реакции с участием метана, которые имеют различные энергии активации. Для кинетической схемы, основанной на модели Ленгмюра-Хиншелвуда, определены кинетические параметры реакций на синтезированном родиевом катализаторе с учетом различия энергий активации. С использованием этих кинетических параметров численное исследование паровой конверсии метана в щелевом микроканале показывает хорошее совпадение результатов расчета с экспериментальными данными.

**Работа выполнена при поддержке:** государственного контракта с ИТ СО РАН № 121031800215-4.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Mazanec T.** Microchannel technology for gas-to-liquids conversion // *Petroleum technology quarterly*. 2003. V. 8. No 5. P. 149-153.
2. **Tonkovich A.Y., Perry S., Wang Y., Qiu D., LaPlante T., and Rogers W.A.** Microchannel process technology for compact methane steam reforming // *Chemical Engineering Science*. 2004. V. 59. P. 4819-4824.
3. **Tonkovich A.Y., Yang Bin, Perry S., Fitzgerald S.P. and Wang Y.** From seconds to milliseconds to microseconds through tailored microchannel reactor design of a steam methane reformer // *Catalysis Today*. 2007. V. 120. P. 21-29.
4. **Murphy D.M., Manerbino A., Parker M., Blasi J., Kee R.J. and Sullivan N.P.** Methane steam reforming in a novel ceramic microchannel reactor // *Int. J. Hydrogen Energy*. 2013. V. 38. P. 8741-8750.
5. **Kuznetsov V.V., Vitovsky O.V. and Gasenko O.A.** Methane steam reforming in an annular microchannel with Rh/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> catalyst // *J. Eng. Thermophys.* 2009. V. 18. P. 187-196.
6. **Kozlov S.P. and Kuznetsov V.V.** Heat and mass transfer in the initial microchannel section with chemical conversions of methane in water // *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* 2012. T. 53. No 1. P. 74-82.
7. **Mason E.A. and Saxena S.C.** Formula for the Thermal Conductivity of Gas Mixtures // *Physics of Fluids*. 1958. V. 1. P. 361-369.
8. **Wilke C.R.** Viscosity Equation for Gas Mixtures // *J. Chem. Phys.* 1950. V.18. P. 517-519.
9. **Fuller E.N., Schettler P.D. and Giddings J.C.** New method for prediction of binary gas-phase diffusion coefficients // *Ind. Eng. Chem.* 1966. V. 58. No 5. P. 18-27.
10. **Hou K.H. and Hughes R.** The Kinetics of Methane Steam Reforming over a Ni/α-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Catalyst // *Chemical Engineering Journal*. 2001. V. 82. P. 311-328.
11. **Jones G., Jakobsen J.G., Shim S.S., Kleis J., Andersson M.P., Rossmeisl J. and Nørskov J.K.** First principles calculations and experimental insight into methane steam reforming over transition metal catalysts // *Journal of Catalysis*. 2008. V. 259. No 1. P. 147-160.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОПЛИВА МЕЖДУ ПИЛОТНОЙ И ОСНОВНОЙ ЗОНОЙ НА РАДИАЛЬНУЮ НЕРАВНОМЕРНОСТЬ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ И ВЕЛИЧИНУ ЭМИССИИ NOx В МОДЕЛЬНОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДОВ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

При исследовании камер сгорания существенно важными факторами для оценки их работоспособности и соответствия требованиям по выходным параметрам для других узлов двигателя являются распределения окружной и радиальной температурных неравномерностей. Необходимость ответственного контроля за температурой на выходе из камеры сгорания авиационного двигателя продиктована прежде всего требованиями по обеспечению ресурса и надежности лопаток турбины. Несмотря на значительные успехи в области создания жаропрочных покрытий и материалов, проведение работ, направленных на установление причин и поиск способов выравнивания температуры на выходе без значительных изменений других важных характеристик, до сих пор является крайне актуальным вопросом для всего авиационного двигателестроения.

С другой стороны, наличие высокотемпературных зон со значениями выше 1700...1900 К приводит к резкому росту эмиссии NOx, что неприемлемо для гражданской авиации в связи с существующей тенденцией на ужесточение норм экологического контроля со стороны ИКАО [1]. Вопрос о возможности прогнозирования эмиссии NOx довольно важен, соответственно, при проведении численных исследований довольно важно учитывать насколько правильно и реалистично была смоделирована имитация распыла.

Хотя экспериментальные исследования являются наиболее достоверным источником фактов об объективной реальности, использование численных методов позволяет существенно ускорить работу и получить как более полную картинку происходящих процессов, так и возможность более тонкого контроля за отдельными параметрами и областями, что важно в контексте обеспечения оптимальных характеристик КС.

### 2. ОПИСАНИЕ РАСЧЁТНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В данной работе исследовался вопрос о влиянии распределения топлива между пилотной и основной зонами на температурную неравномерность поля на

выходе из модельной камеры сгорания и на величину наработки NOx.

Была проведена серия расчётов для нескольких различных вариантов организации подачи жидкого топлива с различными соотношениями массового расхода топлива между двумя зонами. По результатам первой серии был также проведен анализ величины наработки NOx. Таким образом, удалось получить данные относительно возможных способов улучшения экологических характеристик камеры исключительно за счёт правильного распределения топливного аэрозоля и правильного учёта его характеристик. Эти данные, в том числе, представляют особую ценность при проведении расчётов и исследований, направленных на точное прогнозирование эмиссии NOx при помощи численных методов, так как от способа задания аэрозоля и имитации распыла будет существенно зависеть достоверность получаемых расчётных данных. Вторая серия расчётов была проведена для других интервалов предполагаемых среднезауэровских диаметров капель жидкого топлива с целью выяснения возможности смены тенденций при наличие более качественно подготовленной смеси и лучших характеристиках аэрозоля. В этом случае также проводился анализ величины эмиссии NOx. На рисунке 1 представлены полученные эпюры неравномерности температурного поля для одного из режимов.

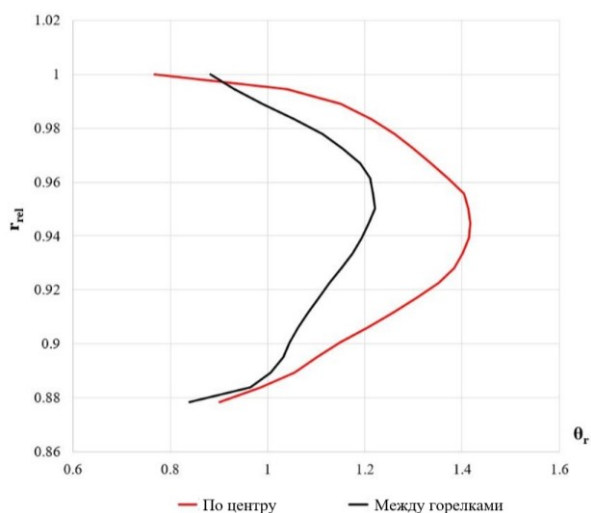


Рис. 1. Эпюры радиальной неравномерности температурного поля на выходе из КС.

### 3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Все расчёты проходили в два этапа: «холодный» расчёт без топлива и горения для получения первичных данных о скоростях и давлениях, а затем «горячий» расчёт с учетом подачи топлива и горением.

Аэродинамический расчёт представляет собой решение задачи внутреннего течения воздуха внутри сектора камеры сгорания с периодическими граничными условиями. Метод аэродинамического расчета заключается в решении итерационным методом системы уравнений Навье-Стокса для сжимаемого газа и уравнений модели турбулентности  $k-\omega$  SST с учетом коррекции уравнения для  $k$  для ограничения перепроизводства турбулентной энергии в области резких скачков скорости и обоих уравнений модели для повышения разрешающей способности в областях с изгибами и резкими углами.

Расчёт горения топливно-воздушной смеси в секторе камеры сгорания представляет собой совместное решение уравнений аэродинамического расчёта и дополнительных уравнений для моделирования распыла и горения испаренного топлива. Для имитации распыла использовалась модель дискретной фазы, учитывающая испарение капель, начальные размеры которых задавались по распределению Розин-Рамлера ( $D_{32}=30\text{мкм}$ ). Для моделирования химических превращений (горения) использовались параллельно две модели горения: модель частично перемешанной смеси, включающая в себя стационарное разрешение химии реакций при помощи модели микроламинарного фронта пламени (флеймлеты) с решением задачи взаимодействия химии и турбулентности по модели Зимонта [2] и модель распада вихря по Магнуссену [3]. В качестве кинетического механизма для первой модели выступала 71-компонентная схема реакции суррогатного керосина  $C_{12}H_{23}$  (Jet-A POSF10325 NuChem [4]) с воздухом, содержащая 1037 уравнений элементарных реакций, в том числе и механизмы образования  $NO_x$ , а для второй используемой модели применялся 6-компонентный глобальный механизм из двух реакций, не учитывающий  $NO_x$ .

Решение проводилось с учётом переменных теплофизических свойств воздуха и керосина

В качестве глобального алгоритма решения использовался неявный алгоритм установления в стационарном приближении с модернизацией при помощи сопряжённой схемы. Такой выбор решателя обусловлен скоростями течения воздуха менее 0,9 Маха и достаточно хорошей устойчивостью.

Для вывода о степени сходимости получаемых результатов использовались оценки поведения и количественного значения невязок, распределение дисбаланса массы внутри сеточной модели и нарушение в балансе расходов между входом-выходами.

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Использование модели распада вихря совместно с глобальным механизмом приводит к избыточному тепловыделению за счёт обнуления количества энергии, идущей на протекание реакций диссоциации-рекомбинации, в глобальных механизмах и непринятие во внимание реальной кинетики, описываемой уравнением Аррениуса, в модели распада вихря. Однако такой подход позволяет получить более гладкие поля распределения, благодаря чему можно оценить насколько адекватно горение моделируется при использовании функции плотности вероятности (PDF) в моделях предварительно не перемешанной и частично перемешанной смесей.

Использование модели частично перемешанной смеси в то же время позволяет получить данные о большем числе компонент смеси, не моделируя реальную химию через конечно-скоростные модели и учитывая влияние турбулентности. При этом, вычислительно он несопоставимо лояльнее по требовательности к ресурсам, но требует более тонкой настройки и не всегда адекватно описывает температурные поля вблизи богатых смесей. Так или иначе, такой подход значительно качественнее способен описать формирование  $NO_x$  в камере сгорания по сравнению с подходом для предварительных расчётов.

Результаты численного моделирования для различных моделей и различных постановок сравнивались как между собой, так и с экспериментальными данными. По итогам проведенных работ были представлены анализ полученных данных и даны заключения о характере влияния распределения топлива между пилотной и основной зоной на температурную неравномерность поля на выходе из модельной камеры сгорания. Показаны возможности снижения эмиссии  $NO_x$  за счёт улучшения характеристик аэрозоля. Также численно подтверждено, что более равномерное распределение топлива на начальном участке позволяет улучшить температурную неравномерность на выходе из КС.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Annex 16 to The Convention of International Civil Aviation – Environmental Protection** // ICAO, 2017. Vol 2 – Aircraft Engine Emission.
2. **Shan F., Zhang D., Hou L., Fang H. and Zhang H.** Partially premixed combustion simulation using a novel transported multi-regime flamelet model // *Acta Astronautica*, 2022. No 191. P. 245–257.
3. **Lee J. and Fricker D.** A numerical study of reacting flow inside combustors using a two-equation model of turbulence and an eddy-dissipation model of turbulent chemistry // *AIAA 35th Aerospace Science Meeting & Exhibit*, 1997. P. 11.
4. **Wang H., Xu R., Wang K., Bowman C.T., Davidson D.F., Hanson R.K., Brezinsky K. and Egolfopoulos F.N.** A physics-based approach to modeling real-fuel combustion chemistry // *Combustion and Flame*, 2018. No 193. P. 502–519.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ РАВНОВЕСНЫХ ПРИБЛИЖЕНИЙ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИЙ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ГОРЕНИЯ В МОДЕЛЬНОМ ФРОНТОВОМ УСТРОЙСТВЕ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Получение корректных и достоверных данных о концентрациях различных продуктов сгорания в камерах сгорания является важным условием для проведения ее анализа и определения таких характеристик как полнота сгорания и уровень эмиссии вредных веществ. Получить такие результаты можно как эмпирически, так и расчётным путем. В расчётных методах в свою очередь определение концентраций продуктов сгорания и в целом моделирование горения можно проводить как в полной постановке с учётом множества факторов, так с использованием различных упрощенных подходов, одним из которых является использование равновесных приближений.

Равновесные приближения в свою очередь могут быть реализованы как в рамках численного моделирования в различных специализированных программах, так и при помощи расчётно-аналитических методик. Одна из таких методик, хорошо зарекомендовавшая себя при проведении различных расчётов камер сгорания ракетных двигателей [1], основана на принципе максимума энтропии. Существенное влияние на ее развитие и популяризацию для расчёта различных систем повлияли Трусов Б.Г., Белов Г.В., Синярев Г.Б. В работах [2][3][4][5] содержатся результаты использования такого подхода для анализа геометрически сложных устройств.

Помимо принципа максимума энтропии, существуют и иные равновесные приближения, которые реализованы в различных пакетах численного моделирования.

Тем не менее, в большинстве работ исследуются системы, в которых предполагаются скорости, давления и температуры много выше тех, что реализуются в камерах сгорания гражданских ГТД. Данная работа ставит своей целью рассмотреть возможность использования упрощенных подходов при моделировании рабочих процессов в камерах сгорания гражданских ГТД.

### 2. ОПИСАНИЕ РАСЧЁТНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В данной работе исследуется вопрос применимости равновесных приближений для моделирования

горения в камерах сгорания гражданских ГТД на основе расчётных исследований модельного фронтального устройства камеры сгорания и верификации полученных данных.

На первом этапе исследования была рассмотрена плоская задача с обтеканием клиновидного тела при наличии высоких скоростей ( $M > 1$ ) и средних скоростей ( $M = 0,6 \dots 0,8$ ). Данная серия расчётов была необходима для получения предварительных данных. Частичные результаты представлены на рис. 1.

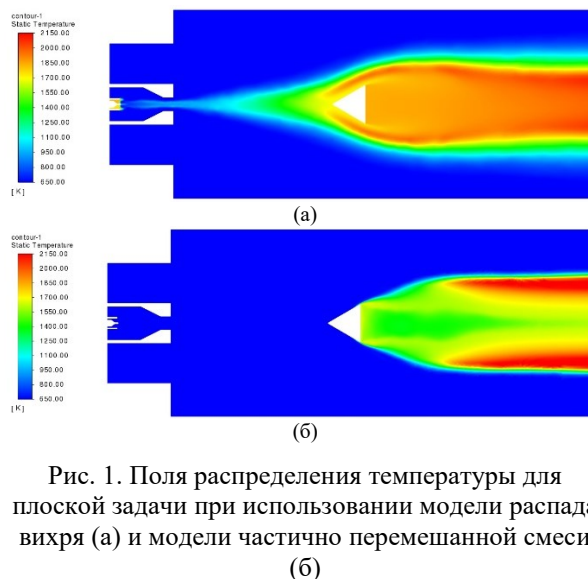


Рис. 1. Поля распределения температуры для плоской задачи при использовании модели распада вихря (а) и модели частично перемешанной смеси (б)

Вторая серия расчёта проводилась в 3D постановке с модельным фронтальным устройством камеры сгорания для условных режимов ВПЦ и крейсерского режима. Это необходимо в связи с тем, что максимальные режимы больше стремятся к локальному равновесному состоянию по причине более высоких давлений, температур и скоростей в камере сгорания.

### 3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В работе использовались три основных подхода:

- 1) численное моделирование в полной постановке с использованием двух моделей горения – модели распада вихря и модели частично перемешанной смеси;

- 2) численное моделирование с равновесным приближением;
- 3) расчёт при помощи методики, основанной на принципе максимума энтропии.

Поскольку расчётный подход № 3 не может применяться напрямую к системам с жидкими топливами, исходные данные брались из подходов № 1 и 2. В качестве основы для подхода № 3 выступал алгоритм, предложенный Б.Г. Трусовым в программном комплексе TERRA [6][7].

Процесс проведения численных исследований для подходов №2 и №3 заключался в решении итерационным методом системы уравнений Навье-Стокса для сжимаемого газа и уравнений модели турбулентности  $k-\omega$  SST с учетом коррекции уравнения для  $k$  для ограничения перепроизводства турбулентной энергии в области резких скачков скорости и обоих уравнений модели для повышения разрешающей способности в областях с изгибами и резкими углами одновременно с одной из 4 моделей горения и имитацией распыла жидкого топлива при помощи модели дискретной фазы.

В качестве моделей горения для подхода № 1 использовались модель распада вихря и модель частично перемешанной смеси с учётом турбулентно-химического взаимодействия по модели Зимонта, для подхода № 2 – модель релаксации химических превращений к равновесию без учёта турбулентно-химического взаимодействия и равновесное приближение для модели частично перемешанной смеси.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Обработка результатов для всех моделей проводилась на основе данных о концентрациях продуктов сгорания. Для расчётов, проведенных с использованием подходов № 1 и 2, дополнительно были проанализированы данные о температуре и давлении в выходном сечении модельной камеры сгорания.

Сравнение моделей подхода № 1 между собой демонстрирует, что модель распада вихря приводит к завышению значений температуры, а процесс горения начинается раньше, чем предполагается. Последнее обстоятельство также характерно для подходов № 2 и 3. Вероятнее всего это следствие того, что как в модели распада вихря, так и в равновесных приближениях характер протекания реакций является в некотором смысле принудительным.

Как и было предположено, на условных режимах малой тяги, что означает низкие значения давления, температуры и скорости, расхождения достаточно существенные. На максимальных режимах процессы в камере сгорания становятся более близки к тем, для которых подходит использование равновесных приближений.

Значения концентраций основных продуктов сгорания в целом показало предполагаемую тенденцию: при переходе к более высоким значениям температур и давлений, т.е. при

стремлении к максимальным режимам, все три подхода начинают сходиться к более-менее схожим значениям.

Также было установлено, что учёт турбулентности играет достаточно важную роль при моделировании. На режимах малой тяги модели подхода № 1 обеспечивает лучшую точность и более высокую физичность результатов.

Использование равновесных приближений ограничено допустимо при исследовании процессов горения в камерах сгорания гражданских ГТД.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Дорофеев А.А.** Основы теории тепловых ракетных двигателей: учебник для авиа- и ракетостроительных специальностей вузов // М.: Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1999. С. 415.
2. **Чубенко Т.А., Максимов А.Д., Зубанов В.М.** Моделирование топлива «метан-кислород» в ракетном двигателе // XIV Королевские чтения, 2017. С. 439-444.
3. **Чубенко Т.А., Максимов А.Д., Зубанов В.М.** Моделирование топлива «метан-кислород» в ракетном двигателе // XLV Международная молодежная научная конференция «Гагаринские чтения», 2019. С. 314-315.
4. **Чубенко Т.А., Максимов А.Д., Зубанов В.М.** Исследование различных моделей горения топливной пары «водород-кислород» для моделирования течения рабочего тела в камере жидкостного ракетного двигателя // XIV Королевские чтения, 2019. С. 287-288.
5. **Фирсов А.А., Яранцев Д.А., Леонов С.Б., Иванов В.В.** Численное моделирование горения этилена в сверхзвуковом потоке воздуха // Компьютерные исследования и моделирования, 2017. Том 9, № 1. С. 75-86.
6. **Трусов Б.Г.** Программная система моделирования фазовых и химических равновесий при высоких температурах // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия «Приборостроение», 2012. С. 240-249.
7. **Белов Г.В., Трусов Б.Г.** Термодинамическое моделирование химически реагирующих систем // М.: Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2013. С. 96.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА, СОПРОВОЖДАЮЩЕГО ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ПИРОЛИЗ**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Зависимость от ископаемых энергетических ресурсов и растущий экономический кризис требуют изучения альтернативных способов производства топлива. Биомасса считается перспективным решением текущих энергетических и экологических проблем, поскольку имеет широкое географическое распространение, большое годовое воспроизводство и надежную доступность. Существенным недостатком альтернативных технологий, таких как солнечная энергия и энергия ветра, является прерывистость выработки электроэнергии [1]. Растительная биомасса, включающая отходы сельского хозяйства и лесной промышленности, считается углерод-нейтральной, поскольку выбросы углекислого газа при сжигании биомассы поглощаются фотосинтезом в процессе роста растений. Помимо этого, огромное количество отходов растительного происхождения может представлять серьезную экологическую проблему при неконтрольном их накоплении, хранении или захоронении. Использование биомассы в качестве энергетического ресурса позволяет утилизировать органические отходы, образующиеся в агро- и лесопромышленности. Биомасса может быть преобразована в энергию с помощью термохимических процессов. Пиролиз биомассы — это процесс термического разложения, осуществляемый обычно при температуре от 300 до 800 °С при полном или частичном отсутствии кислорода. Продуктами пиролиза являются: жидкости (био-масло), газы и твердые вещества (биоуголь, полукокс). Скорость нагрева и рабочая температура влияют на качество и количество образующихся продуктов. В процессе пиролиза происходит разрушение высокомолекулярных соединений с образованием более простых веществ, называемых первичными продуктами пиролиза [2]. К ним относятся летучие вещества и твердый остаток, богатый углеродом (полукокс). Летучие вещества состоят из неконденсирующихся газов, таких как  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CH}_4$ , и т. д., конденсирующихся газов (смола) и водяного пара. Известно, что растительная биомасса состоит из трех основных компонентов: целлюлозы, гемицеллюлозы и лигнина. Каждый из компонентов имеет разные температурные диапазоны интенсивного разложения. При этом первичная стадия пиролиза завершается при температурах ниже 500 °С образованием полукокса. Если процесс пиролиза продолжается при более высоких температурах, первичные продукты могут участвовать во множестве гетерогенных и гомогенных реакций с образованием вторичного

продукта. При низких температурах (<500 °С) пиролиз целлюлозы протекает эндотермически, а гемицеллюлозы и лигнина — экзотермически, т.е. с выделением тепла. Однако при высоких температурах (>500 °С) ситуация меняется в обратную сторону [3]. Было обнаружено, что первичный процесс образования угля при пиролизе целлюлозы является экзотермическим [4]. Экзотермические пики распада гемицеллюлоз проявляются при более низкой температуре, чем у лигнина (250-300 °С). При исследовании различных видов лигнина был сделан вывод о том, что выделение тепла начинается примерно при 400 °С. Вторичные реакции пиролиза между летучими веществами и первичным полукоксом являются основной причиной экзотермичности пиролиза древесины [5]. Экзотермические вторичные реакции паров смолы включают такие процессы, как крекинг, частичное окисление, реполимеризация и конденсация [6]. Важным фактором, влияющим на степень вторичных реакций, является время пребывания летучих продуктов в контакте с твердым остатком. Исследование методом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) показало, что увеличение времени пребывания паров за счет увеличения исходной массы образца или за счет использования крышки на тигле привело к снижению потребности в тепле [6]. В большинстве рассмотренных работ исследование проводилось с помощью термогравиметрического анализа (ТГА) и ДСК на маленьких навесках биомассы (5-20 мг). Целью данной работы было провести исследование медленного пиролиза растительной биомассы в реакторе с неподвижным слоем, не препятствующем протеканию вторичных реакций. Ранее были выполнены экспериментальные исследования торрефикации (низкотемпературного пиролиза) древесных пеллет в реакторе с внутренним диаметром 66 мм и длиной 1100 мм с непрямым (через стенку) нагревом [7]. В реакторе были расположены термодары для контроля распределения температуры по высоте и сечению. Было обнаружено, что при торрефикации древесной биомассы при температурах выше 250 °С наблюдается экзотермический эффект, приводящий к самопроизвольному нагреву биомассы до температур, значительно превышающих температуру нагревателя. Тепловой эффект был обусловлен процессом термического разложения гемицеллюлозы. В данной работе был рассмотрен пиролиз при более высоких температурах (до 600 °С) для наблюдения тепловых эффектов, сопровождающих разложение лигнина, а также экзотермического эффекта вторичных реакций пиролиза.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

На рис. 1 изображена схема лабораторной установки, включающей электрическую печь, реактор объемом до 100 г биомассы, термопары, трубку подачи аргона для обеспечения инертной среды, конденсатор пиролизной жидкости и газгольдер. Контроллер электрической печи позволял регулировать темп нагрева. Температура в реакторе контролировалась при помощи термопар, расположенных в биомассе на разной высоте. Эксперименты были выполнены при четырех конечных температурах пиролиза: 300, 400, 500 и 600 °С.

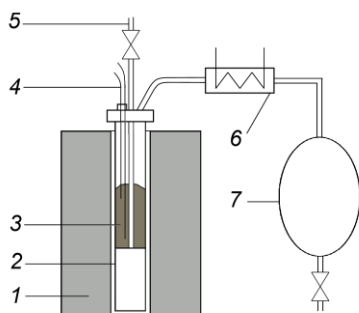


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – печь; 2 – реактор; 3 – материал; 4 – термопары; 5 – подача аргона; 6 – конденсатор; 7 – газгольдер.

В качестве материала для исследования были выбраны древесные пеллеты, аналогичные тем, что были использованы в работе [7]. Основным преимуществом выбранного материала является высокая насыпная плотность, позволяющая разместить достаточную для наблюдения экзоэффекта массу в относительно небольшом объеме реактора. Для оценки выделяемого тепла в процессе разложения органической части исследуемого материала, помимо древесных пеллет в исследовании был использован «инертный» материал – древесный уголь. Поскольку нагревание угля не сопровождается выделением тепла, сравнение изменения температуры в исходном и термообработанном материале позволяло оценить тепловой эффект, для чего эксперименты повторялись дважды для каждой конечной температуры пиролиза.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В виду существенной тепловой инертности реактора по сравнению с исследуемым образцом выделение температурных пиков производилось путем сравнения темпов нагрева образцов в двух опытах, проводимых при аналогичных условиях, с древесными пеллетами (наличие эндо- и экзореакций) и древесным углем (все летучие вышли – тепловые эффекты отсутствуют).

В результате сравнения было выявлено два температурных пика, обусловленных экзотермическими эффектами при пиролизе необработанного образца биомассы: первый – (температура 280-300 °С) термодеструкция гемицеллюлозы; второй – (температура 400-500 °С) разложение лигнина (рис. 2).

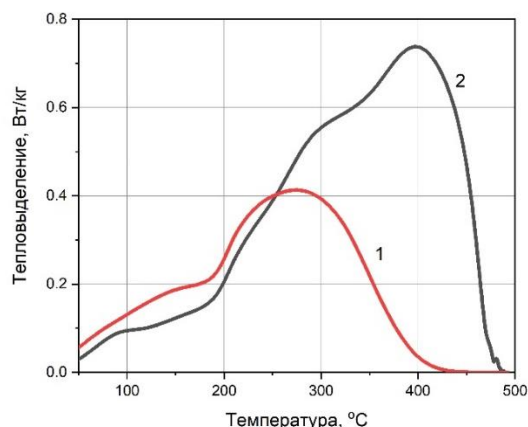


Рис. 2. Экзотермический эффект при нагреве образца: 1 – до 400 °С; 2 – до 500 °С.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В Объединенном институте высоких температур РАН проводятся исследования по созданию энергоэффективной технологии получения квалифицированного твердого биотоплива с использованием экзотермических эффектов. Полученные данные могут быть полезны при проектировании промышленных установок, рассчитанных на высокую производительность. В таких установках избежать вторичных реакций взаимодействия продуктов пиролиза практически невозможно.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (ГЗ № 075-01056-22-00 от 24.12.2021г).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Chan F.L.** and **Tanksale A.** Review of recent developments in Ni-based catalysts for biomass gasification // *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2014. No 38. P. 428–438.
2. **Shen Y., Wang J., Ge X.** and **Chen M.** By-products recycling for syngas cleanup in biomass pyrolysis – an overview // *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2016. No 59. P. 1246–1268.
3. **Yang H., Yan R., Chen H.** et al. Characteristics of hemicellulose, cellulose and lignin pyrolysis // *Fuel*, 2007. No 86. P. 1781–1788.
4. **Ratha J., Wolfingera M.G., Steiner G.** et al. Heat of wood pyrolysis // *Fuel*, 2003. No 82. P. 81–91.
5. **Demirbas A.** Mechanisms of liquefaction and pyrolysis reactions of biomass // *Energy Conversion and Management*, 2000. No 41. P. 633–646.
6. **Basile L., Tugnoli A., Stramigioli C.** and **Cozzani V.** Thermal effects during biomass pyrolysis // *Thermochemica Acta*, 2016. No 636. P. 63–70.
7. **Faleeva J.M., Sinelshchikov V.A., Sytchev G.A.** and **Zaichenko V.M.** Exothermic effect during torrefaction // *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2018. No 946. P. 012033.

## ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОВЕРХНОСТЕЙ ТЕПЛООБМЕНА НА ЗАЖИГАНИЕ И ГОРЕНИЯ ТОПЛИВ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Воспламенение фрагментов топлив в условиях их столкновения с внутренними поверхностями топки, нагретыми до высоких температур, реализуется в промышленных энергогенерирующих установках на тепловых электрических станциях. При интенсивном нагреве многокомпонентных топлив при относительно высоких температурах окислителя в зависимости от компонентного состава может протекать процесс диспергирования, приводящий к увеличению эффективной площади поверхности капли топлива, что интенсифицирует воспламенение и увеличивает скорость выгорания компонентов топлива. Известные результаты исследований процессов горения при диспергировании капель получены преимущественно в условиях их свободного падения в высокотемпературной среде при лучистом нагреве или в условиях лучисто-конвективного нагрева, когда капля топлива расположена неподвижно на держателе. На практике предполагается распыление топлив в топке котла посредством форсунок. На выходе из форсунки струя распадается на капли, часть из которых до момента воспламенения контактирует с внутренними разогретыми до высоких температур стенками и поверхностями нагрева. В настоящее время не известны результаты исследований закономерностей и характеристик процессов воспламенения и горения капель композиционных топлив в условиях их диспергирования при различных механизмах подвода теплоты. Это сдерживает развитие общих положений теории горения композиционных топлив и разработку практических рекомендаций по конструированию топочных камер для сжигания таких топлив. В частности, не установлено влияние текстуры (шероховатости) поверхностей нагрева на закономерности и характеристики процессов зажигания и горения фрагментов композиционных топлив.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В качестве топлива использовалась суспензия состава: 30%масс. сухой отход (фильтр-кек) обогащения каменного угля марки Д (обогащительная фабрика «Листвянская», Кемеровская область, Россия), 35%масс. отработанное моторное масло, 35%масс. вода. Пластины стали 20Х23Н18 использовались в экспериментах в качестве поверхностей нагрева каплей топлива. На поверхностях пластин из стали сформированы три текстуры абразивными материалами. Одна группа поверхностей стали модифицирована лазерной обработкой итербие-

вым наносекундным импульсным волоконным лазером.

Экспериментальные исследования в условиях кондуктивного нагрева выполнены на экспериментальном стенде, схема которого приведена на рис. 1.

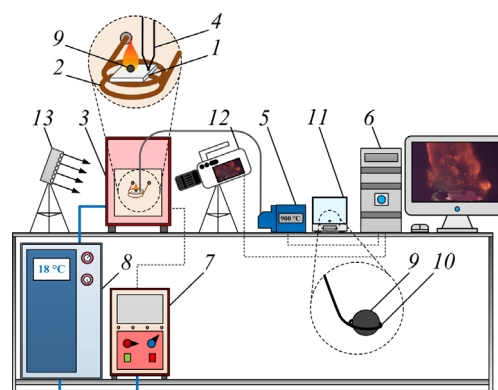


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 – пластина стали; 2 – спираль индуктора; 3 – электромагнитный индуктор; 4 – термопара; 5 – аналого-цифровой преобразователь; 6 – персональный компьютер; 7 – блок-регулятора индуктора; 8 – чиллер; 9 – топливо; 10 – держатель; 11 – весы; 12 – высокоскоростная видеокамера; 13 – прожектор.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Установлено, что шероховатость поверхности пластин стали оказывает существенное влияние на основные характеристики процесса горения время задержки зажигания и время выгорания. Время задержки зажигания тем меньше, чем больше шероховатость поверхностей стали, обработанных абразивными материалами. Существенное отличие времен задержки зажигания (35–45%) и выгорания (65–70%) капель топлива на поверхностях стали обработанных абразивными материалами со средним и крупным размером зерен объясняется тем, что в условиях контакта капли топлива с поверхностью стали с большей шероховатостью площадь межфазной поверхности «капля ОВУТ – поверхность стали» будет также больше. Поэтому количество теплоты, подведенной к капле ОВУТ, при идентичной температуре поверхности будет больше. Чем выше шероховатость поверхности, тем больше площадь теплообмена капли с нагретым металлом. В таких условиях на поверхностях стали с большей шероховатостью капля прогревается быстрее до условий интенсивного испарения и термического разложения компонентов, входящих

в её состав. Как результат в окрестности капли за более короткий промежуток времени сформируется горючая парогазовая смесь. В условиях зажигания и горения капля топлива на поверхностях стали управлять временами зажигания и выгорания можно за счет характеристик шероховатости поверхностей. Для уменьшения времен зажигания и выгорания капли при абразивной обработке поверхностей стали необходимо использовать абразивные материалы со средним размером зерна 100 мкм. Применение абразивных материалов со средним размером зерна более 100 мкм незначительно уменьшит времена зажигания и выгорания капель, но существенно увеличит осаждение твердых продуктов горения на модифицированных поверхностях стали. Лазерная обработка поверхностей стали является наиболее перспективным способом, позволяющим управлять характеристиками горения каплей топлива: временем задержки зажигания, временем выгорания, стойкостью к осаждению твердых продуктов горения. С ростом шероховатости поверхностей (оценка которой проведена по параметрам  $Sa$ ,  $Sz$ ,  $Sdq$ ,  $Spd$ ) скорость газового потока при диспергировании капли увеличивается. Лазерная обработка по сравнению с абразивной позволяет создать текстуру на поверхностях стали, за счет которой возможно при горении на них капля топлива в условиях диспергирования значительно интенсифицировать скорость движения горючей парогазовой смеси, увеличить скорость распространения пламени (вместе с мелкодисперсными частицами – продуктами диспергирования капли) вблизи текстурированной поверхности, инициировать завихрения пламени. Наряду с этим по результатам анализа зависимостей времени выгорания и скорости газового потока сделан вывод о том, что последняя характеристика незначительно влияет на время выгорания капли композиционного топлива. Установлено, что на интенсивность и характеристики движения мелкодисперсных частиц после диспергирования капли композиционного топлива среди прочих факторов значительно влияет шероховатость поверхности нагрева. В условиях диспергирования отрыв частиц от каплей топлив обусловлен последовательностью процессов зарождения паровых пузырей, их роста и разрушения в объеме капли топлива при достижении критических условий. При зажигании и горении каплей композиционных топлив на шероховатых поверхностях стали зарождение паровых пузырей происходит не только в объеме капли, но и на поверхности раздела “капля ОВУТ – поверхность стали”. Шероховатость поверхностей металлов, в частности впадины, являются стабильными центрами нуклеации. Механизмы зарождения паровых пузырей в объеме капли топлива и на поверхности раздела фаз “жидкость–твердое тело” различны. Установлено, что с увеличением глубины полостей (характеризует параметр  $Sz$ ), продольного и поперечного расстояния между неровностями и полостями (характеризует параметр  $Sa$ ),

плотности расположения полостей (характеризует параметр  $Spd$ ) и площади поверхности (характеризует параметр  $Sdq$ ) значительно увеличиваются как средний ( $d_{av}$ ), так и максимальный ( $d_{max}$ ) характерный размер области выгорания продуктов диспергирования капли. Значения  $d_{av}$  и  $d_{max}$ , зарегистрированные в условиях горения капли композиционных топлив на поверхности, модифицированной лазерным излучением, выше значений аналогичных характеристик, зарегистрированных на поверхностях, обработанных абразивным материалом.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Установлено, что шероховатость поверхностей стали (нанесенная абразивными материалами со средним размером зерна от 15 до 269 мкм и лазерным излучением) не влияет на механизм зажигания и горения каплей топлив.

2. Интенсивность теплоассопереноса в капле и ее окрестности за счет увеличения площади межфазной поверхности “капля ОВУТ – поверхность стали” близка к пределу на поверхностях стали с текстурой, характеризующейся трехмерными параметрами шероховатости  $Sa \approx 7.5$  мкм,  $Sz \approx 36$  мкм,  $Sdq \approx 0.17$ . При дальнейшем росте  $Sa$ ,  $Sz$  и  $Sdq$  теплоассоперенос в капле и ее окрестности оказывает незначительное влияние на интенсивность физико-химических процессов, протекающих в течение индукционного периода.

3. Лазерная обработка по сравнению с абразивной позволяет формировать текстуру на поверхностях стали, за счет которой в условиях кондуктивного нагрева каплей топлива можно увеличить в 2,5 раза скорость движения продуктов их диспергирования вдоль поверхности нагрева при зажигании и горении.

4. Увеличение шероховатости поверхностей стали, модифицированных абразивными материалами, приводит к интенсификации осаждения твердого остатка (золы) горения каплей композиционного топлива в условиях кондуктивного нагрева. Установлено, что на поверхности стали, обработанной абразивными материалами со средним размером зерна 269 мкм, в 5 раз больше площадь осаждения твердых продуктов горения (золы) по сравнению с поверхностью стали, обработанной абразивными материалами со средним размером зерна 15 мкм. Лазерная модификация поверхностей стали позволяет улучшить стойкость поверхностей стали к осаждению твердого остатка от горения каплей суспензионного топлива в условиях кондуктивного нагрева.

*Работа поддержана РФФ (грант № 22-23-00040).*



## ВЛИЯНИЕ ДРЕВЕСНОЙ БИОМАССЫ НА ПРОЦЕССЫ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ СМЕСИ УГЛЯ МЕСТОРАЖДЕНИЯ МАЙКУБЕН С ОТХОДАМИ ЛЕСОПИЛЕНИЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одна из основных проблем, решаемых в последние годы мировым сообществом – загрязнение антропогенными газами атмосферы Земли [1]. Основными поставщиками таких газов являются тепловые электрические станции, сжигающие уголь [2]. Отказаться от этого топлива энергетики пока не могут, так как «угольные» ТЭС вырабатывают более 35 % мировой электроэнергии (в Китае более 60 %) [3]. Одним из возможных вариантов снижения антропогенных выбросов при сжигании углей в топках паровых и водогрейных котлов является использование смесевых топлив на основе углей и биомассы (в основном отходов процессов переработки древесины). По состоянию на 2018 год специалисты более 250 электростанций предпринимали попытки сжигания таких топлив. Но только на 17 станциях, расположенных на территории развитых в научно-техническом отношении государствах (США, Германия, Финляндия, Китай, Швеция) удалось разработать и внедрить опытным путем такие технологии топливосжигания [4]. Причиной малых объемов использования отходов деревообработки в энергетике является, очевидно, то, что к настоящему времени не разработаны теоретические основы процессов совместного горения измельченных углей и диспергированной древесины (нет экспериментальных данных о закономерностях термохимических процессов, протекающих при термическом разложении и последующем горении смеси этих двух веществ).

Целью исследований является установление основных закономерностей взаимодействия газообразных продуктов термического разложения углей и древесины в условиях высокотемпературного нагрева и обоснование эффективности использования отходов лесопиления и деревообработки (в России их вырабатывается более 30 млн. куб. м в год) в энергетике.

### 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для формирования смесевых топлив исходным был выбран типичный бурый уголь (месторождение «Майкубен», Казахстан), использующийся в качестве основного топлива на Казахстанских и других ТЭС. Добавкой к углю при подготовке смесевых

топлив была использована древесина (отходы лесопиления).

Топливные смеси предварительно подготавливались по следующей схеме. Бурый уголь на первой стадии подготовки размалывался в шаровой барабанной мельнице для получения фракции с размерами частиц менее 80 мкм. Отходы лесопиления и деревообработки в первую очередь проходили стадию очистки от крупных включений. Для снижения рассеяния результатов экспериментов использовалась древесина одной смены лесопиления. Для проведения исследований древесина отбиралась методом просеивания через сито с размером ячеек 200 мкм. После получения необходимых топливных фракций формировались смесевые топлива в соотношении компонент по массе уголь / древесина 90 % / 10 %; 75 % / 25 %; 50 % / 50 %. Смешение осуществлялось в планетарной мельнице Pulverisette 6 с шарообразными мелющими телами диаметром 5 мм при скорости вращения планетарной мельницы 500 об/мин в течении семи минут.

Для готовых топливных смесей был выполнен технический анализ (калорийность, зольность, влажность, выход летучих) и элементный анализ. Ниже в таблице 1 приведены результаты технического анализа.

Анализ результатов, приведенных в таблице 1, позволяет сделать вывод о существенном и не аддитивном снижении зольности смесевых топлив (на 73 %) с увеличением доли древесной компоненты в смеси до 50 %, и относительно малом (на 8,2 %) снижении калорийности исследуемых смесевых топлив на основе бурого угля и древесины.

Для установления закономерностей влияния древесной компоненты на процессы воспламенения и горения разработан стенд, обеспечивающий возможность определения характеристик процесса сжигания топлива в достаточно широком диапазоне от 400 °С до 800 °С.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Времена задержки зажигания, установленные для навесок смесевых топлив массой 1г., показали существенное снижение времени задержки зажигания (1,4 раза при температуре 400 °С и в 2,9 раз при температуре 800 °С) смесей по сравнению с углем.

*Таблица 1.* Теплота сгорания, влажность, зольность, выход летучих веществ и элементный состав исход-

Топливо (уголь / древесина), %	Технический анализ, %			Элементный анализ, % (на горючую массу топлива)					Теплота сгорания, Q, МДж/кг
	W <sup>a</sup>	A <sup>d</sup>	V <sup>daf</sup>	C	H	N	S	O	
100_Майкубен / 0	5,17	7,61	44,70	70,05	4,03	1,00	0,452	24,47	24,75
90_Майкубен / 10	5,12	4,22	49,85	67,33	4,18	0,81	0,420	27,26	24,26
75_Майкубен / 25	5,98	3,22	54,95	57,24	4,63	0,75	0,357	37,02	23,97
50_Майкубен / 50	6,57	2,05	60,88	56,94	4,57	0,68	0,291	37,52	22,72
0 / 100	5,35	0,29	80,25	50,48	5,75	0,04	0	38,09	21,73

Типичные результаты экспериментов приведены на рис.1

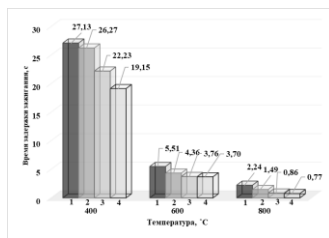


Рис. 1. Зависимость времени задержки зажигания смесевых топлив на основе бурого угля и древесных отходов от температуры при разных концентрациях древесной компоненты в смеси: 1. Уголь - 100 %; 2. Уголь - 90 % - Древесина - 10 %; 3. Уголь - 75 % - Древесина - 25 %; 4. Уголь - 50 % - Древесина - 50 %.

Также в процессе определения времен задержки зажигания определялась максимальная температура термического разложения смеси. На рисунке 2 приведены типичные результаты экспериментов по определению максимальной температуры разложения в слое смесевых топлив.

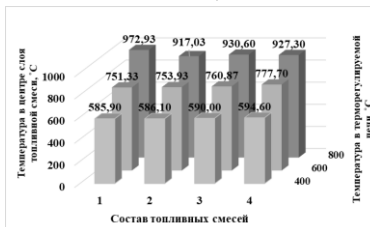


Рис. 2. Максимальные температуры в слое смесевоего топлива при температуре среды 400 °C, 600 °C, 800 °C при разных концентрациях древесной компоненты в смеси: 1. Уголь - 100 %; 2. Уголь - 90 % - Древесина - 10 %; 3. Уголь - 75 % - Древесина - 25 %; 4. Уголь - 50 % - Древесина - 50 %.

Анализ рисунка 2 позволяет сделать вывод, что древесная компонента приводит к не существенной интенсификации термического разложения угля в диапазоне относительно низких температур. Например, при 400 °C в терморегулируемой печи увеличение температуры в центре навески смесевоего топлива в момент интенсивного горения составило 1,4 % (при доле древесной компоненты в смеси равной 50 %), по отношению к той же температуре в центре навески однородного угля. Анализ температуры навески топливной смеси с долей древесной компоненты 25 % показал увеличение на 1 % по отношению к термическому разложению однородного угля. С увеличением температуры до 600 °C увеличение максимальной температуры термического разложения, например, при доле древесной компоненты в угле равной 50 % составило на 3,3 %, а при доле древесной компо-

ненты в смеси равной 25 % увеличение составило на 1,3 %. Дальнейшее увеличение температуры в печи не привело к процессу интенсификации термического разложения смесевых топлив внутри топливной навески за счет увеличения доли древесной компоненты в смеси.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ процессов зажигания смесевых топлив, показал существенное снижение в 1,4 раза времен задержек зажигания смесевых топлив при температуре 400 °C и в 2,9 раза при температуре 800 °C с увеличением доли древесной компоненты в смеси с углем до 50 %. Анализ температуры в центре навесок смесевых топлив показал не существенное увеличение температуры, что подтверждает незначительное (менее 8,2 %) и не аддитивное снижение calorificity таких топливных смесей по отношению к calorificity однородного угля.

Результаты выполненных исследований иллюстрируют возможность эффективного сжигания угля месторождения Майкубен в смеси с древесными отходами в топках энергетических котлов ТЭС за счет существенного снижения времени задержки зажигания, зольности и не существенного снижения calorificity таких топливных смесей.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание FSWW-2020-0022) и в рамках дополнительного соглашения № 075-03-2021-138/3 о предоставлении субсидии из федерального бюджета на финансовое обеспечение выполнения государственного задания и оказания государственных услуг (внутренний номер 075-ГЗ/Х4141/687/3).

#### Список литературы

- Liu Q. et al. Co-firing of coal and biomass under pressurized oxy-fuel combustion mode: Experimental test in a 10 kWth fluidized bed // Chem. Eng. J. Elsevier, 2022. Vol. 431. P. 133457.
- Karka P., Johnsson F., Papadokonstantakis S. Perspectives for Greening European Fossil-Fuel Infrastructures Through Use of Biomass: The Case of Liquid Biofuels Based on Lignocellulosic Resources // Front. Energy Res. Frontiers, 2021. Vol. 9. P. 112.
- Oil | ExxonMobil [Electronic resource]. URL: <https://corporate.exxonmobil.com/Operations/Oil> (accessed: 11.05.2021).
- Gil M. V., Rubiera F. Coal and biomass cofiring: fundamentals and future trends // New Trends Coal Convers. Combust. Gasification, Emiss. Coking. Woodhead Publishing, 2019. P. 117–140.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА МАССООБМЕНА В ГАЗОЖИДКОСТНОМ ПОТОКЕ ПРИ ТЕЧЕНИИ УДЛИНЕННЫХ ПУЗЫРЕЙ В МИКРОКАНАЛЕ

### АННОТАЦИЯ

В данной работе экспериментально изучен процесс массообмена при двухфазном газожидкостном течении в прямом микроканале с прямоугольным сечением  $380 \times 190$  мкм с Т-образным смесителем на входе. В работе использовались в качестве жидкости: 90% (м) водный раствор этанола - и газ: азот  $N_2$  и диоксид углерода  $CO_2$ . Визуализация режимов течения и измерение их характеристик проводились с помощью высокоскоростной видеосъемки в начале и конце канала для определения объема газовых пузырей и его изменения. На основе визуализации получено изменение объема газового пузыря при течении 90% (м) этанол- $N_2$  в начале и конце канала за счет перепада давления и вычислена неопределенность методики определения объема газового пузыря по визуализации сверху. Для течения 90% (м) этанол- $CO_2$  измерен объемный коэффициент массообмена и проведено сравнение.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Углекислый газ широко распространен в природных и промышленных процессах. На микромасштабе управление растворением газообразного  $CO_2$  в жидкостях важно для управления потоками жидкости в топливных элементах [1] и для лучшего понимания реакций в многофазных потоках. Микроканальные системы облегчили возможность работы с отдельными пузырями и каплями и позволили детально изучать сложные процессы. Течение с удлиненными пузырями состоит из газовых пузырей, длиной больше ширины канала, разделенных жидкими перемычками. При смачивании стенок жидкостью пузыри принимают характерную форму, которая заполняет большую часть прямоугольного сечения. Жидкость заполняет углы канала, а газовые пузыри отделены от стенок тонкими жидкостными пленками. Такие сегментированные потоки выгодны для усиления массообмена и радиального перемешивания из-за циркуляции жидкости между пузырями.

### 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

#### 2.1. Схема экспериментальной установки

Схема экспериментального стенда для исследования газожидкостного течения представлена на рис. 1. Экспериментальным участком являлся горизонтальный микроканал с сечением  $380 \times 190$  мкм на входе которого располагается внутренний Т-образный смеситель для формирования двухфазного газожидкостного течения. Микроканал изготовлен из материала PDMS методом мягкой литографии. В качестве рабочей жидкости использовался

90%(м) водный раствор этанола, в качестве газовой фазы использовался диоксид углерода ( $CO_2$ ). Выбор данной жидкости обоснован тем, что поверхность PDMS является гидрофобной и использование воды не позволило получить представительных и повторяемых данных.

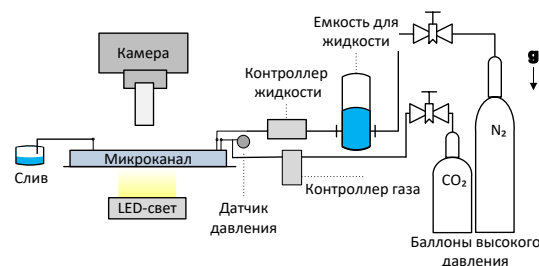


Рис. 1. Схема экспериментального стенда.

Газ поступал из баллона через редуктор на контроллер расхода Bronkhorst EL-FLOW F-201CV и далее в экспериментальный участок. Жидкость поступала из бака, находящегося под избыточным давлением, через термо-массовый регулятор расхода жидкости Bronkhorst LIQUI-FLOW на вход в микроканал. Контроллеры расхода были подключены и управлялись блоками питания. Давление на входе в Т-образный смеситель измерялось дифференциальным датчиком давления, показания которого регистрировались с помощью АЦП ZETLAB-210 для определения объемного расхода газа в заданном сечении микроканала. На выходе газожидкостная смесь стекала в открытый бак, при этом газ уходил в атмосферу.

#### 2.2. Методика определения объема газового пузыря

Высокоскоростная видеосъемка осуществлялась камерой Ortronis CR600x2 (9) со скоростью 2000 кадр/сек, используя объектив с 6-кратным увеличением, что позволило получить разрешение  $3.6 \mu\text{m}/\text{pix}$ . С использованием скоростной визуализации произведена регистрация периодического режима течения с удлиненными пузырями, реализующегося в микроканале. При периодическом режиме течения размеры каждого из пузырей незначительно отличаются друг от друга, такое же наблюдается для жидких перемычек. При увеличении приведенной скорости газа периодичность нарушается, наблюдается коалесценция пузырей и течение становится переходным. В данной работе нас интересовал периодический режим течения с удлиненными пузырями с целью точного определения объема газового пузыря при течении смеси 90% этанол- $N_2$  с учетом

локального давления. Разница в объемном расходе, вычисленном по визуализации пузырей с учетом их частоты, и объемном расходе, подающемся с контроллера, не превышала 7% для максимальных скоростей по газу. Данная процедура в дальнейшем позволила точно определить уменьшение объема пузырей для смеси 90% этанол-СО<sub>2</sub> при физической абсорбции для вычисления объемных коэффициентов массообмена.

Объем газового пузыря измерялся, используя программный пакет DMV [2], позволяющий измерять скорость газового пузыря и его площадь при визуализации течения сверху по градации серого. Площади определялись по внутреннему  $S_1$  и внешнему  $S_2$  контурам пузыря, показанным на рис. 2. Объем газового пузыря вычислялся по модели формы пузыря, представленной в работе Yao и др. [3], основываясь на приближениях равномерности пленки жидкости вдоль и поперек пузыря и кривизны пузыря в области мениска, имеющую форму половины круга. Толщина пленки жидкости  $\delta$  между стенкой и пузырем определялась по закону Тейлора [4] по измеренной скорости газового пузыря.

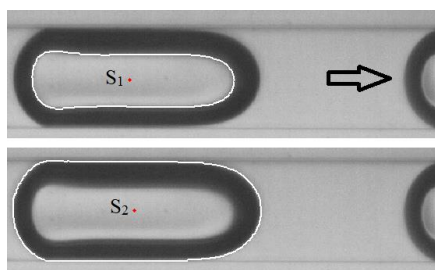


Рис. 2. Обозначение площадей пузыря  $S_1$  и  $S_2$  по внутреннему и внешнему контурам для приведенных скоростей газа и жидкости  $J_L = 0.11$  м/с и  $J_G = 0.14$  м/с. Направление течения показано стрелкой.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На основе данных по визуализации течения в начале и в конце канала было измерено изменение объема газовых пузырей для течения смеси 90% этанол-СО<sub>2</sub> и определен объемный коэффициент массообмена. Объемный коэффициент массообмена  $k_L a$  вычислялся по формуле (1)

$$k_L a = \frac{J_L}{L_C} \ln\left(\frac{C_{eq} - C_{in}}{C_{eq} - C_{out}}\right), \quad (1)$$

где  $J_L$  – приведенная скорость жидкости, м/с;  $L_C$  – длина канала, на которой рассматривалось уменьшение объема пузыря, м;  $C_{in}$  – концентрация растворенного СО<sub>2</sub> в начале канала, которая предполагалась нулевой, моль/м<sup>3</sup>;  $C_{eq}$  – равновесная концентрация СО<sub>2</sub> для используемой жидкости при заданных условиях [5],  $C_{out}$  – концентрация СО<sub>2</sub> в конце канала, которая определялась по модели элементарной ячейки (unit cell model), в рамках которой пред-

полагалось, что весь растворенный газ СО<sub>2</sub> концентрируется в объеме перемычке жидкости находящейся перед газовым пузырем.

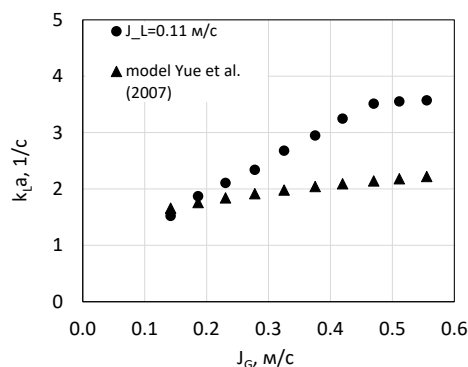


Рис. 3. Зависимость объемного коэффициента массообмена от приведенной скорости газа для течения смеси 90% этанол-СО<sub>2</sub> при физической абсорбции для приведенной скорости жидкости  $J_{Liq}=0.11$  м/с.

На рис. 3 приведена зависимость объемного коэффициента массообмена в зависимости от приведенной скорости газа. Получено, что при увеличении приведенной скорости газа коэффициент массообмена увеличивается, так как в системе реализуются меньшие по объему перемычки жидкости, в которых может наблюдаться более высокая скорость циркуляции [6]. Проведено сравнение с моделью Yue и др. [7] и получены более высокие коэффициенты массообмена.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведены эксперименты, направленные на изучение процессов массообмена для течения с удлиненными пузырями в микроканале прямоугольного сечения.

На основе высокоскоростной визуализации получено изменение объема газового пузыря при течении 90% (м) этанол-N<sub>2</sub> в начале и конце канала за счет перепада давления и вычислена неопределенность методики определения объема газового пузыря по визуализации сверху.

Определены объемные коэффициенты массообмена для течения смеси 90% (м) этанол-СО<sub>2</sub>, проведено сравнение с моделью и получены более высокие коэффициенты массообмена.

Полученные результаты по коэффициентам массообмена при газожидкостном течении в прямых каналах при физической абсорбции являются принципиально важными для проектирования массобменного реактора и выбора оптимального режима работы.

Исследование выполнено в ИТ СО РАН за счет гранта Российского Научного Фонда (РНФ №21-19-00626).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Meng D. D., Cubaud T., Ho C. M. & Kim C. J.** A methanol-tolerant gas-venting microchannel for a micro-direct methanol fuel cell // *Journal of Microelectromechanical Systems*. 2007. Vol. 16. №6. P. 1403-1410.
2. **Basu A. S.** Droplet morphometry and velocimetry (DMV): a video processing software for time-resolved, label-free tracking of droplet parameters // *Lab on a Chip*. 2013. Vol. 13. №10. P. 1892-1901.
3. **Chaoqun Y., Yuchao Z., Chunbo Y., Minhui D., Zhengya D. & Guangwen C.** Characteristics of slug flow with inertial effects in a rectangular microchannel // *Chemical Engineering Science*. 2013. № 95. P.246-256.
4. **Aussillous P. & Quéré D.** Quick deposition of a fluid on the wall of a tube // *Physics of fluids*. 2000. Vol. 12. №10. P. 2367-2371.
5. **Yao C., Dong Z., Zhao Y., & Chen G.** An online method to measure mass transfer of slug flow in a microchannel // *Chemical Engineering Science*. 2014. № 112. P. 15-24.
6. **Zaloha P., Kristal J., Jiricny V., Völkel N., Xuereb C. & Aubin J.** Characteristics of liquid slugs in gas-liquid Taylor flow in microchannels // *Chemical engineering science*. 2012. Vol. 68. № 1. P. 640-649.
7. **Yue J., Chen G., Yuan Q., Luo L. & Gonthier, Y.** Hydrodynamics and mass transfer characteristics in gas-liquid flow through a rectangular microchannel // *Chemical Engineering Science*. 2007. Vol. 62. № 7. P. 2096-2108.

## ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛО-МАССООБМЕНА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МЕТАЛЛОГИДРИДНОГО КОМПАКТА С ВОДОРОДОМ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из главных преимуществ металлгидридной технологии аккумулирования энергии является возможность быстрой зарядки за счёт высокой скорости взаимодействия интерметаллических соединений с водородом. Однако в ходе данной реакции выделяется большое количество тепла, которое сложно отвести от мелкодисперсных засыпок металлгидридов из-за их низкой теплопроводности. Эту проблему возможно решить с помощью формирования металлгидридных компактов, путём прессования мелко-дисперсных порошков интерметаллидов в теплопроводящей матрице.

Наши предыдущие исследования показали, что использование матрицы из пено-никеля и холодного прессования для формирования металлгидридного компакта позволяет значительно улучшить теплопроводность образца и заметно сократить времена релаксации температуры и давления при взаимодействии с водородом [1].

Для проектирования металлгидридных систем аккумулирования энергии исследование кинетики взаимодействия интерметаллидов с водородом и определение лимитирующей стадии процесса, контролирующей скорость реакции, является не менее важным, чем определение термодинамических параметров [2].

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию и сравнению кинетики абсорбции водорода интерметаллическим соединением состава  $\text{LaNi}_{4.4}\text{Al}_{0.3}\text{Fe}_{0.3}$  в чистом виде и компакта на его основе, полученного методом холодного прессования с использованием спиральной матрицы из пено-никеля. Эксперименты проводились на установке типа Сивертса, анализ данных проведён с помощью метода начальных скоростей.

### 2. ДЕТАЛИ ЭКСПЕРИМЕНТА

#### 2.1. Приготовление образцов и экспериментальная установка

В качестве объекта исследований было выбрано интерметаллическое соединения АВ5-типа состава  $\text{LaNi}_{4.4}\text{Al}_{0.3}\text{Fe}_{0.3}$  с низким равновесным давлением абсорбции и десорбции водорода при комнатной температуре (менее 0.1 МПа). Низкое равновесное давление позволяет использовать более точные датчики, что повышает качество проводимых расчётов, как это будет указано ниже. Было изучено два образца, один из которых представлял собой навеску чисто интерметаллида массой 50 г, а второй образец - это металлгидридный компакт, при-

готовленный методом холодного прессования из 50 г исходного интерметаллического соединения со спиральной матрицей из пено-никеля массой 3 г.. Экспериментальные исследования в данной работе проводились на установке типа Сивертса УС-150. Она позволяет исследовать взаимодействие с водородом образцов металлов и интерметаллических соединений массой от 10 до 800 г при температуре от 243 до 673 К и давлении до 15 МПа. Подробное описание составных частей установки и её работы опубликованы в работе [3].

Для проведения точных расчётов кинетики реакции абсорбции водорода крайне важным является соблюдение изотермических условий в системе. Однако, взаимодействие интерметаллических соединений с водородом характеризуется высоким тепловым эффектом, а низкая теплопроводность засыпки не позволяет быстро отвести это тепло. В крупных образцах со значительной толщиной слоя, подобных тем, что изучены в данной работе, невозможно соблюсти условие изотермичности в течение всего эксперимента. Поэтому измерение температуры образца имеет решающее значение. Конструкция рабочего сосуда установки УС-150 предполагает измерение температуры с помощью термодатчика, расположенной по от рабочего сосуда в 3 мм от дна в чехле непосредственно в толще образца. Кроме того, с помощью индивидуальных датчиков (термопар или платиновых термометров сопротивления) измеряются температуры буферного и вакуумного сосудов, а также соединяющих их трубопроводов. Цена деления всех датчиков температуры составляет 0.1 К. Рабочий сосуд с образцами помещался в ванну жидкостного термостата. Эксперименты проводились при температуре 313, 333 и 353 К, при этом условие изотермичности считалось выполненным, когда температура образца находилась в пределах 0.2 К от этих значений. При абсорбции водорода образцами интерметаллического соединения и компакта указанное выше условие соблюдалось в промежутке времени от 1.5 до 4 секунд (в зависимости от исходной температуры и величины перепада давления) с момента начала реакции, что позволило получить достаточное количество экспериментальных точек для расчётов. Данные для анализа были получены в ходе измерения изотерм абсорбции водорода (РСТ-изотерм), которое осуществлялось путем введения порций водорода из буферного или/и вакуумного сосуда в рабочий с различным перепадом давления через соединительные трубопроводы. После того как система приходила в состояние квазиравновесия (температура и давление принимали постоянное



значение), проводилась следующая итерация. Для каждой температуры было измерено несколько РСТ изотерм с различной величиной перепада давления.

Экспериментальные точки, которые использовались для кинетических расчётов, находились в концентрационных пределах, соответствующих двухфазной области на РСТ-изотермах (область плато).

## 2.2. Обработка экспериментальных данных

Расчёт количества газообразного водорода проводился с использованием модифицированного уравнения Ван дер Ваальса, предложенного Хеммесом с соотр. [4]. Для расчёта кинетических параметров реакции абсорбции водорода использовался метод начальных скоростей, предложенный Нахмом с соотр. [5]. Кинетическая модель, которая лежит в основе данного метода, содержит следующие важные допущения: частицы интерметаллида имеют сферическую форму и одинаковый радиус, плотность частиц в ходе абсорбции не изменяется. Предполагается, что стадией, определяющей скорость реакции, является диссоциативная хемосорбция водорода на поверхности твёрдого раствора водорода в интерметаллиде ( $\alpha$ -фазы)

## 3. ВЫВОДЫ

Данная работа посвящена изучению процесса абсорбции водорода образцами интерметаллического соединения состава  $\text{LaNi}_{4.4}\text{Al}_{0.3}\text{Fe}_{0.3}$  массой 50 г в форме свободной засыпки и компакта с матрицей из пено-никеля с точки зрения кинетики реакции. Построены РСТ-изотермы абсорбции при температурах 313, 333 и 353 К. Изотермы имеют заметный наклон и практически совпадают у обоих образцов.

С помощью метода начальных скоростей определены зависимости скорости реакции абсорбции водорода от перепада давления и температуры в области плато. Экспериментальные данные с достаточно высокой достоверностью описываются выбранной моделью, что позволяет считать верным предположение о том, что стадией, контролирующей скорость реакции является диссоциативная абсорбция водорода на поверхности  $\alpha$ -фазы. Скорость абсорбции водорода растёт с повышением перепада давления и температуры.

Показано, что скорость поглощения водорода образцом чистого ИМС в значительно меньшей степени зависит от температуры по сравнению с образцом компакта. Кроме того скорость реакции при температурах 313 и 333 К выше для образца свободной засыпки, а при 353 К – для металлгидридного компакта. Определены величины константы абсорбции и энергии активации реакции абсорбции водорода для обоих образцов.

Различия в поведении образцов, вероятно, вызваны более высокой плотностью компакта и большим вкладом диффузии сквозь образец в общую скорость реакции. Несмотря на более низкую

скорость реакции абсорбции водорода при температурах 313 и 333 К, полная релаксация температуры и давления происходит быстрее у образца металлгидридного компакта за счёт большей теплопроводности.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Romanov I.A., Borzenko V.I., Kazakov A.N.** Enhancing metal hydride thermal conductivity by forming compacts // Journal of Physics: Conference Series, 2020, 1675(1), 012095
2. **Rodriguez P.C., Gallandat N., Zuttel A.** Accurate measurement of pressure-composition isotherms and determination of thermodynamic and kinetic parameters of metal hydrides // Int J Hydrogen Energy, 44 (2019), pp. 13583-13591
3. **Malysenko S.P., Romanov I.A.** Study of the thermodynamic properties of a hydrogen-absorbing alloy  $\text{LaFe}_{0.1}\text{Mn}_{0.3}\text{Ni}_{4.8}$  for systems for hydrogen storage and purification // High Temperature. 2014. V. 52. No 3. P. 403-410.
4. **Hemmes H., Driessen A., Griessen R.** Thermodynamic Properties of Hydrogen at Pressures up to 1 Mbar and Temperatures between 100 and 1000 K // J. Phys. C: Solid State Phys., 19 (1986), 3571
5. **Nahm K.S., Kim W.Y., Hong S.P. and Lee W.Y.** The reaction kinetics of hydrogen storage in  $\text{LaNi}_5$  // Int J Hydrogen Energy, 17 (1992), pp. 333-338

*Работа поддержана РФФ  
(грант № 22-19-00516).*

## МОДЕЛИРОВАНИЕ БЛОКА АВО И ОПТИМИЗАЦИЯ ЕГО РАБОТЫ В СОСТАВЕ СЕРООЧИСТНОЙ УСТАНОВКИ

### АННОТАЦИЯ

В связи с жарким климатом и аномальным ростом температуры окружающего воздуха, на предприятиях отрасли наблюдаются осложнения с поддержанием технологических параметров на установках большой и средней мощности.

В работе приведены рекомендации по оптимизации работы аппарата воздушного охлаждения, основанных на результатах технологического расчёта модели сероочистной установки (СОУ) с применением программного продукта Aspen Hysys.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На предприятиях нефтегазовой отрасли практически все агрегаты и установки находятся на открытом воздухе в степной местности. СОУ Учкыр одно из предприятий, на котором начиная с весеннего времени года, когда температура атмосферного воздуха прогревается до 35°C и выше включаются в работу аппараты воздушного охлаждения (АВО). За время эксплуатации АВО наблюдаются проблемы с обеспечением требуемой температуры охлаждения продукта на выходе из АВО, что ведёт к нестабильной работе СОУ в целом. Существуют различные способы [1-3] оптимизации работы АВО, среди них установка системы увлажнения. Защита водной среды, а также реально обозначившийся дефицит пресной технологической воды требует рационального подхода к использованию водных ресурсов или полное исключение её из технологических процессов как охлаждающей среды в теплообменной аппаратуре.

### 2. РЕКОМЕНДАЦИИ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

В настоящее время для оценки и внедрения технологических решений широко используются современные цифровые инструменты, в том числе инструменты технологического моделирования. Моделирование позволяет проводить системный анализ действующего предприятия, который заключается в представлении процесса как сложной функции, связывающей его физико-химические, технологические и конструктивные параметры. Использование комплексных цифровых моделей действующих производств позволяют не только оценить возможность технической реализации той или иной идеи, но и выбрать наиболее экономически эффективное решение.

Предлагается оптимизировать работу АВО-101/5, в составе СОУ Учкыр, путём установки системы увлажнения воздушного потока на базе микрофорсунок, защищенных международным патентом [4]. Работу АВО-101/5 предлагается оптимизировать установкой над рабочим колесом вентилятора увлажнительного коллектора с форсунками. Увлажнение достигается путем впрыскивания фор-

сунками воды в поток охлаждающего воздуха, нагнетаемого вентилятором.

На основании расчётов необходимое количество форсунок для АВО-101/5, составило от 11 до 34 штук, в зависимости от режимных условий эксплуатации (прокачиваемого количества аминового раствора, температура окружающего воздуха, тепловая мощность АВО, и тд). Каждая форсунка расходует от 10 до 40, в зависимости от давления нагнетания воды [5]. При минимальном давлении 1,5-2,0 barg (изб) уже обеспечивается необходимая дисперсность распыляемой воды в поток охлаждающего воздуха. Мелкодисперсный распыл обеспечивает быстрое испарение влаги, за счет чего обеспечивается адиабатическое охлаждение, увлажнение и понижение температуры воздуха. При этом температура охлаждающего воздуха (за счет его адиабатического охлаждения) подаваемого на теплообменные секции АВО снизится на 6-10°C.

Необходимо использовать для увлажнения воздуха химически очищенную воду (возможно технический дистиллят), форсунки изготовить из латуни (нержавеющей стали), а подводящие трубопроводы необходимо использовать только пластмассовые.

По экспериментальным данным авторов, размещение форсунок на коллекторе на расстоянии не менее 400 мм между собой в интервале давлений распыления  $P=0,5-5$  бар. изб обеспечит лучшие режимные условия для полного испарения распыляемой воды в воздушном потоке, без взаимного пересечения факелов распыла.

При установке на коллекторе 11 форсунок они будут установлены на расстоянии 800 мм между собой, при этом будет обеспечено равномерное распределение распыляемой жидкости и адиабатическое охлаждение воздушного потока. Увеличение числа форсунок позволит при минимальном избыточном давлении распыляемой жидкости (при сохранении дисперсности распыляемой воды в потоке охлаждающего воздуха) обеспечить достаточно полное её испарение в воздушном потоке.

Увлажнение воздуха обычно используется в течение короткого периода в году, когда температура окружающего воздуха превышает расчетную температуру, выбранную по сухому термометру. При увлажнении температура окружающего воздуха снижается на несколько градусов и может достичь

температуры влажного термометра [6]. Увлажнение достигается путем впрыскивания форсунками воды в поток воздуха, нагнетаемого вентилятором. Расчет увлажнения производится по *i-d* диаграмме влажного воздуха.

Из анализа рис. 1 и 2 видно, что при снижении температуры воздуха на входе в теплообменные секции АВО на 6°С, расход охлаждающей воды в теплообменнике X-102/5 снизится с 224235,8 кг/ч до 119581,1 кг/ч. Экономия охлаждающей воды для X-102/5 составит 104654,7 кг/ч.

Расход воды на систему увлажнения, при минимальном количестве (11 шт.) работающих форсунок на АВО-101/5, и среднем расходе воды на одну форсунку 20 л/ч, расход воды составит 220 л/ч. Итоговая экономия охлаждающей, химически очищенной воды, составит 104434,7 кг/ч. Для перекачки воды достаточно использование насоса марки Д-1Д500-63.

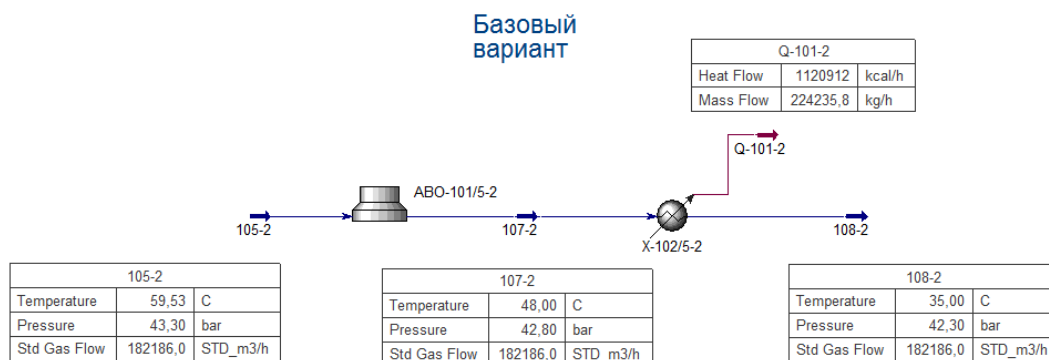


Рис. 1. Материально-тепловой баланс для базового варианта эксплуатации CO<sub>2</sub>, без системы увлажнения на АВО-101/5

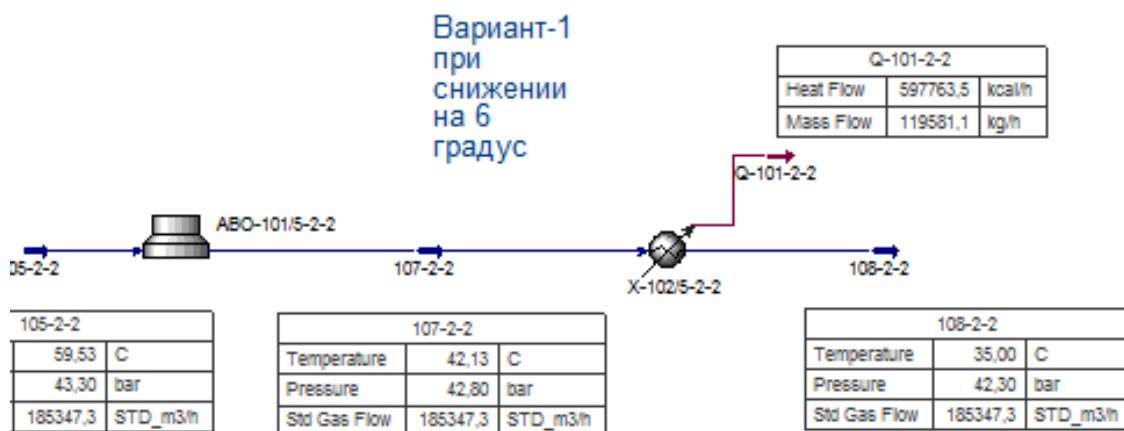


Рис. 2. Материально-тепловой баланс для варианта эксплуатации CO<sub>2</sub>, с учётом системы увлажнения, при снижении температуры воздуха на входе в теплообменные секции АВО-101/5 на 6°С

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оснащение АВО-101/5 системой увлажнения на охлаждающего воздуха на входе в теплообменные секции АВО на 6-10 °С, что приведёт к обеспечению режимных параметров технологического процесса охлаждения. Это позволит в 1,8 раз и более сократить расход химически очищенной воды, используемой для охлаждения в теплообменнике X-102/5, снизить потребляемую энергию АВО, насосов, перекачивающих воду через теплообменники, а также сократит сопутствующие затраты в жаркое время года.

базе центробежных форсунок позволит снизить температуру

Ожидаемый экономический эффект от внедрения системы увлажнения с учётом затрат на электроснабжение составит 435767701,1056 сум; при этом в следующие годы эксплуатации эта сумма будет выше на 200 млн. сум за счёт вычета стоимости насоса.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Сухорукова В.Г., Шмеркович В.М.** Аппараты воздушного охлаждения в химической промышленности. М.: НИИТЭХИМ, 1976. № 8. С. 98.
2. **Самородов А.В., Теляев Р.Ф., Кунтыш В.Б.** Методика теплового расчета аппарата воздушного охлаждения в режиме свободной конвекции воздуха // Изв. вузов. Проблемы энергетики. 2002. № 1–2. С. 20–30с.
3. **Кунтыш В. Б., Сухоцкий А. Б.** Интенсификация теплоотдачи пластическим расчленением накатных алюминиевых ребер биметаллических труб в потоке воздуха. Труды БГТУ Серия 1 №1, 2017. С.162-168.с
4. **Патент № 5864** на полезную модель (20.11.2020г.). Центробежная форсунка. Республика Казахстан / Авторы: Агзамов Ш.К., Абсадилов Б.А., Ишмурадов А.А., Мухиддинов Д.Н., Исмаилов Б.Р., Исмаилов Х.Б.
5. **Агзамов Ш.К., Абсадилов БА.** Исследование процесса воздушно-водоиспарительного охлаждения в аппаратах воздушного охлаждения. Научно-технологический журнал «Технологии нефти и газа», №3 (128), 2020г., стр.61-64. DOI: 10.32935/1815-2600-2020-128-3-61-64.
6. **Методика** теплового и аэродинамического расчета аппаратов воздушного охлаждения. ВНИИНнефтемаш, 1971г.

## ТЕПЛОВАЯ МОДЕЛЬ ТЕРМОКАТАЛИТИЧЕСКОГО ДВИГАТЕЛЯ НА ГИДРАЗИНЕ

### ВВЕДЕНИЕ

Эффект фильтрационного горения жидкостей (ФГЖ), подразумевающий процесс распространения газофазной экзотермической реакции продуктов разложения жидкого топлива в пористой среде, может быть использован как способ создания рабочего тела [2, 4] в камере сгорания жидкостных ракетных двигателей малой тяги (ЖРДМТ). Кондуктивный перенос тепла из зоны реакции в сторону поступающего в камеру сгорания топлива, характерный для ФГЖ, в некоторых случаях приводит к перегреву поступающего топлива и возникновению внештатных режимов. Этот факт обуславливает необходимость создания тепловых моделей, способных с достаточной точностью предсказывать температурное состояние двигателя и двигательной установки в целом.

Имеющиеся на текущий момент модели теплового состояния ЖРДМТ используют упрощения, заключающиеся в использовании источников тепловыделения вместо непосредственного воспроизведения физики отдельных процессов, что в свою очередь негативно сказывается на итоговой точности расчётов. В рамках данной работы решается задача расширения списка учитываемых в рамках тепловых моделей физических процессов.

### 1. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛОГО СОСТОЯНИЯ ЖРДМТ

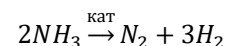
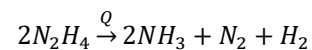
Предлагаемая в работе модель теплового состояния ЖРДМТ учитывает следующие процессы: фильтрационное горение в камере сгорания, перенос тепла в элементах конструкции, кондуктивно-конвективный перенос тепла по топливу в трубопроводе и течение продуктов реакции в сопле ракетного двигателя.

Моделирование фильтрационного горения жидкого гидразина подразумевает учёт большого количества явлений, таких как испарение жидкого топлива, химические реакции в газовой фазе и процессы теплообмена между газовой, жидкой и твёрдой фазой [1].

В рамках предложенной тепловой модели для задачи фильтрационного горения принимается ряд допущений:

1. Модель одномерная
2. Капиллярные эффекты не учитываются
3. Взаимодействием капель жидкого гидразина между собой пренебрегаем [3]

4. Смачивание пористой засыпки не происходит ввиду высокой скорости реакции разложения гидразина
5. Течение ламинарное так как размер пор меньше масштаба турбулентности
6. В случае плавного переноса массы жидкости в газовую фазу газожидкостную смесь будем рассматривать как однородную сжимаемую жидкость, параметры которой получены усреднением их характеристик
7. Механизм разложения гидразина представлен тремя реакциями, включающими в себя каталитическое разложение гидразина и аммиака, а также разложение гидразина под воздействием тепла [1]:



Тогда для газо-жидкостной смеси записывается уравнение неразрывности, уравнение сохранения момента импульса, уравнение сохранения энергии, уравнение переноса вещества между фазами. Для пористой засыпки записывается уравнение теплопроводности:

$$\rho(1 - m) \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) = -S_E - S_w, \quad (1)$$

где  $S_E$  – источниковый член, описывающий теплообмен между пористой засыпкой и газожидкостной смесью,  $S_w$  – источниковый член, описывающий теплообмен между пористой засыпкой и стенкой камеры сгорания ЖРДМТ.

Для жидкого гидразина, движущегося по трубопроводу, запишем уравнение кондуктивно-конвективного переноса:

$$\rho c \left( \frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + S_w. \quad (2)$$

Для всех элементов конструкции записывается уравнение теплопроводности:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \Sigma S_i. \quad (3)$$

Тепловые потоки в области истечения продуктов разложения рассчитывались согласно термодинамической теории сверхзвукового сопла и с помощью эмпирической методики Авдеевского [6].

Задача сопряженного моделирования представляет собой совместное решение представленных подзадач. Решение задач фильтрационного горения и описываемых с помощью уравнений (1)-(2) осуществляется в рамках собственной библиотеки методом конечных разностей. Решение уравнения (3) для всех элементов конструкции с помощью САЕ.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

В рамках работы были проведены расчёты при следующем режиме работы ЖРДМТ: в течение заданного промежутка времени осуществляется подача постоянного массового расхода топлива, затем двигатель отключается.

По результатам расчётов получены температурные зависимости от времени в различных точках геометрии, графики представлены на рисунке 1.

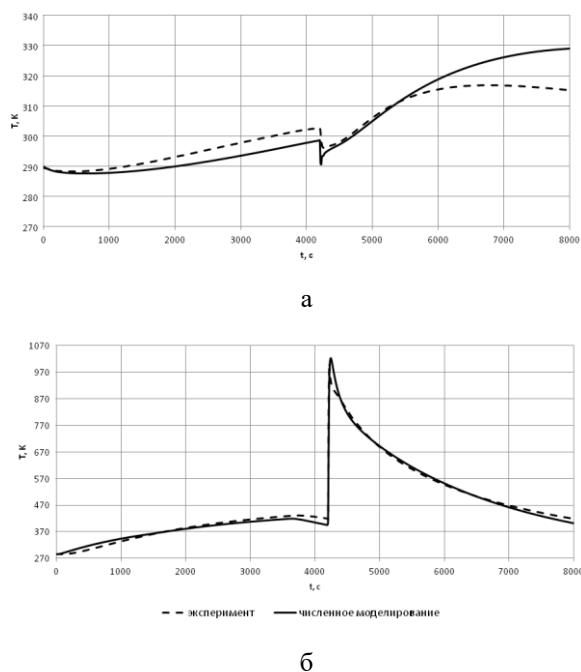


Рис. 1. Изменение температуры в различных точках конструкции; а – точка начала трубопровода жидкого гидразина, б – точка на камере сгорания ЖРДМТ; линии – расчёт, пунктир – эксперимент.

Максимальная относительная погрешность по температуре составила 5%. Отклонение температурной кривой, полученной в ходе численного моделирования от экспериментальной можно объяснить упрощением САЕ-модели двигателя.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана физико-математическая модель теплового состояния термокаталитического двигателя. С помощью предложенной модели проведены расчёты теплового состояния ЖРДМТ. Адекватность модели подтверждается хорошей согласованностью результатов, полученных в

результате расчёта и модельного эксперимента. Модель может быть использована для полноценного многопараметрического исследования теплового состояния ЖРДМТ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kesten A.S.** "Analytical study of catalytic reactors for hydrazine decomposition." East Hartford: Annual Progress Report NO.F910461-12 NASA United Aircraft Research Laboratories, 1967.
2. **Koshkin B.Yu., Bunev V.A., Babkin V.S., Laevsky Yu. M.** The decomposition flame of hydrazine in inert porous media // *Combust. Flame.* – 1995. – V.103 – P.143-150.
3. **Martynenko V.V., Echigo R., Yoshida H.** Mathematical model of self-sustaining combustion in inert porous medium with phase change under complex heat transfer. // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 1998. – V. 41. – P. 117-126.
4. **Бабкин В.С., Лаевский Ю.М.** Фильтрационное горение газов // *Физика горения и взрыва.* 1987. Т. 23, № 5. С. 27–44.
5. **Бабкин В.С., Кошкин Б.Ю., Лаевский Ю.М.** Горение движущихся взрывчатых веществ в узких трубках // *Докл. АН СССР.* – 1989. – Т.304. – С.892-895.
6. **В.С. Авдеевский, Б.М. Галицейский, Г.А. Глебов и др.** Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике – М.: Машиностроение, 1992, - 528 с.



## ОБРАЗОВАНИЕ ТОКСИЧНЫХ ГАЗОВ ПРИ ТЕРМОРАЗЛОЖЕНИИ НЕГОРЮЧИХ СИГНАЛЬНЫХ КАБЕЛЕЙ ВО ВРЕМЯ ПОЖАРА В ПОМЕЩЕНИИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Уровень токсичности газовой среды в помещении во время пожара является определяющим фактором для сохранения жизни и здоровья людей. В настоящее время широкое применение получили негорючие материалы, изготовленные из полимеров с огнезащитными добавками. Однако тепловое воздействие пожара на данные материалы с точки зрения выделения токсичных газов недостаточно изучено.

Наряду с сильнейшим токсикантом - монооксидом углерода, чаще всего приводящим к гибели и отравлению людей, при терморазложении негорючих полимеров выделяется чрезвычайно токсичное соединение - циановодород [1]. Однако нет данных по удельному коэффициенту образованию циановодорода для электрических кабелей с изоляцией, изготовленной из полимеров с

огнезащитными добавками (за исключением работы [2]).

Целью работы является экспериментальная оценка токсичности газовой среды помещения при воздействии тепловых потоков, характерных для пожара в помещении, на наружную поверхность негорючих сигнальных кабелей, используемых в производственных помещениях, а также в зданиях с массовым пребыванием людей.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

#### 2.1. Экспериментальная установка и методика проведения экспериментов

Схема и фотография экспериментальной установки представлены на рис. 1 [1, 2].

Подробное описание установки и методики проведения экспериментов представлено в работах [1, 2].

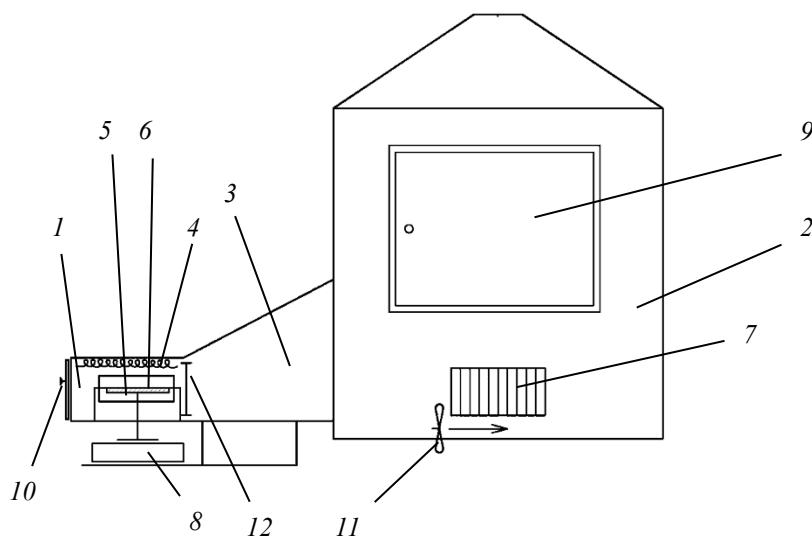


Рис. 1. Схема экспериментальной установки [1, 2]: 1 – камера сгорания; 2 – экспозиционная камера; 3 – переходной рукав; 4 – электроннагревательный излучатель; 5 – держатель образца; 6 – образец исследуемого кабеля; 7 – шибберные отверстия; 8 – электронные весы; 9 – дверца экспозиционной камеры; 10 – дверца камеры сгорания; 11 – вентилятор; 12 – заслонка переходного рукава

#### 2.2. Исходные данные для проведения экспериментов

Рассматриваем сигнальный кабель марки нг LS FR HF E1180, рекомендованный для прокладки в производственных помещениях, а также в зданиях, где при пожаре может оказаться много людей (спортивные объекты, театры, офисные и торговые комплексы, ясли, детские сады и т.д.).

Величины плотности теплового потока, падающего на наружную поверхность негорючих сигнальных кабелей, выбраны из анализа литературных источников, в которых показано, что плотность теплового потока, падающего на поверхность ограждающих конструкций при пожаре в помещении (а значит и на поверхность сигнальных кабелей), может достигать  $44 \text{ кВт/м}^2$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ АНАЛИЗ

Зависимости парциальной плотности монооксида углерода и циановодорода в экспозиционной камере от времени испытаний показаны на рис. 2.

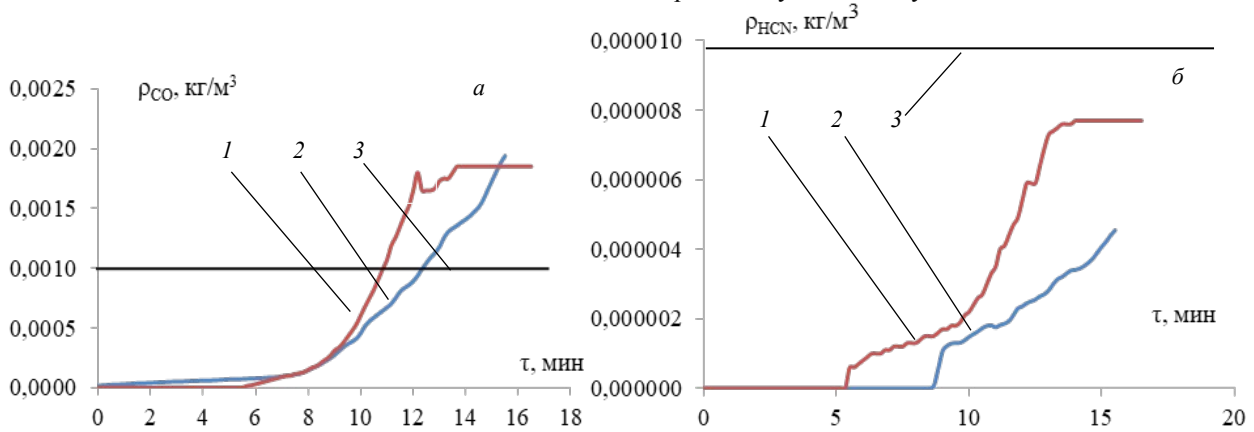


Рис. 2. Зависимости парциальной плотности монооксида углерода (а) и циановодорода (б) в экспозиционной камере от времени проведения экспериментов: 1, 2 – номера экспериментов; 3 – критическое значение парциальной плотности CO; 4 – критическое значение парциальной плотности HCN

На рис. 3 представлены зависимости удельных массовых коэффициентов образования монооксида углерода и циановодорода от времени проведения экспериментов.

Полученные величины удельных массовых

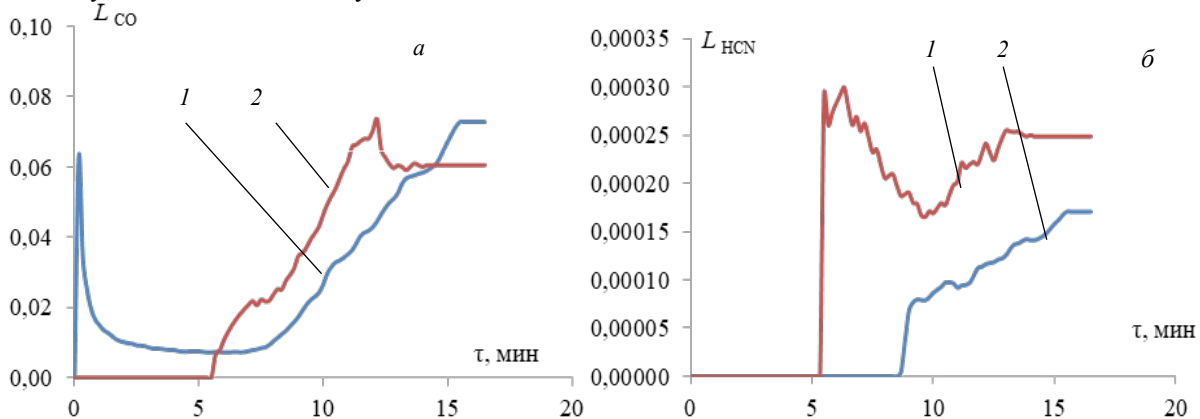


Рис. 3. Зависимости удельных массовых коэффициентов образования монооксида углерода (а) и циановодорода (б) от времени проведения экспериментов: 1, 2 – номера экспериментов.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сигнальный негорючий кабель марки нг LS FR HF E1180, рекомендованный для прокладки в производственных помещениях, а также в зданиях с массовым пребыванием людей, в условиях реального пожара может выделять высокотоксичные соединения (монооксид углерода и циановодород) в концентрациях, превышающих предельно допустимые величины и оказывать отрицательное воздействие на здоровье людей и их возможность самостоятельно эвакуироваться.

Из рис. 2 видно, что парциальная плотность CO превышает ее критическое значение.

Парциальной плотность HCN не достигает ее критической величины. Однако в зависимости от площади облучаемой тепловым потоком поверхности кабелей  $\rho_{\text{HCN}}$  может также превысить критическую величину.

коэффициентов образования CO и HCN могут использоваться в математических моделях расчета динамики опасных факторов пожара при расчете блокирования путей эвакуации в зданиях.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пузач С.В., Доан В.М., Нгуен Т.Д., Сулейкин Е.В., Акперов Р.Г. Образование, распространение и воздействие на человека токсичных продуктов горения при пожаре в помещении. – М.: АГПС МЧС России, 2017. – 129 с.
2. Пузач С.В., Болдрушкиев О.Б. Определение удельного коэффициента образования и критической парциальной плотности циановодорода и монооксида углерода при пожаре в помещении // Пожаровзрывобезопасность. – 2019. – Т.28. - №5. - С. 19-25.

## НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ТЕПЛОМАССОБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ГИДРАТООБРАЗОВАНИИ НА ПЕНЕ

Газовые гидраты – это клатратные соединения, кристаллический каркас которых построен молекулами воды. В полостях этого каркаса размещаются атомы или молекулы инертных газов, низшие гомологи углеводородов, фреоны, некоторые органические растворители и т.д. [1]. Газовые гидраты представляют собой белые льдоподобные вещества, существующие при температурах ниже комнатной и/или повышенных давлениях. Один объем гидрата может содержать до 170 объемов газа (н.у.), что делает его интересным объектом с точки зрения практических приложений.

Известно, что процессы гидратообразования наиболее быстро идут на границе контакта вода – газ-гидратообразователь, и во многих случаях контролируются процессами тепло- и массопереноса и кинетикой самого процесса гидратообразования. Для ускорения такого рода процессов обычно используют интенсивное перемешивание реакционной среды, барботирование газа через суспензию гидрата, применение устройств для интенсивного отвода тепла и т.д. [2-4].

Альтернативным подходом к решению проблемы интенсификации тепломассообменных процессов при образовании гидрата может быть предварительное диспергирование воды. Это резко увеличивает поверхность контакта газ – вода. Используемая диспергирующая среда может выступать как в качестве проводника тепла, с помощью которого осуществляется теплоотдача при образовании/разложении гидрата, так и катализатора гидратообразования. В перспективе эти работы могут иметь результатом создание «статического» реактора, в котором процессы образования/разложения гидратов происходят при прокачивании газа сквозь реакционную колонну без применения удорожающих процесс перемешивающих устройств [5]. В качестве дисперсных сред для гидратообразования исследовались так называемые «сухая вода» и «сухая пена». Было показано, что такие частицы могут выступать в качестве катализаторов гидратообразования. Разложение полученного в «сухой воде» гидрата приводило к разрушению дисперсной системы, в то время как использование для получения «сухой воды» растворов гелеобразователей позволило получить стабильную дисперсную систему («сухой гель»), не разрушающуюся при многочисленных циклах образования/разложения гидрата. Кинетический анализ процессов образования гидратов в подобных системах дан в [5,6].

Другая группа работ связана с получением гидрата из воды, находящейся в различного рода

дисперсных средах. В работах [7,8] исследован процесс гидратообразования при интенсивном механическом/тепловом воздействии на пузырьковые среды. В [9] продемонстрировано увеличение скорости гидратообразования и степени перехода воды в гидрат при проведении процесса реакторах с алюминиевым сотовым наполнителем. Моделирование гидратообразования в среде вспененного алюминия выполнено в [5-7] получали гидрат из заполненной водой полиуретановой пены, при этом образование гидрата (по крайней мере на первых стадиях) происходило на поверхности пены за счет капиллярного подсоса воды.

Краткий обзор показывает, что в настоящее время процесс образования газовых гидратов все активнее изучается в различного рода дисперсных системах, включая вспененные материалы.

В работе представлены экспериментальные исследования образования гидрата метана из водной пены, стабилизированной поверхностно-активными веществами. Эксперименты проводились в оптической камере высокого давления с использованием фото- и видеофиксации [10-12].

В исследовании использовался многокомпонентный пенообразующий раствор. Раствор содержал два вида ПАВ: 1,0 мас. % додецилсульфата натрия (96,33 %, «Гэлакси», Индия) и 1,0 мас. % неионогенного ПАВ ОП-10 (ООО «Синтез ОКА», Россия). Раствор стабилизировали карбомером и глицерином. При выборе компонентов раствора предпочтение отдавалось компонентам с минимальным термодинамическим ингибирующим действием на гидратообразование. Образование гидратов началось при температуре 0,5°С и давлении 13 МПа.

Показано, что после зарождения гидрата фронт гидратообразования распространяется на весь объем пены. Поверхность ячеек пены покрыта гидратными пленками с прослойкой раствора между ними. Скорость распространения фронта гидратообразования составляет примерно 1 мм/с. Гидратная пленка растет над поверхностью воды с одинаковой скоростью при одинаковых условиях температуры и давления.

Показано, что пена является хорошей гидратообразующей системой. Это обусловлено: 1) наличием развитой поверхности раздела, которая является одним из основных факторов, способствующих процессу гидратообразования, и 2) достаточным запасом холода, позволяющим проходить фазовому переходу без дополнительных отвод тепла. Представлен модифицированный безразмерный критерий

рий фазового перехода. Он характеризует долю воды, превращающуюся в гидрат в адиабатическом процессе. Эта доля составляет примерно 30% для условий экспериментов. Через определенное время пена полностью застывает. Это время значительно превышает время распространения фронта гидратообразования по образцу на начальной стадии процесса. Этот факт связан как с образованием гидратной корки, полностью покрывающей поверхность раздела и препятствующей свободному доступу газа в жидкую фазу, так и с затруднением отвода тепла от центральной области пены к периферии. Некоторые явления, сопровождающие затвердевание пены, можно описать отдельно. Первый – это деформация структуры пены за фронтом гидратообразования, что можно объяснить снижением давления газа, приводящим к нарушению механического равновесия. Второе явление – оседание пены, вызванное изменением уровня раствора, связанное с капиллярным всасыванием через образовавшийся гидратный каркас. Наиболее любопытно явление образования поликристаллических конических конгломератов (гидратных игл) на границе пена–раствор в момент, когда фронт гидратообразования достигает этой границы. Отмечено, что иглы имеют вытянутую форму и ориентированы по нормали к поверхности фронта роста гидрата. При повышении температуры иголки плавятся, сохраняя прозрачный гидратный каркас, который некоторое время сохраняет свою форму. Отмечено, что газ из игл возвращается в ячейки пены, из которых эти иглы выросли. Исследовано вторичное образование гидратных игл.

*Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 22-19-00092).*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Sloan, E.D. and C.A. Koh**, Clathrate hydrates of natural gases, third edition. 2008, Boca Rator - London - New-York: CRC Press.
2. **K. Horiguchi, S. Watanabe, H. Moriya, S. Nakai**, Completion of natural gas hydrate (NGH) overland transportation demo project, Proc.7-th Int. Conf. on Gas Hydrates (ICGH 2011), Edinburgh, Scotland, July 17-21, 2011).
3. **Douïeb, S., Fradette, L., Bertrand, F., & Haut, B.** Impact of the fluid flow conditions on the formation rate of carbon dioxide hydrates in a semi-batch stirred tank reactor, AIChE Journal, 2015. V.61(12). P. 4387–4401.
4. **Carter, B. O., Wang, W., Adams, D. J., & Cooper, A. I.** Gas Storage in “Dry Water” and “Dry Gel” Clathrates, Langmuir, 2020. V.26(5). P. 3186–3193.
5. **Park, J., Shin, K., Kim, J., Lee, H., Seo, Y., Maeda, N., Wood, C. D.** (2015). Effect of Hydrate Shell Formation on the Stability of Dry Water, The Journal of Physical Chemistry C, 2015. V.119(4). P.1690–1699.
6. **Farhang, F., Nguyen, T. D., & Nguyen, A. V.** Non-destructive high-resolution X-ray micro computed tomography for quantifying dry water particles, Advanced Powder Technology. 2014. V.25(4). P. 1195–1204.
7. **V.E. Dontsov, A.A. Chernov**, Dilution and hydrate forming process in shock waves, Int. J. Heat Mass Transf. 2009. V.52 (21). P. 4 919–4 928.
8. **A.A. Chernov, V.E. Dontsov**, The processes of dissolution and hydrate forming behind the shock wave in the gas-liquid medium with gas mixture bubbles, Int. J. Heat Mass Transf. 2011. V. 54 (19) P. 4307–4316.
9. **R. Li, D. Liu, L. Yanga, G. Cui, J. Wang, X. Wang, Z. Liu**, Rapid methane hydrate formation in aluminum honeycomb, Fuel, 2019. V.252. P. 574–580.
10. **Adamova T. P., Manakov A. Y., Stoporev A. S.** Laboratory Reactor for Visual Examination of Formation/Decomposition of Gas Hydrates in Water-Oil Systems, Russian Journal of Applied Chemistry. 2019. T. 92. №. 5. С. 607-613.
11. **Adamova T.P., Stoporev A.S., Manakov A.Y.** Visual Studies of Methane Hydrate Formation on the Water-Oil Boundaries, Crystal Growth and Design. 2018. V.18(11). P. 6713-6722.
12. **Stoporev A. S., Adamova T. P., Manakov A. Y.** Insight into Hydrate Film Growth: Unusual Growth of Methane Hydrate Film at the Interface of Methane and the Aqueous Solution of Malonic Acid, Crystal Growth & Design. 2020. V. 20, № 3. P. 1927-1934.

## РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛООБМЕНА ТВЕРДОЕ ТЕЛО – ГАЗ ПРИ НАЛИЧИИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ОБЪЕМЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Благодаря широкому распространению в промышленности и природе механизма передачи тепла от жидкого или газообразного рабочего тела к твердой поверхности и наоборот, подобные задачи сопряженного теплообмена стали классическими. Их решение повсеместно используется на практике, а математический аппарат хорошо проработан. Однако, для ряда частных задач, процесс теплообмена может осложняться фазовыми переходами, химическими реакциями, изменением физических свойств сред и т.д. Одной из таких задач является задача сопряженного теплообмена при горении твердого топлива.

Известно, что одной из главных проблем описания процесса горения твердого топлива являются процессы, происходящие в твердой фазе. Даже для однокомпонентных твердых топлив, кинетика процессов в твердой фазе в приповерхностном прогретом слое на настоящий момент, представлена глобальными моделями, выделяющими только основные фазы процесса. Изучение процессов в твердой фазе затруднено, в том числе, из-за сложности проведения экспериментальных измерений. Гораздо больший объем данных, как экспериментальных, так и расчетных имеется для процессов в газовой фазе. Однако, даже для наиболее распространенных соединений, процесс построения детальной кинетической модели разложения и окисления исходных молекул топлива в газовой фазе не завершен.

В настоящей работе на примере одного из распространенных твердых топлив, октогена, рассмотрено решение задачи теплообмена для твердой фазы с учетом фазовых переходов и поверхностных процессов. На рисунке 1 представлена схема горения октогена с обозначением основных зон процесса. На схеме можно выделить три зоны, соответствующие агрегатным состоянием октогена и его продуктов разложения и горения. В первой зоне октоген при нагревании за счет тепловых потоков от приповерхностного слоя разогревается и в твердой фазе осуществляются фазовые переходы второго рода с последовательным при увеличении температуры изменением формы кристаллов. Далее при достижении температуры плавления  $T=554.5$  К образуется слой жидкого расплава с возрастающим содержанием газовой примеси - в виде растворен-

ных газов и пузырей с продуктами разложения и испарения октогена и вторичных продуктов.

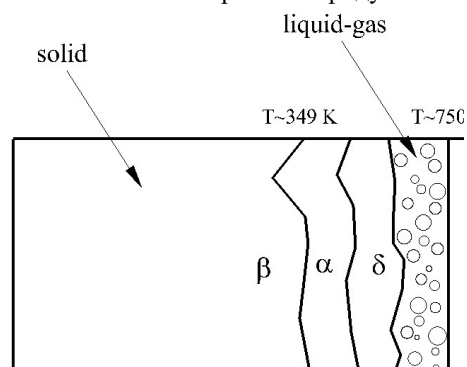


Рис. 1. Схема горения октогена: α,β,δ-фазовые модификации твердого состояния

Дальнейшее увеличение температуры приводит к полному преобразованию октогена в газовую фазу, в которой при наличии достаточного теплового потока, происходит дальнейшее увеличение температуры с образованием зоны "холодного" пламени. В этой зоне завершаются процессы разложения октогена в газовой фазе.

### 2. ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ УРАВНЕНИЯ

Предполагая, что переход одной кристаллической модификации в другую осуществляется мгновенно при переходе через температуру рекристаллизации. Тогда стационарные уравнения неразрывности и энергии для твердой фазы, зоны solid рис.1, можно свести к одномерным и записать в виде:

$$\frac{d(\rho_c u_c)}{dx} = 0 \quad (1)$$

$$\rho_c u_c C(T) A \frac{d(T)}{dx} = \frac{d}{dx} \left( \lambda(T) A \frac{dT}{dx} \right) + S(x), \quad (2)$$

здесь  $\rho_c$  - плотность,  $u_c$  - скорость движения границы твердой зоны,  $T$  - температура,  $C(T)$ ,  $\lambda(T)$  - коэффициенты теплоемкости и теплопроводности твердой фазы,  $A=1$  - поперечная площадь образца. Источниковый член в конвективно-диффузионном уравнении  $S(x)$ , связан с энтальпиями рекристаллизации и плавления (фазовых переходов) и может быть записан через дельта-функцию:

$$S(x) = \sum_i \Delta H_i \delta(x - T_i)$$

здесь  $\Delta H_i$  - энтальпии рекристаллизации, плавления, испарения (фазового перехода первого или второго рода),  $T_i$  - температуры фазовых переходов. Уравнение изменения импульса для твердой фазы выглядит тривиально и при неизменности скорости  $u_c$  может быть исключено из рассмотрения. Граничные условия для уравнений (1)-(2):

$$\rho_c v_c \Big|_{x=-\infty} = \rho_0 v_0 = g$$

$$T \Big|_{x=-\infty} = T_{init}, T \Big|_{x=x_i} = T_i$$

Правое граничное условие соответствует сечению последнего фазового перехода  $x_i$ . Большинство работ, посвященных моделированию процесса разложения октогена в твердой фазе [1,2,3] используют предположение о постоянстве коэффициентов  $C$  и  $\lambda$  и отсутствие фазовых переходов в твердом теле. Однако анализ экспериментальных данных, показывает, что величина коэффициентов  $C(T)$  и  $\lambda(T)$  может меняться в диапазоне температур  $293 \text{ K} < T < 554 \text{ K}$  более чем на 30%. Известно, что октоген в твердом агрегатном состоянии имеет четыре кристаллические модификации -  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$ . При этом стабильной является только одна из них -  $\beta$ , область существования которой ограничена температурой  $T < 388.5 \text{ K}$ . В качестве иллюстрации значимости зависимости коэффициента теплоемкости от температуры в работе приведены известные экспериментальные данные работ для кристаллического октогена [1-5]. В настоящей работе, на основе приведенных экспериментальных данных, использована для каждой из кристаллических модификаций в соответствующем диапазоне температур линейная зависимость коэффициентов  $C(T)$  и  $\lambda(T)$  от температуры. В общем виде значения коэффициентов, учитывая их гладкость для каждой структурной модификации, могут быть аппроксимированы полиномами более высокого порядка, например в широко применяемом формате NASA [6]. Численные значения температур рекристаллизации, энтальпий образования, а также значения коэффициентов  $a_{c,i}$ ,  $a_{\lambda,i}$  для  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\delta$  модификаций получены обработкой данных из [7-9].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ/ОБСУЖДЕНИЕ

Система уравнений (1)-(2) допускает аналитическое решение для каждой из областей, занятой одной фазой. При  $\rho_0 v_0 \rightarrow 0$ , что соответствует случаю нулевой линейной скорости  $v$  движения фронта горения, решение имеет тривиальный вид  $T(x) = \text{const}$ . В работе также обсуждается вид решения при ином представлении коэффициентов в уравнении (2) и сопряженные решения с известной задачей о движении фронта горения. В точках  $x_i$ , соответствующих фазовым переходам, наблюдается разрыв производной функции  $T(x)$ , что проиллюстрировано на рисунке 2. На рисунке изображен профиль температуры  $T(x)$  для области прогрева твердой фазы для различных значений параметра  $g$ . Таким образом, в сечении  $x_2$ , в котором осуществляется фазовый переход  $\delta \rightarrow$  расплав тепловой по-

ток можно вычислить независимо от значений  $x_i$  и вида  $T(x)$  из соотношения:

$$q_0 = \left( \lambda \frac{dT}{dx} \right) \Big|_{x \rightarrow x_2 + 0} = \left( \lambda \frac{dT}{dx} \right) \Big|_{x \rightarrow x_2 - 0} + \frac{g}{M} \Delta H_2 =$$

$$g \left( a_{c,1}^\delta T_{melt} + 0.5 a_{c,2}^\delta T_{melt}^2 + C^\delta + \frac{1}{M} \Delta H_2 \right)$$

$$C^\delta = C^\alpha + 0.5 T_1^2 (a_{c,2}^\alpha - a_{c,2}^\delta) + T_1 (a_{c,1}^\alpha - a_{c,1}^\delta)$$

Отсюда следует, что тепловой поток в точке фазового перехода  $\delta \rightarrow$  расплав линейно зависит от параметра  $g$  и может быть рассчитан без решения системы (1)-(2), а значение теплового потока может быть использовано, как одно из начальных условий для уравнения энергии в зоне расплава.

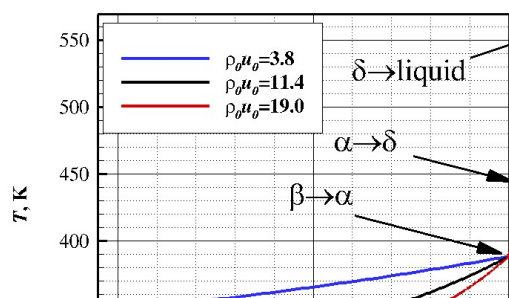


Рис. 2. Профиль температуры в твердой фазе и точки фазовых переходов

### 4. БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и ТУБИТАК в рамках научного проекта № 21-51-46007.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Koshigoe L., Shoemaker R., Taylor R. Specific Heat of HMX // AIAA Journal, Vol. 22, No. II, 1984, pp.1600-1601
2. Rylance J., Stubble D. Heat Capacities and Phase Transitions of Octahydro-1,3,5,7-Tetranitro-1,3,5,7-Tetrazocine (HMX) // Thermochem. Acta, Vol. 13, 1975, pp. 253-259
3. Velicky R., Lenchitz C., Beach W. Enthalpy Change Heat of Fusion, and Specific Heat of Basic Explosives // Pictatinny Arsenal Tech. Report 2504, Jan. 1959
4. Wilcox J. D. Differential Scanning Calorimetry Methods in the Determination of Thermal Properties of Explosives // MSc Thesis, Air Force Institute of Technology, Air University, WPAFB, Ohio, GAW/ME/67B-3, June 1967
5. Krien G., Licht H., H. Zierath. Thermochemische Untersuchungen An Nitraminen. Thermochem. Acta, Vol. 6, 1973, pp. 465-472
6. Burcat A. Thermochemical Data for Combustion Calculations, Chapter 8 of Combustion Chemistry, W.C. Gardiner, Ed, Springer-Verlag, New York, 1984
7. Davidson J.E. Combustion Modeling of RDX, HMX and GAP with Detailed Kinetics // ProQuest Dissertations And Theses; Thesis (Ph.D.) - Brigham Young University, 1997.; Publication Number: AAI9721503
8. Hall P. G. Thermal Decomposition and Phase Transitions in Solid Nitramines // Trans. Faraday. Society. Vol. 67 (part2). 1971. pp.556-562.
9. Meredith K. V., Gross M. L., Beckstead M. W. Laser-induced ignition modeling of HMX // Combustion and Flame 162 (2015) pp.506-515



## **ОСНОВНЫЕ ПОДХОДЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВОЗМОЖНОСТИ ПЕРЕВОДА КОТЛОВ НА АЛЬТЕРНАТИВНОЕ ТОПЛИВО**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Характеристики топлива оказывают большое влияние на эффективность работы топочных устройств и котельных агрегатов по величинам механического недожога, шлакования, образования оксидов азота, температурному режиму поверхностей нагрева и проч. Вопросы перевода энергетических котлов большой мощности с проектного топлива на альтернативное приобретают все большую актуальность из-за уменьшения запасов углей конкретных месторождений, увеличения цены на проектное топливо, ухудшения характеристик проектных топлив и др. В настоящее время перевод котлов на непроектные виды углей в энергетике России приобретает массовый характер, и возможный переход на эти топлива определяется опытным сжиганием, что связано с рисками выхода из строя существующего оборудования. Первоначально заводами-изготовителями котельные агрегаты проектировались на определенные виды топлив без уточнения конкретных диапазонов изменения их основных характеристик. При переводе котлов на альтернативные (непроектные) топлива часто требуется реконструкция котельного агрегата, которая в общем случае включает в себя замену оборудования пылеприготовления, горелочных устройств, технологии сжигания, конструкций поверхностей нагрева и систем золо- и шлакоудаления. Однако даже после реконструкции котлов остро встают такие проблемы как: шлакование поверхностей нагрева котла, неустойчивость горения непроектного топлива, повышенные выбросы оксидов азота в атмосферу, абразивный износ конвективной части котла, низкие экономические показатели и низкая надежность работы оборудования.

### **2. АКТУАЛЬНОСТЬ ОПЕРАТИВНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВОЗМОЖНОСТИ ПЕРЕВОДА КОТЛОВ НА АЛЬТЕРНАТИВНОЕ ТОПЛИВО**

В настоящее время отсутствует методика выбора альтернативных органических топлив для конкретных топков котлов, рассчитанных на сжигание одного проектного угля. Перевод энергетических котлов большой мощности с проектного топлива на альтернативное производится из-за уменьшения запасов углей конкретных месторождений, увеличения цены на проектное топливо, ухудшения характеристик проектных топлив и др. На основе современных математических вычислительных программ появляется возможность проведения многовариантных расчетов режимов горения, теп-

лообмена в двухфазном потоке и выведения характерных зависимостей-критериев для быстрой оценки допустимости использования конкретного альтернативного топлива.

Разработка методики по выбору альтернативного топлива для существующих котлов до проведения опытного сжигания позволит снизить трудозатраты на проведение полномасштабных тепловых расчетов котельных агрегатов для каждого рассматриваемого типа топлива. Методика оценки возможности перевода котлов на альтернативные топлива позволяет на основе зависимости основных параметров горения от теплотехнических характеристик углей и критериев, разработать допустимые диапазоны отклонения характеристик топлива для основных типов котлов. По данным критериям возможно выбрать подходящие топлива при отказе от проектных углей и оценить совместимость конструкции топочных устройств с непроектными видами твердого топлива. Критические значения теплотехнических характеристик угля позволяют определить область устойчивого горения, полного выгорания топлива, отсутствия шлакования поверхностей нагрева, умеренного образования оксидов азота и, в конце концов, выбрать варианты альтернативных топлив. Возможен и противоположный подход, когда в результате численного моделирования проверяется возможность сжигания конкретного альтернативного топлива в заданной топке котла.

### **3. ОСНОВНЫЕ ПОДХОДЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВОЗМОЖНОСТИ ПЕРЕВОДА КОТЛОВ НА АЛЬТЕРНАТИВНОЕ ТОПЛИВО**

Во многих странах с помощью численного моделирования проводилось большое количество исследований по определению влияния изменения параметров топлива на эффективность и экологичность применительно к сжиганию смеси топлив. Так в [1] проведено численное моделирование и определено предельное содержание биотоплива при совместном сжигании с различными углями по приемлемому достижимому КПД котла электрической мощностью 300 МВт. Аналогичная работа была проведена для котла электрической мощностью 600 МВт для сжигания рекуперированного топлива (бытовых отходов) с бурым углем [2].

За последние 10 лет множество работ было посвящено сжиганию низкосортных бурых углей в смеси с каменными углями в связи с повышением стоимости последних, что в ряде случаев вызывает

снижение эффективности горения, повышение выбросов оксида азота и шлакование поверхностей нагрева. Например, в [3] результаты исследований, полученные численными методами, подтверждаются ранее проведенными испытаниями на огневом стенде для каменных и бурых углей. Показано, что уже при доле смешения угля равной 25% существенно увеличивается недожог, основу которого составляют частички каменного угля (рис. 1). При этом температура фронта пламени падает. Дальнейшее увеличение доли бурого угля приводит к уменьшению величины механического недожога. Это объясняется снижением влияния повышенной влажности бурого угля на процесс уменьшения температуры фронта пламени при увеличении роли большого содержания летучих, сжигание которых приводит к росту температуры и снижению величины механического недожога каменного угля. Из вышесказанного можно сделать вывод, что горение смеси углей протекает, не как сжигание топлива с усредненными характеристиками, а как горение двух различающихся по теплотехническим параметрам углей. В этом отличие в подходах к механизму сжигания смеси топлив и альтернативного топлива для конкретной топки.

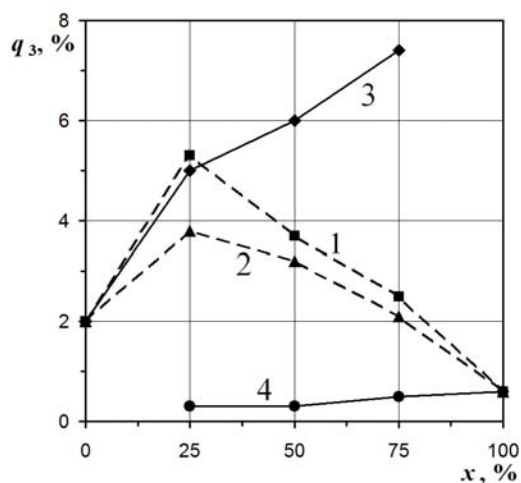


Рис. 1. Зависимость величины механического недожога ( $q_3$ ) от доли бурого угля ( $x$ ) в смеси с каменным [3]: 1 – смесь углей (данные получены на огневом стенде); 2 – смесь углей (данные получены путем численного моделирования); 3 – каменный уголь (по численному моделированию); 4 – бурый уголь (по численному моделированию).

При моделировании сжигания твердого топлива в топке котла, количество содержащегося в коксе твердого углерода и общее изменение состава топлива при росте или уменьшении содержания одного из его компонентов не являются заранее известными, а зависят от процесса термической деструкции и конкретного типа угля. Однако в целях упрощения расчетов принимается ряд общепринятых для других исследований допущений. Количество выделяющихся летучих, а также массы твердого углерода и золы не зависят от условий, реализуемых в топке. Кроме того, предположим, что включение других элементов, кроме углерода, в состав горючей массы из-за малого их содержания

не является принципиальным, за исключением азота и серы вследствие образования вредных продуктов. Таким образом, наиболее простым способом представления характеристик исходного твердого топлива является задание массовых содержания влаги, летучих продуктов, твердого углерода и золы. Суммарное содержание этих четырех компонентов будет приниматься равным 100 %. В отдельных случаях могут быть учтены содержание азота и серы. При изменении содержания одного из четырех вышеназванных компонентов на основании разброса данных по составу аналогичных сортов углей будет разработана методика определения состава расчетного угля при текущем содержании соответственно влаги, летучих продуктов, твердого углерода и золы. Так замечено, что при уменьшении содержания углерода по сравнению с исходным твердым топливом для бурых углей растет влажность, а для каменных – зольность.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возможность перехода на непроектное топливо определяется на основании анализа результатов численного моделирования процесса сжигания топлива в рассматриваемой топке по следующим параметрам:

- допустимый механический недожог твердого топлива;
- отсутствие шлакования топочных экранов и выходной части топки по модели шлакования;
- температуры газов на выходе из топки;
- образования оксидов азота.

В работе рассматривается возможность использования альтернативных топлив только с точки зрения теплотехнических показателей, характеристик топлива и золы, влияющих на выбросы вредных веществ, шлакующих и загрязняющих свойств в топке. Не рассматриваются другие показатели, влияющие на выбор альтернативного топлива: золоулавливание и золошлакоудаление, абразивные свойства топлива и золы, взрывоопасность, склонность к образованию плотных отложений и т.д.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00722, <https://rscf.ru/project/22-19-00722/>

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pallares J., Gil A., Cortes C., Herce C. Numerical study of co-firing coal and *Cynara cardun-culus* in a 350 MWe utility boiler // Fuel Process Technol. 2009; 90:1207-13.
2. Agraniotis M., Nikolopoulos N., Nikolopoulos A., Grammelis P., Kakaras E. Fullscale numerical investigation of a selective noncatalytic reduction (SNCR) system in a 100 MW utility boiler with complex chemistry and decoupling approach // Fuel. 2010; 89:3693-709.
3. Nozomu Hashimoto, Hiromi Shirai. Numerical simulation of sub-bituminous coal and bituminous coal mixed combustion employing tabulated-devolatilization-process model // Energy. No 71 (2014). 399-413.

## **ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИКИ ТЕРМИЧЕСКОЙ ДЕКАРБОНИЗАЦИИ ФОСФОРИТОВ ПРИ ОБЖИГЕ**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время для учета технологических особенностей функционирования обжиговых конвейерных и агломерационных машин актуальной задачей исследования изучения кинетики термической декарбонизации фосфоритов, без которых невозможно проведение количественных расчетов химико-энерготехнологических процессов в промышленных установках обжига и руднотермических печах [1]. Фосфоросодержащие руды и породы имеют сложный и неоднородный полиминеральный состав [2]. Породообразующие минералы при нагревании претерпевают физико-химические превращения, вступают во взаимные реакции, что приводит к изменениям состава и структуры материалов, проявлению тепловых эффектов и в итоге сопровождается глубокими изменениями теплофизических характеристик (ТФХ) – теплоёмкости, температуропроводности и теплопроводности [3]. Поскольку термически активируемые химико-металлургические процессы определяются кинетическими закономерностями и зависят от условий нагрева, то и ТФХ фосфорорудного сырья приобретают сложный, температурно-временной или температурно-концентрационный характер зависимостей [4].

#### **1.1. Цель исследования**

В данной статье представлены проблемы исследования кинетики термической декарбонизации фосфоритов, изучение возможности оценить теплофизические условия, сопутствующие гетерогенным эндотермическим процессам в исследуемых материалах.

### **2. ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ТЕРМИЧЕСКОЙ ДЕКАРБОНИЗАЦИИ ФОСФОРИТОВ.**

Слабая изученность кинетики декарбонизации фосфоритов, отсутствие данных о влиянии химического и минералогического состава, структуры материала и скорости нагрева на этот процесс не позволяют использовать имеющиеся в литературе результаты термоаналитических исследований отдельных типов фосфоритов и «чистых» карбонатных минералов для описания процесса прокалики фосфатного сырья. Поэтому, для установления общих закономерностей прокалики, необходимо экспериментальное изучение процессов декарбонизации с использованием образцов, которые сохраняли бы исходную структуру материала и при температурах, близких к имеющим место на практике [5].

Первое условие накладывает ограничение на минимальные размеры и форму образцов. Размеры образцов во всех измерениях должны существенно превышать размеры зерен породообразующих минералов или характерный размер структуры исследуемого материала [6]. Форма образца должна выбираться исходя из минимизации искажающего влияния механической активации поверхностных включений, то есть отношение поверхности образца к его объёму должно быть по возможности меньшим.

Второе условие может быть выполнено при проведении исследований с высокими скоростями нагрева. Проведенное зондирование действующих промышленных установок обжига показывает, что в реальных условиях скорость нагрева материала изменяется в широких пределах и может достигать  $2000\text{--}2500\text{ K}\cdot\text{ч}^{-1}$ .

Одновременное выполнение указанных условий, по-видимому, может привести к появлению значительных градиентов температур в исследуемых образцах, связанных с нестационарными условиями нагрева и действием тепловых эффектов реакции декарбонизации. Это ограничивает возможность использования существующих методов неизотермической кинетики для определения вида и параметров кинетических уравнений.

В связи с этим необходимо, во-первых, оценить теплофизические условия, сопутствующие гетерогенным эндотермическим процессам в исследуемых материалах и, во-вторых, определить возможность использования существующих методов для корректного анализа этих процессов.

Поля градиентов температур в исследуемых образцах, вызванные нестационарными условиями нагрева и проявлением тепловых эффектов химических превращений, могут быть определены из решений уравнения теплопроводности с тепловыми стоками и соответствующими краевыми условиями [7]. Однако, ввиду отсутствия данных по теплофизическим характеристикам (ТФХ) фосфоритов и их температурно-временной зависимости, а также по кинетике термической декарбонизации, которая определяется плотностью теплового источника (стока) от температуры, координаты и времени, расчетное определение величин температурных перепадов невозможно.

Для определения температурных перепадов в образцах прокаливаемого фосфорита в зависимости от условий нагрева и качественной оценки режима гетерогенной реакции разложения карбонатных включений, проводились натурные эксперименты по прокалике образцов фосфоритов диаметром -  $d=0,03\text{ м}$  на термовесовой установке с одновременной регистрацией потери

веса и температурного распределения в образцах.

Прокалка проводилась при линейном повышении температуры поверхности образцов со скоростями  $b_1=0,14 \text{ K}\cdot\text{c}^{-1}$ ,  $b_2=0,42 \text{ K}\cdot\text{c}^{-1}$ . Результаты экспериментов приведены на рисунках 1 и 2.

Перепады температур в объеме сферы  $T(r)-T_n$ , измеренные дифференциальными термоэлектрическими термометрами отнесены к температуре поверхности образцов. Потеря веса образцов представлена в координатах: температура поверхности образца - средняя по координате суммарная степень приращения  $\bar{\alpha}_\Sigma$ , которая определялась из зависимости:

$$\bar{\alpha}_\Sigma = (G_c - G(T_n)) / (G_c - G_{от})$$

где:  $G_c$ ,  $G_{от}$  - веса образца в сыром и нацело отожженном состоянии соответственно;  $G(T_n)$  - текущий вес образца, приведенный к температуре поверхности.

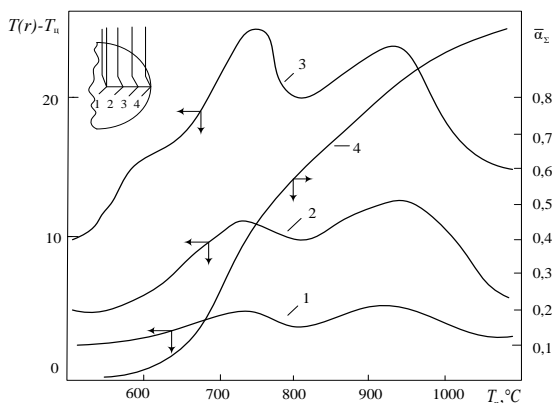


Рис. 1. Перепады температур в сферическом зерне фосфорита. Проба первая. Скорость нагрева  $0,14 \text{ K/s}$ , 1–3 – показания дифференциальных термометров, 4 – степень превращения образцов.

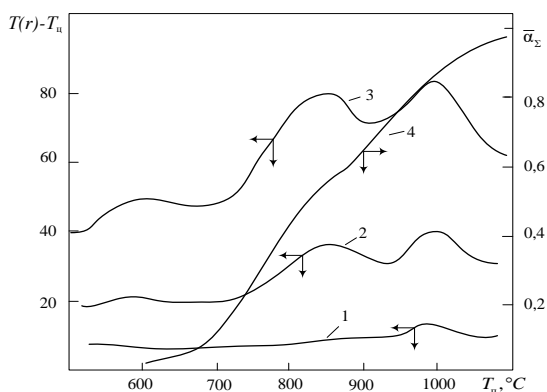


Рис. 2. Перепады температур в сферическом зерне фосфорита. Проба первая. Скорость нагрева  $0,42 \text{ K/s}$ , 1–3 – показания дифференциальных термометров, 4 – степень превращения образцов.

При появлении убыли веса образца температурный перепад резко увеличивается и проходит через два максимума. Характерно, что вид температурного распределения не претерпевает значительных искажений. Градиенты температур по окончании реакции выше, чем в необожженном образце.

### 3. ВЫВОДЫ

Результаты экспериментов позволяют сделать следующие основные выводы и предположения:

- прокалка зерен фосфоритов с размерами и при скоростях нагрева, близкими к имеющим место в действующих промышленных установках обжига и реализуемыми в практике термоаналитических исследований протекает при значительных температурных градиентах;
- декарбонизация фосфорита протекает, в основном, в два этапа, при этом процесс охватывает весь образец или по крайней мере достаточно широкую область, о чем свидетельствует отсутствие излома на кривой температурного распределения, характерного фазовых превращений, происходящих на поверхности или узкой области и сопровождающихся значительным поглощением тепла;
- нагрев материала и происходящие в нем физико-химические превращения сопровождаются существенными изменениями теплофизических характеристик.

Очевидно, что в принятых условиях нагрева изменение теплофизических свойств материала приводит к изменению условий внутреннего теплообмена реагирующего образца и тем самым будет оказывать влияние на динамику гетерогенного превращения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пучков А.Ю., Лобанева Е.И., Култыгин О.П. Алгоритм прогнозирования параметров системы переработки отходов апатит-нефелиновых руд // Прикладная информатика. 2022. Т.17. №1(97). С.55–68.
2. Бобков В.И., Дли М.И. Математические модели тепловых процессов при агломерации и их численная реализация // Известия Санкт-Петербургского государственного технологического института (технического университета). 2018. № 44 (70). С. 106-112.
3. Мешалкин В.П., Панченко С.В., Бобков В.И., Дли М.И. Анализ теплофизических и химико-технологических свойств отходов горно-обогатительных комбинатов // Теоретические основы химической технологии. 2020. Т. 54. № 1. С. 30-37.
4. Новичихин А.В., Шорохова А.В. Процедуры управления поэтапной переработкой железорудных отходов горнопромышленных районов // Известия высших учебных заведений. Черная металлургия. 2018. Т.60. №7. С. 565 – 572.
5. Швыдкий В.С., Ярошенко Ю.Г., Спиринов Н.А., Лавров В.В. Математическая модель процесса обжига руд угольных окатышей на конвейерной машине // Известия высших учебных заведений. Черная металлургия. 2018. Т.60. №4. С. 329 – 335.
6. Буткарев А.А., Вербилло С.Н., Бессмертный Е.А., Буткарева Е.А. Совершенствование и практическое использование методологии ВНИИМТ для оптимизации теплотехнических схем обжиговых конвейерных машин с рабочими площадями 278, 306 и 552м<sup>2</sup> // Сталь. 2020. № 5. С. 7-13.
7. Li, J., An, H.-F., Liu, W.-X., Yang, A.-M., Chu, M.-S. Effect of basicity on metallurgical properties of magnesium fluxed pellets // Journal of Iron and Steel Research International. 2020. 27(3). pp. 239-247.





## **Секция 4**

**Кипение, кризисы  
кипения, закризисный  
теплообмен**





## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ТЕЛ, МОДЕЛИРУЮЩИХ ТОЛЕРАНТНОЕ ТОПЛИВО АЭС

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В атомной энергетике в ходе развития тяжелых аварий происходит охлаждение топливных элементов, разогретых до высоких температур. Так, во время аварии с потерей теплоносителя возникает нарушение отвода тепла, что может привести к разрыву оболочки твэла и выбросу радиоактивных веществ в теплоноситель, а далее и в окружающую среду [1]. Произошедшая в 2011 году авария на АЭС «Фукусима-Дайичи» сопровождалась генерацией, распространением и взрывом водорода в герметичном ограждении АЭС. После аварии на Фукусима были начаты масштабные исследования по поиску новых устойчивых к авариям материалов твэлов (так называемое «толерантное топливо»). Рассматриваются несколько проектов толерантного топлива применительно к материалам оболочек твэлов, которые предполагают нанесение защитных покрытий на циркониевые сплавы либо полную замену циркония новыми материалами.

Вместе с тем, новые материалы требуют всестороннего анализа его свойств. В частности, для обоснования его безопасности в части теплофизических характеристик необходимо достоверно понимать, как поведет себя новое топливо при поставарийном заливе активной зоны ядерного реактора. При этом на поверхности твэлов в зависимости от условий наблюдаются все режимы кипения от пузырькового до пленочного. Пленочное кипение характеризуется низкими значениями коэффициентов теплоотдачи из-за непрерывного слоя пара между жидкостью и горячей поверхностью. Возможность точного предсказания температуры перехода от пленочного режима кипения к более интенсивному режиму охлаждения для толерантных твэлов даст более полную информацию о поведении новых материалов в случае возникновения аварийных ситуаций. Теплофизические свойства теплоотдающей поверхности при этом имеют важное значение.

### 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

На кафедре Инженерной теплофизики НИУ «МЭИ» проводятся экспериментальные исследования по изучению нестационарных процессов охлаждения высокотемпературных цилиндрических тел. Рабочими образцами являются металлические цилиндры длиной 50 мм и диаметром 10 мм [2]. Образцы выполнены из различных металлов, в том числе из материалов,

рассматриваемых в качестве толерантного топлива применительно к оболочкам твэлов. Для измерения температур во время эксперимента (нагрев и охлаждение) в образцах заделываются термопары. Экспериментальные исследования проводятся в жидкостях с различными теплофизическими свойствами при различных недогревах до температуры насыщения жидкости на стендах при атмосферном и повышенном давлениях [3, 4].

### 3. МОДЕЛЬ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ИНТЕНСИВНОГО РЕЖИМА ОХЛАЖДЕНИЯ

Полученный массив экспериментальных данных используется для проверки модели возникновения интенсивного режима охлаждения, разработанной в 2018 году [5]. Согласно данной модели, выступы шероховатости охлаждаемой поверхности и волны на межфазной поверхности пар/жидкость могут вызывать локальные контакты жидкость/стенка при температуре элементов шероховатости ниже температуры предельного перегрева жидкости, тогда как средняя температура поверхности может быть намного выше критической температуры охлаждающей жидкости. Модель экспериментально подтверждена в отношении влияния свойств жидкости и тепловой активности металла, а усовершенствованная модель учитывает влияние микроструктуры охлаждаемой поверхности и недогрева жидкости (формула 1).

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Сравнение экспериментальных и рассчитанных по данной модели значений перегрева стенки (рис. 1) показало, что большинство экспериментальных точек попадают в интервал  $\pm 30\%$  от значений, предсказанных моделью. Результаты были получены при охлаждении цилиндрических тел при атмосферном давлении в воде с недогревами до температуры насыщения  $\Delta T_{\text{sub}}=0-80$  К; в этаноле при  $\Delta T_{\text{sub}}=28-148$  К; в смесях этанол-вода с концентрациями 40, 60 и 80 % при  $\Delta T_{\text{sub}}=20-80$  К; в FC-72  $\Delta T_{\text{sub}}=26-126$  К. На рис. 1 представлены результаты по охлаждению цилиндров из FeCrAl, нержавеющей стали (Ss), никеля (Ni), меди с золотым покрытием (Cu+Au), меди со структурированным покрытием из нержавеющей стали (с шероховатостью  $Ra=27$  мкм). Разброс значений связан с большим количеством параметров, влияющих на температуру перехода, которые трудно учесть для каждого эксперимента (толщина оксидного слоя,

шероховатость, отложения на поверхности).

$$T_w - T_{lim} = C_4 \sqrt{\frac{\rho_{liq} \lambda_{liq} (T_{lim} - T_s) h_{LG}}{(\rho c \lambda)_w}} \left( R_z \left( \left( \frac{g \Delta \rho h_{LG}}{\lambda_v \nu \Delta T z} \right)^{\frac{1}{4}} + \frac{h_{LG}}{\lambda_v \Delta T} \sqrt{\frac{\rho_{liq} \rho_v g \beta \Delta T_{sub} z}{Pr_{liq}}} \right) \right)^{n_1} \quad (1)$$

где  $T_{lim}$  – температура предельного перегрева жидкости;  $C_4$  – численная константа;  $\rho$ ,  $c$ ,  $\lambda$  – плотность, теплоемкость, теплопроводность;  $T_s$  – температура насыщения жидкости;  $h_{LG}$  – теплота парообразования;  $R_z$  – шероховатость по максимальной высоте выступа;  $g$  – ускорение свободного падения;  $z$  – линейный масштаб;  $\nu$  – вязкость;  $\Delta T = T_{tr} - T_{lim}$ ,  $T_{tr}$  – температура поверхности, при которой начинается интенсивное охлаждение;  $\beta$  – коэффициент термического расширения жидкости;  $\Delta T_{sub}$  – недогрев жидкости до температуры насыщения;  $Pr$  – число Прандтля. Индексы  $w$ ,  $v$ ,  $liq$  относятся к поверхности, пару и жидкости.

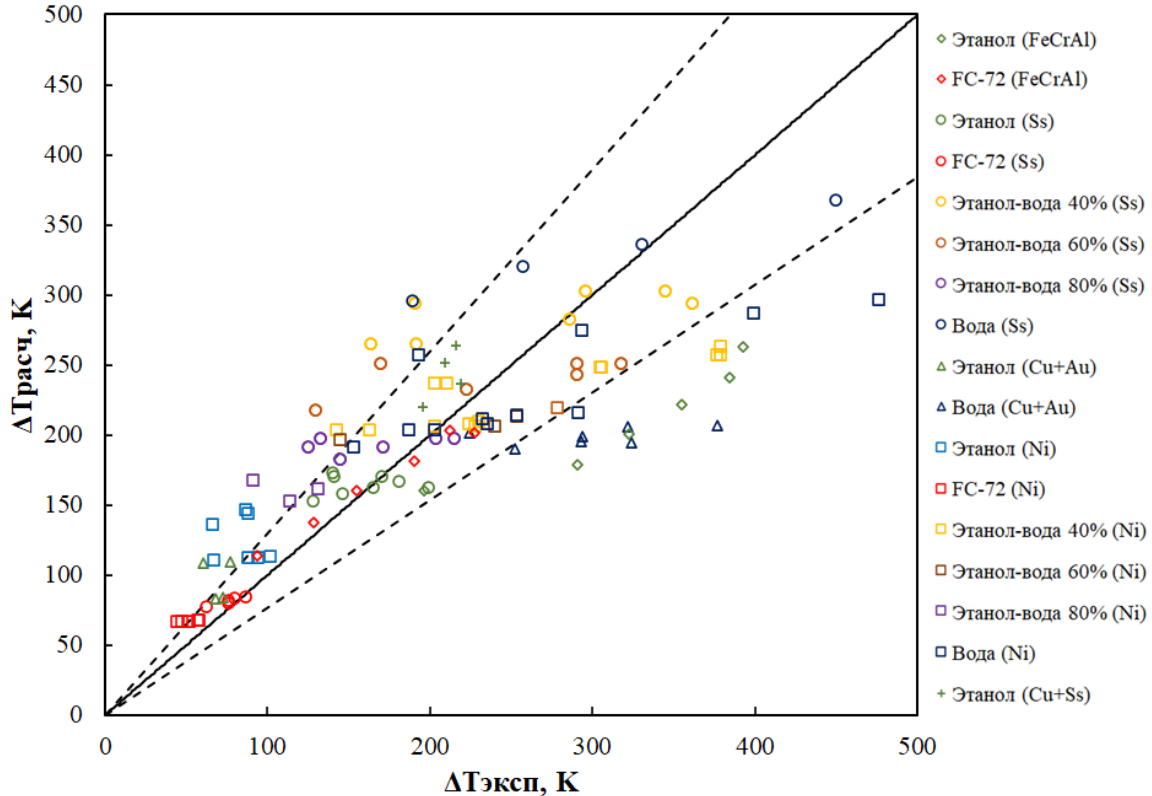


Рис. 1. Сравнение экспериментальных и расчетных значений перегрева стенки. Пунктирные линии соответствуют интервалу  $\pm 30\%$  от вычисленных значений

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, физическую модель возникновения интенсивного режима охлаждения можно применять для более строгого анализа влияния новых материалов на протекание процессов, возникающих при поставарийном заливе активной зоны ядерного реактора, что подтверждают эксперименты на сплаве FeCrAl. Дальнейшие исследования будут сосредоточены на проведении экспериментов на образцах из циркония (в том числе с хромовым покрытием) и сплава 42ХНМ для проверки модели применительно к материалам толерантного топлива и обоснования с позиций теплофизики выбора новых толерантных ТВЭЛОВ.

Работа была поддержана РНФ, проект №20-79-10363.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **S.J. Zinkle, G. S. Was.** Materials Challenges in Nuclear Energy // *Acta Materialia*. 2013. V. 61. №3. P. 735-758.
2. **Zabirov A. R. et al.** Heat transfer under quenching of cylindrical bodies in subcooled liquids // *Nuclear Engineering and Design*. – 2021. – Т. 383. – С. 111380.
3. **Molotova I. et al.** An experimental study of unsteady cooling of cylindrical bodies in ethanol-water mixtures // 2021 3rd International Youth Conference on Radio Electronics, Electrical and Power Engineering (REEPE). – IEEEE, 2021. – С. 1-5.
4. **Yagov V. V. et al.** Film boiling of subcooled liquids. Part I: Leidenfrost phenomenon and experimental results for subcooled water // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2016. – Т. 100. – С. 908-917.
5. **Yagov V. V., Zabirov A. R., Kanin P. K.** Heat transfer at cooling high-temperature bodies in subcooled liquids // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2018. – Т. 126. – С. 823-830.

## РЕЖИМЫ КИПЕНИЯ ГЕЛИЯ-II НА ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ НАГРЕВАТЕЛЕ ВНУТРИ ПОРИСТОЙ СТРУКТУРЫ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование теплопередачи в сверхтекучем гелии в стесненных условиях позволяет оценить эффективность криостатирования сверхпроводящих устройств в оборудовании различного назначения (магниты ускорителей, аппараты магнитно-резонансной томографии). Использование пористой изоляции для катушек и кабелей способствует проникновению гелия-II непосредственно к охлаждаемому объекту, следовательно отвод тепла через микроканалы такого материала будет определено выше, чем в сплошной изоляции. Таким образом, недостаточно полная информация о поведении сверхтекучего гелия в каналах пористой структуры в ограниченном объеме, особенно при высоких тепловых потоках, обуславливающих кипение жидкости, стала мотивацией для проведения фундаментальных исследований, представленных в этой работе.

### 2. ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Экспериментальный стенд включает в себя системы криостатирования, вакуумной откачки, оптического наблюдения, цифровой видеозаписи, подачи тепловой нагрузки и измерения режимных параметров [1]. Центральным элементом установки является экспериментальная ячейка [2]: цилиндрическая оболочка из нержавеющей стали с внутренним диаметром 36 мм. Внутрь корпуса вкладывается пористая структура толщиной 7,5 мм из стальной тканой сетки. На оси ячейки крепится цилиндрический нагреватель на Г-образный изогнутый стержень. Наружная поверхность цилиндрического нагревателя представляет собой латунную трубку диаметром 3 мм и длиной 30 мм, внутри которой находится намотка из нихромовой проволоки [3].

Давление пара над зеркалом жидкости во внутреннем сосуде контролируется с помощью присоединённого к нему ртутного чашечного манометра МЧР-4. В автоматическом режиме величину записывает ёмкостной датчик давления «Баратрон» (модели 235). Для измерения температур жидкости и поверхности нагревателя были установлены температурные датчики сопротивления, базирующиеся на ТВО-резисторах [4]. Для подачи тепловой нагрузки  $q_w$  на нагреватель используется программируемый источник питания Rigol DP821A. Для автоматического сбора и обработки результатов эксперимента используется модуль АЦП-ЦАП ZetLAB 230 и 220.

Экспериментальная серия начинается в момент подачи напряжения на нагреватель. Подача тепло-

вой нагрузки  $q_w$  на нагреватель приводит к образованию паровой плёнки и выходу пара через пористую структуру из экспериментальной ячейки в криостат. Экспериментальная сессия заканчивается выключением нагрузки при достижении  $\lambda$ -точки или при существенном повышении температуры нагревателя (выше 200К).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В результате проведенных экспериментов при постоянной тепловой нагрузке нагревателя были получены различные режимы кипения гелия-II внутри пористой структуры. Всего устойчивых режимов авторы настоящей работы выделили четыре: 1. Бесшумовой режим тонкой пленки; 2. Шумовой режим толстой пленки; 3. Режим перевернутого колокола; 4. Гладкая межфазная поверхность под нагревателем. Переход между режимами осуществляется через развитие колебаний границы раздела фаз при изменении внешних параметров. Помимо этого, также как и ранее для случая кипения в большом объеме [5], при тепловой нагрузке меньше пиковой, был обнаружен режим теплоотдачи без видимых паровых образований (рис. 1).

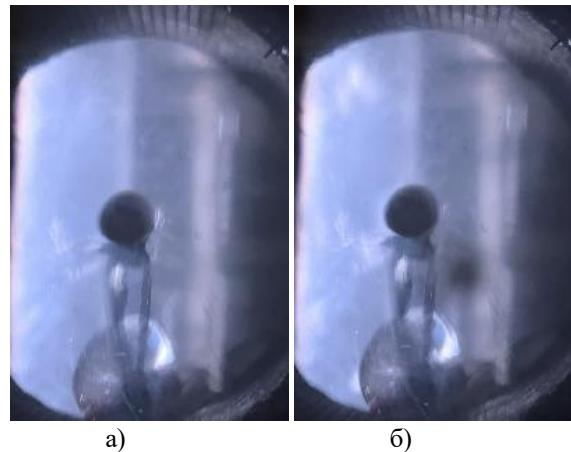


Рис. 1. Отсутствие видимого кипения: а) без нагрузки; б)  $q_w=1.08 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>.

#### 3.1. Бесшумовой режим тонкой пленки

В некотором диапазоне параметров на поверхности нагревателя образуется тонкая пленка пара коаксиальная нагревателю (рис. 2 а). Размер паровой пленки при этом оценивается в 0,2-0,3 мм. Но область существования такой плёнки, также как и для случая свободного объема, весьма ограничена, хотя предварительные исследования предполагали наличие только таких плёнок пара [6]. При флуктуации параметров паровая плёнка теряет свою фор-

му и происходит переход в толстую шумовую пленку или перевернутую колоколообразную.

### 3.2. Шумовой режим толстой пленки

В этом режиме на поверхности нагревателя образуется толстая паровая пленка, и кипение сопровождается явно слышимым шумом (рис. 2 б). Пленка, в целом оставаясь устойчивой, претерпевает поверхностные колебания границы раздела фаз. При этом по сравнению с режимом тонкой пленки толщина ее не остается постоянной по сечению.

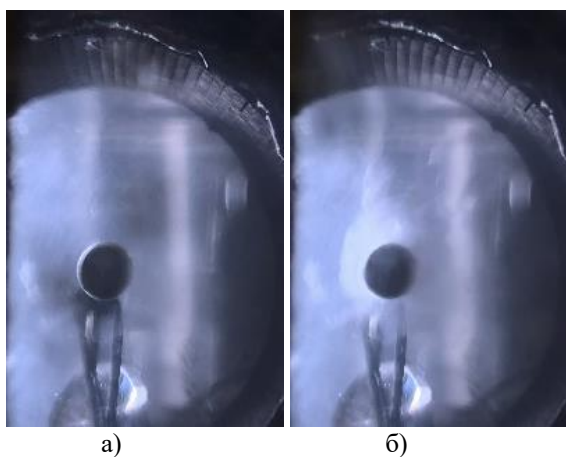


Рис. 2. Режимы кипения с замкнутой пленкой  $q_w=2.45 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>: а) тонкая бесшумовая пленка, б) толстая шумовая пленка.

### 3.3. Режим перевернутой колоколообразной пленки

Нарушение устойчивости границы раздела фаз в режиме тонкой бесшумовой пленки или развитие колебаний в режиме шумовой толстой пленки приводит к качественному изменению характера кипения. Образующийся пар вытесняет из внутренней полости ячейки значительную часть жидкого гелия. Пар скапливается в верхней части ячейки, обволакивая изнутри пористую оболочку. Формируется единое паровое пространство от нагревателя до верхней образующей визуальнo в сечении похожее на перевернутый колокол (рис. 3 а). Как обсуждалось ранее [1], такой режим кипения не наблюдается в свободном объеме, а обусловлен именно замкнутым пространством пористой оболочки.

### 3.4. Режим плоской границы раздела фаз под нагревателем

Перевернутый колокол изменяется в размерах таким образом, что расстояние между образующими увеличивается, и видимое сечение парового пространства начинает занимать более половины объема внутренней цилиндрической полости пористой оболочки. С развитием колебаний границы раздела фаз развал колокола увеличивается вплоть до того, что происходит следующая трансформация формы границы раздела фаз. Паровая пленка вырождается, внутри ячейки видна гладкая устойчивая плоская межфазная поверхность пар – гелий II (рис. 3 б).

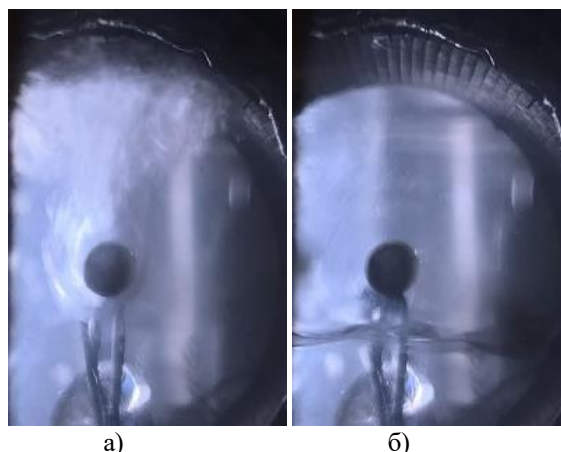


Рис. 3. Режимы кипения с разомкнутой паровой пленкой  $q_w=2.45 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>: а) перевернутая колоколообразная пленка б) плоская граница раздела фаз под нагревателем.

При этом температура нагревателя может достигать 200К, а гелий, как показывают датчики давления и температуры, всё ещё остаётся в сверхтекучем состоянии.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенных экспериментальных исследований впервые выделены режимы кипения сверхтекучего гелия на цилиндрическом нагревателе, размещенном внутри коаксиальной пористой структуры. Описаны характерные особенности процессов, обсуждаются отличия свободного объема и стесненных условий, а также переходы между режимами в виде развития колебаний межфазной поверхности сверхтекучий гелий - пар.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект №20-08-00342).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Крюков А.П., Королев П.В., Пузина Ю.Ю.** Экспериментальное исследование кипения He-II внутри пористого тела. // Прикладная механика и техническая физика, 2017, №4. С. 126-134.
2. **Королев П.В., Крюков А.П., Пузина Ю.Ю.** Конструкция экспериментальной ячейки для исследования кипения гелия-II в условиях невесомости. // Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ, 2012. – Т. 130, №.5 С.43-50.
3. **The formation** of a closed vapor film during the boiling of helium II on a cylindrical heater inside the porous structure / Korolyov P.V., Kryukov A.P., Puzina Yu.Yu., Yachevsky I.A. // Journal of Physics: Conf. Series, 2020. V. 1675, 012059.
4. **Filippov Yu.P., Miklyaev V.V.** A comparison of Two Kinds of TVO Cryogenic Temperature Sensors. // Cryogenics, 2019. V. 100, P.85-91.
5. **Спиридонов А.Г.** Экспериментальное исследование теплоотдачи к сверхтекучему гелию. // Дисс. канд. тех. наук., М.: МЭИ, 1981 – 168с.
6. **Крюков А.П., Пузина Ю.Ю.** Подавление колебаний границы раздела фаз пар – жидкость при кипении сверхтекучего гелия внутри пористого тела. // Инженерно-физический журнал, 2013. Т. 86, №1. С.24–30.



## АНАЛИЗ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ФАЗ В ГЕЛИИ-II

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день в работе электронного оборудования определяющим параметром является температура чувствительных элементов. В космической отрасли ряд проблем может решить с использованием сверхтекучего гелия в роли криоагента. Так, например, в космической обсерватории «Гершель» используется ванна гелия-II с пористым разделителем фаз. Преимуществом является высокая эффективность теплопереноса в жидкости, которая позволяет справляться с задачами охлаждения.

В рамках изучения процессов теплопереноса при кипении сверхтекучего гелия на кафедре Низких Температур НИУ «МЭИ» был сконструирован экспериментальный стенд. Особое внимание при изучении процессов в гелии-II уделено динамике межфазной поверхности в стеснённых условиях. В рамках данной работы рассматриваются колебания границы раздела фаз пар-жидкость.

### 2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальный стенд включает в себя систему криостатирования, систему наблюдения и видеофиксации процессов внутри экспериментальной ячейки, подачи напряжения на нагреватель и телеметрии [1].

Основным элементом экспериментальной области является герметичная цилиндрическая ячейка из нержавеющей стали. Внутри корпуса в паз устанавливается пористая структура из стальной сетки. Величина проницаемости пористой структуры оценивается на уровне  $2,5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2$ . Пористая структура создаёт сеть узких каналов. В геометрический центр экспериментальной ячейки устанавливается цилиндрический нагреватель. Тепловыделяющим элементом служит тонкая нихромовая нить, намотанная спиралью. Спираль защищена латунным кожухом. С подробным описанием экспериментальной ячейки можно ознакомиться в статье [2].

Гелиевый сосуд герметично закрывается металлической цилиндрической муфтой с фланцами. На фланец надевается крышка, к которой крепится (на резьбовом соединении) шток, в конец которого вмонтирована экспериментальная ячейка. Крышка также имеет разъём РСГС-32 для подключения термодатчиков и подачи напряжения, и отверстие для заправки экспериментального объёма гелием, а также вакуумные посты для подключения насосов. Экспериментальная установка подробно описана в статье [3].

### 3. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

После проведения серий экспериментов при постоянной и меняющейся тепловой нагрузке, подаваемой на нагреватель, получен массив экспериментальных данных в виде кадров видеосъёмки эксперимента и режимных параметров. В ходе обработки кадров съёмки удалось систематизировать и охарактеризовать различные режимы кипения. Выделено четыре устойчивых режима кипения: интенсивное шумовое кипение; стационарный режим тонкой плёнки; кипение с отрывом межфазной поверхности с верхнего торца нагревателя и режим с гладкой межфазной поверхностью под нагревателем. Последующей задачей авторов было определение частоты колебаний для каждого режима (рис. 1).

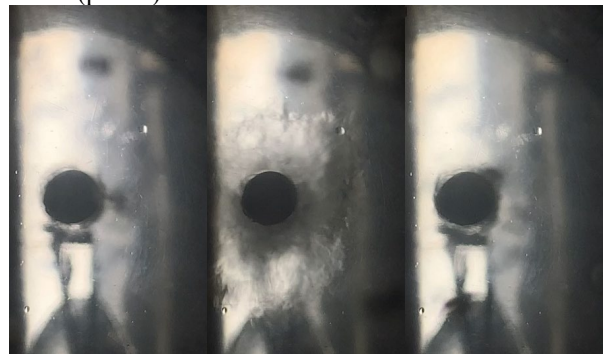


Рис. 1. Колебание паровой плёнки.

Частота колебаний определяется визуально посредством обработки видеозаписей эксперимента. Фиксируется существенное изменение геометрического размера паровой плёнки, после чего считается количество возникших колебаний подобного рода и время, в течение которого их можно наблюдать. При данной обработке экспериментальных данных можно определить характер колебаний, их частоты и чередования между режимами. Далее представлена подробная классификация колебаний на примере одной экспериментальной серии при переменной тепловой нагрузке.

#### 3.1. Колебания тонкой плёнки

Плёнка остаётся тонкой квазистационарной. Видны поверхностные колебания (рис. 3), а не пульсации паровой плёнки в целом (как например, на рис. 2). Из-за маленькой толщины паровой плёнки (порядка 100 мкм), определение частоты таких колебаний затруднено, так как межфазная поверхность сохраняет форму, близкую к цилиндрической и практически не изменяет толщину.



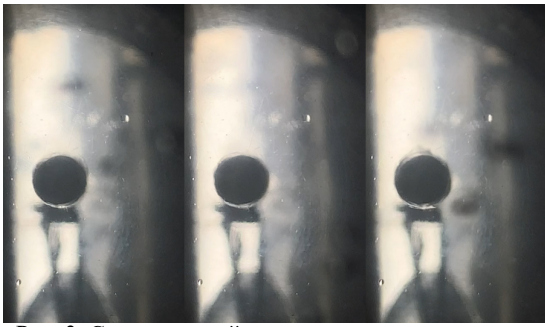


Рис. 3. Стационарный режим кипения.

### 3.2. Колебания между шумовым кипением и тонкой плёнкой

Данный режим характеризуется интенсивным переходом жидкого гелия в газообразную фазу. Плёнка крупная, но нестабильная (рис.4). Такой переходный процесс самый длительный в рассматриваемой серии и возникает несколько раз в ходе проведения эксперимента. Средняя частота колебаний составляет около 5 Гц. Форма меняется от тонкой до крупной, при этом сохраняется коаксиальность нагревателю.

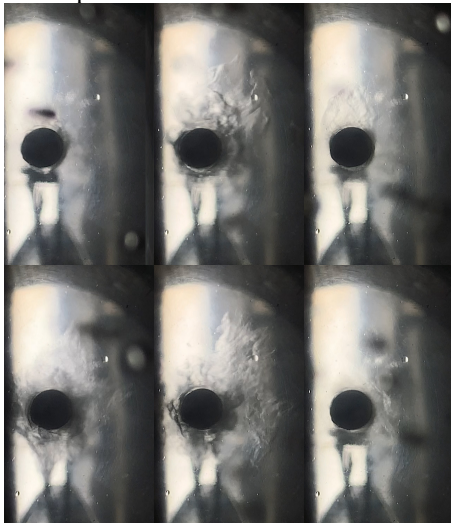


Рис. 4. Колебания при шумовом кипении.

### 3.3. Колебания между колоколообразной и шумовой плёнками

Колебания характерны всплесками межфазной поверхности, частота которых довольно высока. Наблюдается срыв цилиндрической межфазной поверхности с поверхности нагревателя (рис. 5). Частота колебаний около 5.5 Гц.

Данный режим двукратно повторяется в ходе эксперимента. По мнению авторов, он возникает при высокой тепловой нагрузке  $q_w = 33 \text{ кВт/м}^2$ .

### 3.3. Колебания плоской границы раздела фаз

При постоянной нагрузке, вследствие понижения уровня гелия в экспериментальном объёме, шумовая плёнка в форме колокола увеличивается и пар наполовину заполняет ячейку (рис. 6). Температура нагревателя внутри пористой ячейки около 120К, тогда как температура жидкости остаётся на уровне 2.15К.

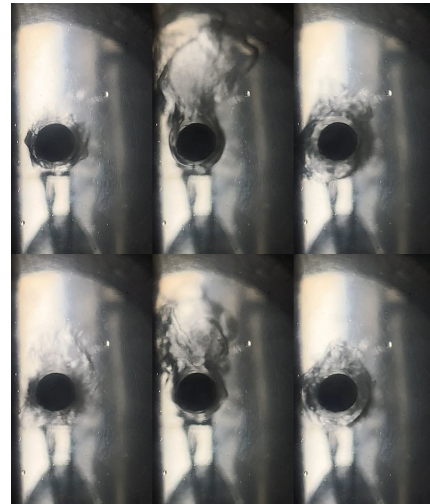


Рис. 5. Колебания плёнки в виде колокола.

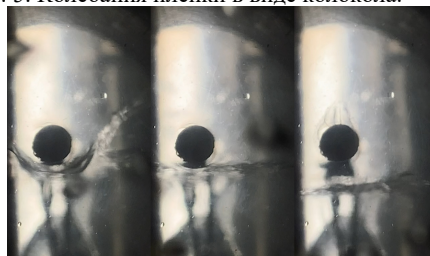


Рис. 6. Раскрытие межфазной границы.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При проведении экспериментальных исследований обнаружено, что переход между режимами кипения сопровождается колебаниями межфазной поверхности, характер которых распределяется на группы. На основании раскадровки выделены основные процессы при реализации этих колебаний и их характерные частоты. В отличие от более раннего предположения о том, внутри пористой структуры реализуется только режим кипения с гладкой плёнкой, проведённые эксперименты показали наличие, в основном, шумового кипения и режимов с разомкнутой границей раздела фаз пар-жидкость.

Работа выполнена при поддержке Российского научного Фонда (проект №19-19-00321).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крюков А.П., Королев П.В., Пузина Ю.Ю. Экспериментальное исследование кипения He-II внутри пористого тела. // Прикладная механика и техническая физика, 2017, №4. С. 126-134.
2. Королев П.В., Крюков А.П., Пузина Ю.Ю. Конструкция экспериментальной ячейки для исследования кипения гелия-II в условиях невесомости. // Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ, 2012, Т. 130, №5 С.43-50.
3. P V Korolyov and Yu Yu Puzina Experimental Study of Superfluid Helium Boiling on a Cylindrical Heater within the Porous Shell // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series, 2017, 891, 012018.
4. Крюков А.П., Пузина Ю.Ю. Подавление колебаний границы раздела фаз пар – жидкость при кипении сверхтекучего гелия внутри пористого тела. // Инженерно-физический журнал, 2013. Т. 86, №1. С.24–30.

## МЕХАНИЗМ И РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ КРИЗИСА ТЕПЛООТДАЧИ ПРИ КИПЕНИИ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Кипение недогретой жидкости (в основном воды, как жидкости с уникальными теплофизическими свойствами) является практически безальтернативным способом отвода экстремально высоких плотностей тепловых потоков («рекордное» значение  $q_{кр} = 276 \text{ МВт/м}^2$  было получено в работе [1]). В отсутствие общепринятой феноменологической модели процесса кризиса кипения недогретой жидкости (тем более его математического описания) в инженерной практике приходится довольствоваться использованием эмпирически полученных формул для  $q_{кр}$ .

Челата с соавторами [2] провели обстоятельный анализ расчетных соотношений, опираясь на отобранный ими в качестве базы верификации массив опытных данных из 1865 точек. Этот массив охватывает диапазон параметров:  $0,1 < p < 8,4 \text{ МПа}$ ,  $2000 < \rho w < 90000 \text{ кг/м}^2\text{с}$ ,  $90^\circ\text{C} < \Delta t_{нед,вх} < 260^\circ\text{C}$ ,  $0,3 < d < 25,4 \text{ мм}$ ,  $2,5 < L < 610 \text{ мм}$ . Следует обратить внимание, что в этом анализе практически не рассматриваются данные по  $q_{кр}$  при малых недогревах.

Наиболее простым и одновременно наиболее эффективным оказалось расчетное соотношение Тонга [3]:

$$q_{кр} / r = C[(\rho w)^{0,4} \mu_{ж}^{0,6}] / d^{0,6}, \quad (1)$$

где  $C = 1,76 - 7,43x + 12,2x^2$ ,  $r$  – скрытая теплота парообразования,  $\mu_{ж}$  – динамическая вязкость жидкости,  $d$  – диаметр канала,  $x$  – массовое паросодержание потока в сечении кризиса (как правило, это выходное сечение канала).

Часто выражение (1) представляют в виде соотношения безразмерных параметров:

$$Bo = C / Re^{0,6}, \quad (2)$$

где  $Bo = q/(\rho w)r$  – число (параметр) кипения, а  $Re$  – число Рейнольдса.

Челата с соавторами [4], опираясь на опытные данные ENEA, скорректировали коэффициент  $C$  и показатель степени при числе  $Re$  в формуле (2). Скорректированное выражение имеет вид:

$$Bo = C / Re^{0,5}, \quad (3)$$

где  $C = [0,216 + 4,74 \cdot 10^{-2} p] \psi$ . Здесь  $p$  выражено в МПа. Величина  $\psi = 1$  при  $x \leq -0,1$ ,  $\psi = 0,825 + 0,986x$  при  $x > -0,1$  и  $\psi = 1/(2 + 30x)$  при  $x > 0$  (кипение насыщенной жидкости).

Это соотношение рекомендуется для следующего диапазона параметров:  $0,1 < p < 5,0 \text{ МПа}$ ,  $2200 < \rho w < 40000 \text{ кг/м}^2\text{с}$ ,  $15^\circ\text{C} < \Delta t_{нед} < 190^\circ\text{C}$ ,  $2,5 < d < 8$

мм,  $12 < L/d < 40$ . При этом  $4,0 < q_{кр} < 60,6 \text{ МВт/м}^2$ .

Вейсманом [5], Катто [6], Ли и Мудаваром [7] предприняты попытки заменить чисто эмпирические соотношения Тонга формулами, опирающимися на выдвинутые ими модельные представления о кризисе как итоге слияния крупных пузырей и высыхания пристенной жидкой пленки под этими пузырями. Все эти формулы по точности описания  $q_{кр}$  уступают формуле Тонга, особенно при высоких  $\Delta t_{нед}$ .

В работе Холла и Мудавара [8] на основе большой базы данных, включающей 5544 экспериментальных точек, были предложены две расчетные формулы. Одно из соотношений построено на базе локального параметра – выходного паросодержания  $x_o$  (паросодержания в месте кризиса). Другое соотношение – более громоздкое, но, по утверждению авторов, более точное – использует входное паросодержание.

По поводу результатов [8] следует сделать два комментария. Первый: рекомендация использовать для определения  $q_{кр}$  входные параметры все-таки не совсем соответствует физике процесса. Кипение недогретой жидкости, как это подчеркивал еще в 1977 году А. Берглес [9], – это «локальное» явление, определяемое преимущественно локальными условиями. Естественно, что выходная температура жидкости и выходной недогрев известны с существенно большей неопределенностью, чем соответствующие входные параметры. Но это означает лишь то, что формулы расчета по выходным (локальным) параметрам по логике вещей должны быть доработаны. Второй комментарий состоит в том, что нецелесообразно описывать единой зависимостью  $q_{кр}$  в диапазоне  $x < -0,1$  и зоне, близкой к области кипения насыщенной жидкости, где изменяется механизм процесса кипения. Да и привлеченная в [8] опытная база на 2/3 состоит из результатов экспериментов, проведенных при температуре жидкости, близкой к температуре насыщения.

Наличие эмпирических корреляций для расчета  $q_{кр}$  ни в коем случае не отодвигает на второй план важность понимания механизма процесса. Описанное ниже экспериментальное исследование направлено на изучение последовательности событий в потоке жидкости у греющей стенки, ведущих к наступлению кризиса.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследования проводились на эксперименталь-

ной установке, представляющей собой замкнутый контур с циркулирующей в нём водой. Изготовленный из стеклотекстолита рабочий участок длиной 70 мм имел прямоугольное поперечное сечение шириной 21 и высотой 5 мм. К съёмной задней стенке корпуса рабочего участка приклеивались металлические пластины толщиной  $\delta = 0,1-0,2$  мм, выполнявшие роль теплоотдающей поверхности. Нагрев теплоотдающей пластины осуществлялся постоянным электрическим током, её ширина составляла 3–4 мм, а длина между токоподводами – 30 мм. Наиболее подробно описание экспериментальной установки изложено в [10].

Эксперименты проводились на дистиллированной деаэрированной воде при атмосферном давлении, при  $\Delta t_{\text{нед}} = 30-75^\circ\text{C}$  в диапазоне массовой скорости  $\rho w = 500-900$  кг/(м<sup>2</sup>·с).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

На основании полученных в результате исследования экспериментальных данных, а также анализа литературных источников представленного в [10, 11], предложена следующая последовательность событий при развитии кризиса кипения сильно недогретой жидкости в канале:

- С увеличением  $q$  плотность расположения мелких пузырей на греющей поверхности возрастает, что создает предпосылки для их слияния в крупные (слившиеся) пузыри.

- При дальнейшем увеличении плотности теплового потока (при  $q \approx 0,75-0,8q_{\text{кр}}$ ) слившиеся пузыри образуют ещё более крупные паровые образования – агломераты, под которыми ослабевает (прекращается) подпитка макрослоя свежей жидкостью и создаются условия для локального высыхания и/или разрыва жидкой пленки с формированием в ней локальных незамываемых сухих областей – очагов перегрева поверхности и кризиса теплоотдачи (рис. 1).

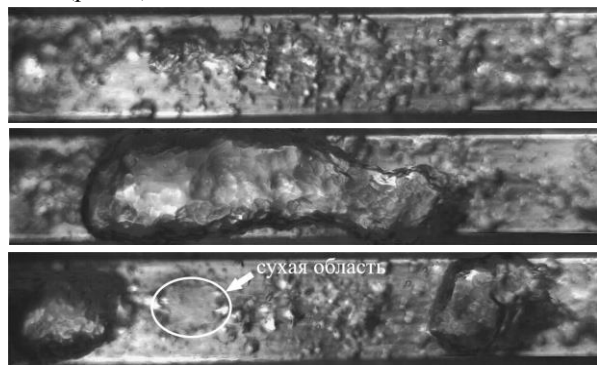


Рис. 1. Образование сухой области при пролете парового агломерата.  $\Delta t_{\text{нед}} = 43^\circ\text{C}$ ;  $\rho w = 660$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $q = 5,6$  МВт/м<sup>2</sup>. Движение жидкости справа налево. Интервал между кадрами – 6,5 мс. Размер кадров  $3,5 \times 17,9$  мм.

- Сухие области расширяются. При этом возникающее интенсивное пузырьковое кипение по периметру сухой области дополнительно ослабляет подпитку свежей жидкостью линии контакта трех фаз, что в итоге приводит к кризису кипения и пережогу поверхности.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наиболее простым и достаточно эффективным расчетным соотношением для определения  $q_{\text{кр}}$  в области развитого кипения недогретой жидкости (для воды при  $\Delta t_{\text{нед}} > 15^\circ\text{C}$ ) является скорректированная Челатой формула Тонга (3). В переходной зоне, при малых недогревах приемлемые результаты дает подход Мудавара [8]. Описывать единой расчетной формулой  $q_{\text{кр}}$  во всем диапазоне недогревов, включая  $x > -0,1$ , нецелесообразно.

Показано, что при  $q > 0,75-0,8q_{\text{кр}}$  в потоке жидкости вследствие увеличения плотности пузырей происходит их слияние в паровые агломераты, наличие которых над греющей поверхностью ослабляет подпитку свежей жидкостью слоя под ними и на поверхности появляются локальные незамываемые сухие области, расширение которых последовательно приводит к кризису кипения.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 20-08-00188.*

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Mudawar I., Bowers M.B.** Ultra-high critical heat flux (CHF) for subcooled water flow boiling — I: CHF data and parametric effects for small diameter tubes // Int. J. Heat Mass Transf. 1999. V. 42. № 8. P. 1405–1428.
2. **Celata G.P., Cumo M., Mariani A.** Assessment of correlations and models for the prediction of CHF in water subcooled flow boiling // Int. J. Heat Mass Transfer. 1994. V. 37. № 2. P. 237–255.
3. **Tong L.S.** Boundary-layer Analysis of Flow Boiling Crisis // Int. J. Heat Mass Transfer. 1969. V. 11. № 7. P. 1208–1211.
4. **Celata G.P., Cumo M., Mariani A.** Burnout in highly subcooled flow boiling in small diameter tubes // Int. J. Heat Mass Transf. 1993. V. 36. № 5. P. 1269–1285.
5. **Weisman J., Pieslamlou S.** A phenomenological model for prediction of critical heat flux under highly subcooled conditions // Fusion Technology. 1988. V. 13. № 4. P. 654–659.
6. **Katto Y.** A prediction model of subcooled water flow boiling CHF for pressure in the region 0,1–20,0 MPa // Int. J. Heat Mass Transf. 1992. V.35. № 5. P. 1115–1123.
7. **Lee C.H., Mudawar I.** A mechanistic critical heat flux model for subcooled flow boiling based on local bulk flow conditions // Int. J. Multiphase Flow. 1988. V. 14. P. 711–728.
8. **Hall D.D., Mudawar I.** Critical heat flux (CHF) for water flow in tubes—II.: Subcooled CHF correlations // Int. J. Heat Mass Transf. 2000. V. 43. № 14. P. 2605–2640.
9. **Bergles A.E.** Burnout in boiling heat transfer. Part II. Subcooled and low-quality forced-convection systems // Nuclear Safety. 1977. V. 18. № 2. P. 154–167.
10. **Паровые агломераты и сухие пятна как предвестники кризиса кипения недогретой жидкости в канале / Н.В. Васильев, Ю.А. Зейгарник, К.А. Ходаков, Вавилов С.Н. // ТВТ. 2021. Т. 59. № 3. С. 373–383.**
11. **Васильев Н.В., Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А.** Кипение при вынужденном течении недогретой жидкости как метод отвода высоких тепловых потоков (обзор). Ч. 2. Критические тепловые потоки, интенсификация теплоотдачи // Теплоэнергетика. 2022. № 5 (принята к печати).

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПОНТАННОГО ТРИГГЕРИНГА ПАРОВОГО ВЗРЫВА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

С помощью высокоскоростной видеосъемки (с частотой до 180 кГц) проведено исследование взрывной фрагментации расплавленных капель соли NaCl в дистиллированной воде, недогретой до температуры насыщения, и в воде, насыщенной углекислым газом, в отсутствие внешнего триггеринга (инициирования процесса). При взаимодействии с водой, имеющей температуру 15–70°C и не подвергшейся насыщению газом, расплава NaCl спонтанный триггеринг парового взрыва реализовывался практически со 100% вероятностью.

Показано, что при взаимодействии нескольких капель расплава NaCl с водой спонтанный триггеринг парового взрыва, произошедший на одной капле, с интервалом в несколько десятков микросекунд вызывал взрывное парообразование и на других каплях. Спонтанный триггеринг сопровождался характерным резким ростом давления в рабочей среде и люминисцентными вспышками на поверхности капли расплава.

Насыщение воды углекислым газом препятствовало возникновению парового взрыва даже при контакте капель расплава NaCl с водой температурой 15–20°C. Наличие большого количества растворенного углекислого газа, по-видимому, приводит к его интенсивному выделению в парогазовую пленку, окружающую расплавленную каплю NaCl и отделяющую ее от воды. Что приводит к утолщению пленки и уменьшению вероятности парового взрыва.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Емкость из нержавеющей стали, имеющая прямоугольное поперечное сечение 530 x 250 мм и высоту 230 мм, заполнялась до уровня 200 мм водой, недогретой до температуры насыщения. Капли расплава исследуемого вещества падали в воду, имевшую заданную температуру, с высоты 50–70 мм. Капли получались в графитовом тигле с помощью высокочастотного индуктора ВЧ-15АВ. Тигель имел форму параллелепипеда 23 x 33 x 35 мм. Размер капель определялся массой загружаемого исследуемого материала. Тигель мог иметь одну или две цилиндрические полости диаметром 10 мм с расстоянием между осями полостей – 13 мм. Типичная масса загружаемого материала составляла 1–2 грамма. В нижней части полостей имелись сквозные отверстия диаметром 4 мм, за-

крытые до момента подачи жидкой капли в емкость с водой графитовыми цилиндрическими стержнями с коническими торцами.

Эксперименты проводились при температуре капель расплава  $t_{\text{NaCl}} = 850\text{--}1100^\circ\text{C}$  (температура плавления NaCl – 801°C) и температуре воды  $t_{\text{в}} = 15\text{--}70^\circ\text{C}$ . Температура в теле тигля и воды в емкости измерялась хромель-алюмелевыми термопарами и поддерживалась на заданном уровне с помощью вспомогательного электрического нагревателя. На боковой стенке емкости имелось стеклянное смотровое окно для видеосъемки процесса, которая осуществлялась высокоскоростными видеокамерами Phantom v2012 или Phantom VEO 410s с частотой кадров до 180 кГц и временем экспозиции до 2 мкс. На стенке емкости с водой на удалении ~20–30 мм от места ожидаемого взрыва капли был установлен высокочастотный пьезоэлектрический датчик давления РСВ 113В24 с резонансной частотой  $\geq 500$  кГц.

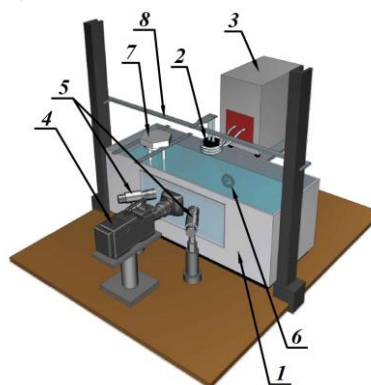


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – емкость с водой; 2 – графитовый тигель–генератор капель; 3 – ВЧ-индуктор; 4 – высокоскоростная видеокамера; 5 – фонари подсветки; 6 – датчик давления; 7 – электронагреватель воды; 8 – механизм подъема графитовых стержней.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Во всех (примерно тридцати) опытах при взаимодействии одиночных капель расплава NaCl (при использовании однополостного тигля) с дистиллированной водой с температурой  $t_{\text{в}} = 15\text{--}70^\circ\text{C}$  наблюдался паровый взрыв. Расплав поваренной соли имеет невысокую вязкость, по сравнению с большинством расплавов металлов и сплавов, и хорошо смешивается с водой и растворяется в ней. Предполагается, что, распространяясь в воде от поверхности, капли, горячие микроструи расплава



NaCl, по-видимому, создают условия для объемного вскипания воды на большом массиве пространственно распределенных центров парообразования (нуклеации), т.е. надежного спонтанного инициирования (триггеринга) «синхронизированного» во времени импульса давления.

С целью исследования передачи возбуждающего процесс импульса с одной капли на другую использовались графитовые тигли с двумя сквозными отверстиями, обеспечивающими одновременную генерацию двух капель горячей жидкости. Типичная картина эволюции и последовательности взрывов капель иллюстрируется на рис. 2. Как правило, капли поступали в емкость с водой не одновременно, а с временным интервалом в 20–50 мс. Размер капель варьировался изменением массы NaCl. Типичный размер капель в экспериментах составлял 10–12 мм, что близко к характерным размерам горячей фракции, образующейся на стадии премиксинга реального парового взрыва [1]. После входа в воду капли, покрывшиеся паровой оболочкой, могли разделиться на 2-3 части (рис. 2а), которые существовали независимо либо повторно сливались воедино. Общий объем композиции «расплава соли – пар» примерно в 2 раза превышал объем содержащейся в нем соли. Тонкую структуру такой композиции определить с помощью используемого диагностического оборудования было невозможно.

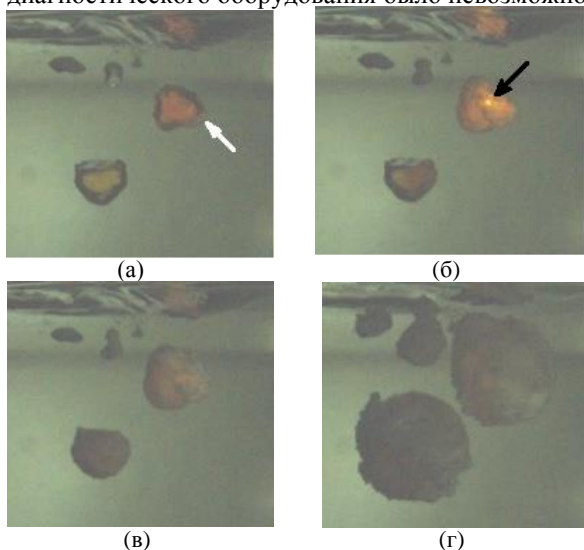


Рис. 2. Спонтанный паровой взрыв капель расплава NaCl в воде ( $t_{\text{в}} = 23^{\circ}\text{C}$ ,  $t_{\text{NaCl}} = 910^{\circ}\text{C}$ ). Экспозиция – 10 мкс. Размер кадров 44 x 40,5 мм. Время от кадра (а) – момента самопроизвольного триггеринга на первой капле: (б) 60 мкс; (в) 100 мкс; (г) 380 мкс.

«Инкубационный» период до начала спонтанного триггеринга тонкой фрагментации капли соли и парового взрыва составлял десятки миллисекунд, иногда доходя до нескольких сотен миллисекунд. Триггеринг начинался с локального возникновения и развития волн на поверхности композиции «расплава соли–пар». На рис. 2а место триггеринга указано белой стрелкой. Затем появлялось характерное короткоживущее (в течение одного кадра видеосъемки, т.е. не более 20 мкс) локальное светящееся пятно характерным размером ~1 мм, которое может

быть связано с кавитационной люминисценцией [2]. На рис. 2б это пятно указано черной стрелкой. Далее следовал микропаровой взрыв. Через 100–150 мкс эти же процессы повторялись на второй капле (рис. 2в). Временная пауза между этими двумя микровзрывами (время передачи импульса давления) хорошо коррелирует с величиной скорости звука в воде. Микропаровой взрыв капли сопровождался всплеском давления в несколько десятых МПа (несколько атмосфер), фиксировавшегося датчиком давления. Типичная скорость нарастания давления на переднем фронте акустической волны составляла ~0,01 МПа/мс.

Дополнительно были проведены две серии экспериментов по взаимодействию капель расплава NaCl с холодной водой ( $15\text{--}20^{\circ}\text{C}$ ), насыщенной углекислым газом примерно до 750 мл/л (для сравнения в недегазированной дистиллированной воде при температуре  $20^{\circ}\text{C}$  содержится около 10 мл/л воздуха). Всего было проведено 10 опытов с заменой в каждом опыте насыщенной газом воды. Ни в одном из экспериментов не наблюдался паровой взрыв даже слабой интенсивности. Скорее всего, выделяющийся из воды растворенный газ способствует образованию достаточно устойчивой газопаровой пленки, препятствующей контакту жидкости с горячим расплавом, аналогично тому, как это наблюдается у паровых пленок при малых недогревах воды [3].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана практически 100%-ная реализуемость парового взрыва при взаимодействии капель расплава NaCl температурой  $850\text{--}1100^{\circ}\text{C}$  с дистиллированной водой с температурой  $15\text{--}70^{\circ}\text{C}$ .

С помощью высокоскоростной видеосъемки продемонстрирован процесс возбуждения (передачи) спонтанно возникшего на одной горячей капле расплава соли NaCl резкого вскипания недогретой воды на соседние капли.

Насыщение воды углекислым газом препятствует возникновению парового взрыва даже при взаимодействии капель расплава NaCl с водой с температурой  $15\text{--}20^{\circ}\text{C}$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Fletcher D.F., Theofanous T.G.** Heat Transfer and Fluid Dynamic Aspects of Explosive Melt–Water Interactions // *Advances in heat transfer*. 1997. V. 29. P. 129–213.
2. **Гидродинамическая люминесценция и гамма-излучение** / Д.А. Бирюков, М.И. Власова, Д.Н. Герасимов, О.А. Синкевич // *Вестник МЭИ*. 2013. № 1. С. 69–72.
3. **К вопросу** об отсутствии фрагментации горячих капель при малых недогревах охладителя / Ю.П. Ивочкин, С.Н. Вавилов, Ю.А. Зейгарник, К.Г. Кубриков // *Теплофизика и аэромеханика*. 2012. Т. 19. № 4. С. 475–481.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ТЕРМОФЛОТАЦИИ В РЕЖИМЕ «ПРЫГАЮЩЕГО» ПУЗЫРЬКОВОГО КИПЕНИЯ В ПЛОСКИХ КАНАЛАХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена эффектам термофлотации и режимам «прыгающего» пузырькового кипения в плоских каналах.

Процессы кипения широко применяются в химической технологии, пищевой промышленности, при производстве и разделении сжиженных газов, для охлаждения элементов электронной аппаратуры и т.д. [1].

Процессом термофлотации является разделение твердой фазы с помощью пузырьков газа или пара в верхние слои жидкости, в результате нагревания суспензии. В данном случае речь идет о новом явлении «прыгающее» пузырьковое кипение. Отличительным признаком пузырькового кипения в режиме «прыгающих» пузырей от обычного пузырькового кипения состоит в том, что при «прыгающем» кипении отрыв пузыря от нагретой поверхности происходит с захватом микросфер. В подрежиме «прыгающего» пузырькового кипения участвуют три фазы - паровая (газовая), жидкая и твердая (микросферы) [2].

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКИ

#### 2.1. Экспериментальная установка

Для исследования режима «прыгающих» пузырей использовались две экспериментальные установки. Первая экспериментальная установка описана в работах [1-2], где в качестве сосуда использовалась чашка Петри. А вторая экспериментальная установка представлена на рис. 1. Данная установка представляет собой прозрачный узкий сосуд, изготовленный из стекла, в котором толщина стенок и зазор между стенками составляет 1 мм., сосуд подогревался в нижней части через проволоку из фехраля диаметром 0,4 мм, подключенной к источнику питания постоянного тока «DC Power supply NY1803D». Для измерения температуры жидкостей использован термометр «Easy view tm 10» с контактной термопарой (ТХК, ТХА). Видеосъемка велась с использованием цифровой камеры Point-Grey FL3.

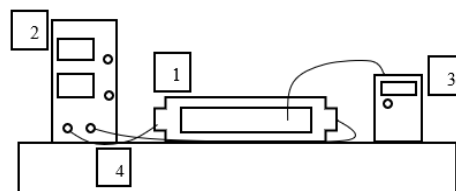


Рис. 1. Схема установки: 1 - прозрачный узкий сосуд, изготовленный из стекла, с зазором между стенок 1 и 2 мм; 2 - источник питания постоянного тока «DC Power supply NY1803D»; 3 - термометр «Easy view tm 10»; 4 - проволока из «фехраля», диаметром 0,4 мм

В сосуд засыпались монодисперсные микросферы: из свинца Pb95%+Sb5% ( $d=400$  мкм) и стекла ( $d=100$  мкм) рис. 2.

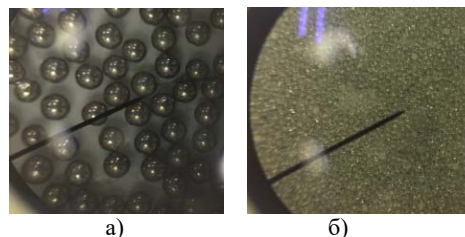


Рис. 2. Слой монодисперсных микросфер: (а) - из свинца Pb95%+Sb5% ( $d=400$  мкм), (б) - из стекла ( $d=100$  мкм)

В качестве рабочих жидкостей использовались: дистиллированная вода без добавлений, дистиллированная вода с наножидкостью  $Fe_3O_4$  с концентрацией 8 г/л, и дистиллированная вода с добавлением глицерина (плотностью 1,223-1,233) 3 г/л.

#### 2.2. Проведение экспериментов

В данной работе первые эксперименты были проведены в чашках Петри на нагревательной плите ES-NA3040 (температура поверхности нагревателя составляла 120-150°C) с добавлением дистиллированной воды, поверхность сосуда накрывалась крышкой.

В чашу отдельно засыпались монодисперсные гранулы из стекла и свинца, а также в один сосуд одновременно засыпались оба вида микросфер.

Во вторую экспериментальную установку, состоящую из плоского вертикального канала (было изготовлено два узких сосуда, один с зазором между стенок 1 мм, а второй 2 мм) засыпались микросферы из свинца. В первых экспериментах заливалась дистиллированная вода, а в последующих – дистиллированная вода с добавлением наножидкости  $Fe_3O_4$  и глицерина. Во всех случаях уровень



залитой жидкости в сосуде составлял 1,5-1,8 мм. Для нагрева сосудов сила тока варьировалась от 1,96 до 2,81 А. Эксперименты проводились в помещении при комнатной температуре.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

#### 3.1. Экспериментальное наблюдение

В пузырьковом кипении в режиме «прыгающих пузырей» наблюдаются отдельные подрежимы, связанные с различными особенностями захвата пузырями микросфер с дна поверхности сосуда и динамикой последних в слое жидкости [1-3].

#### 3.2. Режим «прыгающего» пузырькового кипения в чашке Петри

На первом этапе экспериментов, проведенных в чашках Петри со свинцовыми микросферами, было выявлено, что при нагревании жидкости выделяется газ (температура жидкости составляла 76,6 - 77,8 °С), при этом микросфера служит центром образования газового пузырька, и в результате роста пузырька наступает момент, когда подъемная сила превышает силу тяжести, то пузырек при подъеме к верхнему слою жидкости захватывает с собой от одной до нескольких микросфер, однако, не дойдя до поверхности, они останавливались и начинали опускаться вниз до поверхности нагрева (рис. 3).



Рис. 3. Пузырьковое кипение в режиме «прыгающих» пузырей с участием свинцовых микросфер

Далее, когда в чашу были засыпаны микросферами из стекла, пузыри, поднимаясь вверх, со всех сторон захватывали микросферы (т.е. пузыри были практически полностью облеплены микросферами), кроме верхних частей, а также некоторые пузыри с микросферами по нескольку штук были прижаты друг к другу, поднимаясь к поверхности жидкости как одиночные пузыри, так и несколькими одновременно пузырей, но не дойдя до поверхности опускались вниз (рис.4).



Рис. 4. Пузырьковое кипение в режиме «прыгающих» пузырями с участием микросфер из стекла

Наконец, когда в одной чаше засыпаны оба вида микросфер (из свинца и стекла), наблюдались оба режима одновременно. Некоторые пузыри, поднимаясь вверх, захватывали с собой оба вида микросфер, но, не дойдя поверхности жидкости, опускались на дно контейнера (рис.5).



Рис. 5. Пузырьковое кипение в режиме «прыгающих» пузырей с участием свинцовых и стеклянных микросфер

Во всех режимах процесс подъема комплекса «пузырь+микросфера» длится практически до полного испарения воды.

#### 3.3. Режим «прыгающего» пузырькового кипения в плоском вертикальном канале

Второй этап экспериментов проведен в узком сосуде, в двух случаях: с открытой и закрытой поверхностью.

В случае с открытой поверхностью, образовывалось обычное пузырьковое кипение с вытянутыми пузырями на стенках сосуда (рис.6), однако режима «прыгающего» кипения не наступило.

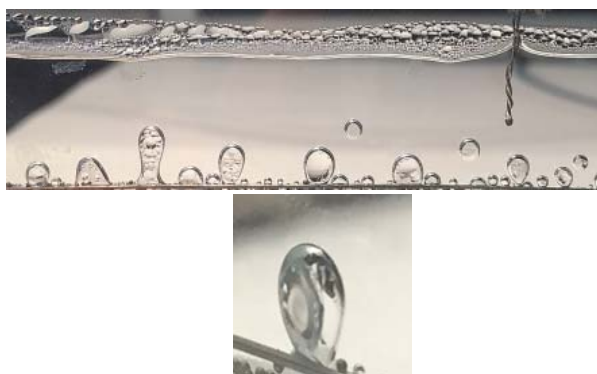


Рис. 6. Обычное пузырьковое кипение с вытянутыми пузырями на стенках узкого сосуда с открытой поверхностью (с зазором между стенок 1 мм)

В ситуации с закрытой поверхностью наблюдается действие силы адгезии, когда пузырек, поднимаясь вверх по стенкам сосуда, захватывает с собой единичные микросферы и, не достигая поверхности, зависает на стенках сосуда (рис.7). Температура, соответствующая наблюдению такого «прыгающего» пузырькового кипения, составляет 57°С.

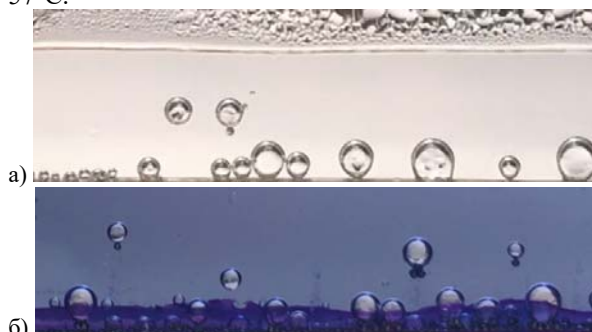


Рис. 7. Режим кипения с «прыгающими» пузырями в узком сосуде с закрытой поверхностью (а – с зазором между стенками 1 мм; б - с зазором между стенок 2 мм)

### 3.4. Пузырьковое кипение в плоском вертикальном канале с добавлением наножидкости

На третьем этапе эксперимента в качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода с добавлением наножидкости  $Fe_3O_4$  и засыпались свинцовые микросферы. В данном случае наступило обычное пузырьковое кипение, т.е. микросферы оставались на дне сосуда (рис. 8.).

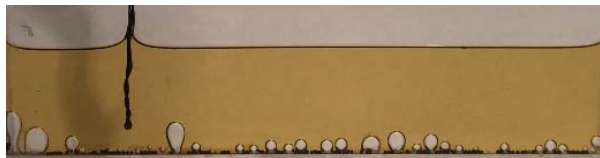


Рис. 8. Дистиллированная вода с наножидкостью  $Fe_3O_4$  с общей концентрацией в сосуде 0,1 мл

### 3.4. Пузырьковое кипение в плоских каналах в вязкой жидкости

На четвертом этапе эксперимента в дистиллированную воду добавлен глицерин (плотностью 1,223-1,233) 3 г., микросферы не засыпались.

При проведении эксперимента было очевидно, что в режиме пузырькового кипения при отрыве пузырей от поверхности нагрева из-за вязкой жидкости образовывались мелкие пузырьки на стенках сосуда (рис. 9).



Рис. 9. Пузырьковое кипение дистиллированной воды с добавлением глицерина

## 4. СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ В РАЗЛИЧНЫХ СОСУДАХ

В результате проведенных многочисленных экспериментов обнаружено, что количество захваченных микросфер пузырем зависит от размера самого пузыря, т.е. чем больше пузырь, тем больше происходит захват микросфер, а диаметр пузыря зависит от объема сосуда. В чашках Петри пузыри вырастают достаточно крупные – приблизительно до 7 мм, а в узких сосудах с зазором между стенок 1 и 2 мм пузыри вырастают не более 2 мм (рис. 7). Следовательно, в узких каналах, когда зазор между стенками составляет 1 мм – количество захваченных микросфер составляет 1 (рис.7 (а)), а в случае, когда зазор между стенками составляет 2 мм – количество захваченных микросфер составляет не более 2 (рис. 7 (б)), в чашке Петри - количество микросфер достигает более 20 (рис.3).

Кроме того, обнаружено, что при превышении

критического теплового потока режим «прыгающего» кипения переходит к обычному пузырьковому кипению с генерацией и всплытием пузырей пара до границы раздела жидкость-пар и их исчезновением, а микросферы остаются на дне сосуда (рис.10).



Рис. 10. Смена «прыгающего» кипения на обычный режим пузырькового кипения

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе впервые получены экспериментальные результаты исследования режима пузырькового кипения в узком вертикальном канале с добавлением в дистиллированную воду наножидкости  $Fe_3O_4$ .

Найден температурный режим начала «прыгающего» пузырькового кипения в узких сосудах. Установлено, что в узких сосудах пузыри с микро-частицами могут прикрепляться к стенкам сосуда, медленно двигаясь вертикально вверх. Образование зародышей пузырей происходит как на микросферах, так и на их ансамблях, более подробно описано в работе [1]. Показано, что форма пузыря зависит от размера сосуда между стенками, а количество микросфер – от объема пузыря.

Планируется дальнейшее изучение режимов пузырькового кипения с добавлением нанокolloидных растворов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Эльбуз М.А. Исследование процессов тепломассообмена при испарении и кипении в простых и мезоскопических системах монодисперсных микросфер и мезотрубок. Дисс. канд. техн. наук / Москва, 2015.
2. Дмитриев А.С., Макаров П.Г., Эльбуз М.А. О новом режиме пузырькового кипения в мезоструктурах микросфер (эффект прыгающих пузырей). Письма в Журнал технической физики, т.41, вып.6, с.67-72, 2015.
3. Ямщикова Л.В., Дмитриев А.С., Макаров П.Г. Эффекты термофлотации и режимы «прыгающего» кипения//Международная научно-техническая конференция студентов и аспирантов «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика». Москва, МЭИ. 2020.

С. З. Сапожников, А. В. Митяков, А. В. Павлов,  
П. Г. Бобылев, Н. Е. Кикоть, А. В. Бикмулин  
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
195251, Санкт-Петербург, Политехническая, 29

## ИССЛЕДОВАНИЕ КИПЕНИЯ НЕДОГРЕТОЙ ВОДЫ С ДОБАВЛЕНИЕМ ЧАСТИЦ $Al_2O_3$ МЕТОДОМ ГРАДИЕНТНОЙ ТЕПЛОМЕТРИИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из эффективных способов теплоотвода в экспериментальных условиях является теплообмен с кипящим теплоносителем. Он реализуется в таких областях, как теплогенерация, ядерная энергетика, кондиционирование, химическая промышленность, охлаждение высокопроизводительной электроники, аэрокосмическая отрасль и т.д.

При пузырьковом кипении верхним пределом тепловой нагрузки является первая критическая плотность теплового потока (ПТП)  $q_{cr1}$ , соответствующая переходу к пленочному кипению с меньшим коэффициентом теплоотдачи (КТО), чреватому катастрофическими последствиями. В обратном переходе от пленочного кипения к пузырьковому в точке Лейденфроста ПТП снижается до второго критического значения  $q_{cr2}$ .

В работе рассмотрено кипение в большом объеме воды с добавлением микрочастиц  $Al_2O_3$  на поверхности перегретой модели сплошного шара.

Обзор литературы [1-5] оценивает вклад таких микрочастиц неоднозначно. Задача является многофакторной, а экспериментальных данных в этой области не хватает.

### 2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Большинство экспериментов основано на термометрии; определение ПТП осуществляется расчетным путем и, как правило, только с усреднением по поверхности теплообмена.

В наших опытах использовано прямое измерение ПТП с помощью градиентной теплотометрии [6] – технологии, основанной на реализации поперечного эффекта Зеебека с помощью гетерогенных градиентных датчиков теплового потока (ГГДТП). Это первичные преобразователи с анизотропией тепло- и электродвижущих свойств. При прохождении теплового потока через сечение ГГДТП возникает термоЭДС, пропорциональная ПТП.

В качестве экспериментальной модели выбран шар из титана ВТ22 диаметром 34 мм. ГГДТП устанавливался заподлицо с поверхностью модели в выборке размерами  $5 \times 5 \times 0,5$  мм с двумя отверстиями диаметром  $d = 1,5$  мм для вывода проводов. Размеры выборки определялись размерами ГГДТП ( $3 \times 3 \times 0,3$  мм) и условиями монтажа ГГДТП с помощью высокотемпературного компаунда.

В опытах измерялись следующие параметры: температуры в центре и на поверхности шара, а также ПТП в зоне установки ГГДТП. Проворачива-

ние модели в каждом из опытов позволило усреднить ПТП по поверхности теплообмена. Это позволило определить границы пузырькового и пленочного режимов кипения и связать уровень ПТП с недогревом воды [6]. Таким образом, реализуется комплексная методика, совмещающая теплотометрию и термометрию.

### 2.1. Результаты эксперимента

В эксперименте применялись частицы  $Al_2O_3$  размером до 64 мкм. Рассматривались температурные режимы с начальной температурой поверхности модели ( $T_{w0} = 464$  °С) и температурами воды с микрочастицами ( $T_f = 64$  °С; 73 °С; 80 °С). Эксперименты с частицами такого размера дают однозначный положительный ответ (рис. 1). По сравнению с кипением в чистой воде наблюдается уменьшение времени существования пленочного режима и многократное увеличение плотности теплового потока в критической точке ( $q_{cr2}$ ); сокращается и время остывания модели.

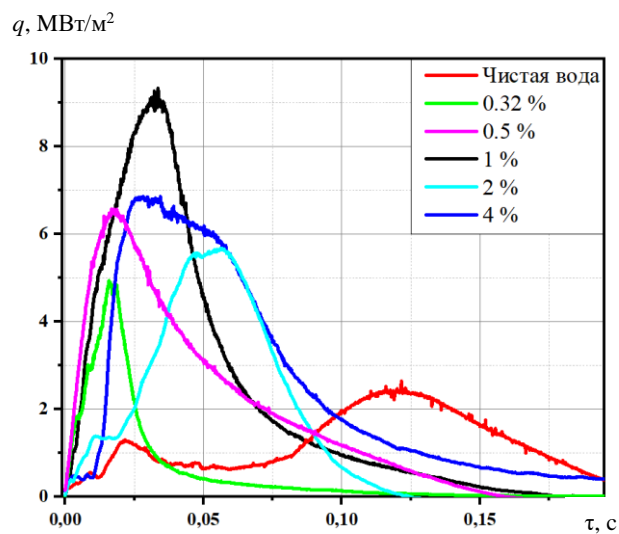


Рис. 1 Локальная ПТП для разных концентрации частиц  $Al_2O_3$  от 0,32 до 4 % ( $T_{w0} = 464$  °С;  $T_f = 64$  °С)

На рис. 1 представлены результаты серии экспериментов для температурного режима  $T_{w0} = 464$  °С и  $T_f = 64$  °С. Видно, что при добавлении в недогретую воду микрочастиц  $Al_2O_3$  время остывания модели сократилось при значительном росте второй критической ПТП. При этом время существования пленочного режима кипения сохранилось далеко не для всех концентраций частиц.

Устойчивая паровая пленка сохранилась только для массовых концентраций  $\omega = 1, 2$  и 4 %.

Сводный график зависимости критической ПТП от концентрации микрочастиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  для всех рассмотренных режимов представлен на рис. 2.

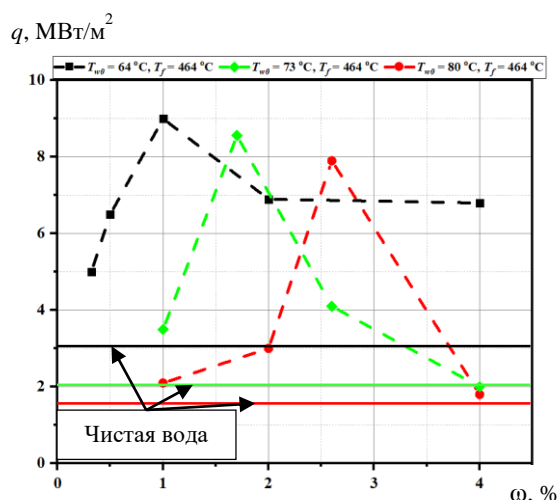


Рис. 2 График зависимости критической ПТП от концентрации частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $T_{w0} = 464^\circ\text{C}$ ;  $T_f = 64^\circ\text{C}$ ;  $T_{w0} = 464^\circ\text{C}$ ;  $T_f = 73^\circ\text{C}$ ;  $T_{w0} = 464^\circ\text{C}$ ;  $T_f = 80^\circ\text{C}$ )

Из графика видно, что при повышении недогрева жидкости, оптимальное значение критической ПТП смещается в сторону меньшей концентрации. Так для температурного режима  $T_{w0} = 464^\circ\text{C}$  и  $T_f = 64^\circ\text{C}$   $\omega_{\text{opt}} = 1\%$  является оптимальной массовой концентрацией микрочастиц в воде, а при повышении температуры жидкости до 73 и 80  $^\circ\text{C}$ ,  $\omega_{\text{opt}}$  становится равным 1,6 и 2,6 % соответственно. Горизонтальными линиями отмечены значения критической ПТП для каждого режима.

Планируется проведение нескольких серий экспериментов для нахождения экстремума  $\omega_{\text{opt}}$  относительно недогрева воды. В том числе с другим фракционным и качественным составом микро- и наночастиц.

### 3. ВЫВОД

Совмещенная методика теплотметрии и термометрии позволила уточнить и дополнить экспериментальную базу исследования теплообмена при кипении недогретой жидкости с добавлением микро- частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

Рассмотрены температурные режимы с начальной температурой поверхности модели ( $T_{w0} = 464^\circ\text{C}$ ) и температурами воды ( $T_f = 64^\circ\text{C}$ ;  $73^\circ\text{C}$ ;  $80^\circ\text{C}$ ). Получены оптимальные значения массовой концентрации микро- частиц  $\omega_{\text{opt}}$  для каждого температурного режима при величине частиц не более 64 мкм.

Выявлено положительное влияние микро- структуры  $\text{Al}_2\text{O}_3$  на уровень теплосъема. Из зависимости концентрации микро- структуры от температуры можно сделать вывод, что существуют определенные теплофизические параметры взвеси, при которых наблюдается максимальный эффект.

Работа была поддержана грантом РФФ 22-29-00160.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sarit, K. Das, Nandy Putra, Wilfried Roetzel Pool boiling characteristics of nano-fluids // Int. J. of Heat and Mass Transfer, 2003, vol. 46, pp 851–862.
2. You, S. M., Kim J. H., Kim K. H. Effect of nano-particles on critical heat flux of water in pool boiling heat transfer // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83. P. 3374–3376.
3. Mackenzie, D. S. History of Quenching // International Heat Treatment and Surface Engineering 2, 2008, pp. 68-73.
4. Bang, I. C., Chang S.H. Boiling heat transfer performance and phenomena of  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -water nano-fluids from a plain surface in a pool // Inter. J. Heat Mass Tran., 2005., vol. 48., pp. 2407–2419.
4. Wen, D.S., Ding Y. L. Experimental investigation into the pool boiling heat transfer of aqueous based  $\gamma$ -alumina nanofluids // J. Nanopart. Res. 2005, a., vol. 7, pp 265–274.
5. Sapozhnikov S. Z., Mityakov V. Yu. / Heatmetry. The Science and Practice of Heat Flux Measurement // St.-Petersburg: Springer International Publishing, 2020, p 209.
6. Сапожников С. З., Митяков В. Ю., Митяков А. В., Гусаков А. А., Павлов А. В., Бобылев П. Г. Исследование кипения на поверхности шара методом градиентной теплотметрии. // Тепловые процессы в технике. 2021. Т. 13. №10. С 434-441.



## ТЕЧЕНИЕ ПАРА В ПЛЕНКЕ НА ПЛОСКОЙ ГОРЯЧЕЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Волновые течения тонких слоев жидкости или ее пара по вертикальной или наклонной твердой поверхностям часто встречаются в природе и многочисленных технических аппаратах. Общим для течений, в которых слои жидкости, конденсата граничат с газом или своим паром и течений, где пленка пара, граничит с испаряющейся жидкостью, является необходимость нахождения границы раздела фаз и волновой характер этой границы [1 - 6].

Рассматривается режим пленочного кипения на плоской, вертикальной стенке [7]. Первая часть данной работы посвящена анализу стационарных характеристик течений пара и жидкости, а также определению фазовой границы, отделяющей пар от жидкости. Используемый метод существенно отличается от анализов, использованных в работах П.Л. Капицы, W. Nuselt, L. A. Bromley и др. Решение гидродинамических уравнений проводится методом многомасштабных асимптотических разложений. Во второй части работы проводится исследование устойчивости стационарной конфигурации пара, жидкости и разделяющей их фазовой границы. Учитывается то, что толщина паровой пленки в таких процессах состоит из стационарной части и поверхностных волн, распространяющихся по фазовой границе. Показаны отличия волн на фазовой поверхности от хорошо известных гравитационно-капиллярных волн на поверхности изотермической жидкости.

### 2. СТАЦИОНАРНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СВОЙСТВ СРЕДЫ В ДВУХФАЗНОЙ СИСТЕМЕ. ФОРМА ФАЗОВОЙ ГРАНИЦЫ ПАР-ЖИДКОСТЬ

Методом многомасштабных асимптотических разложений построены решения уравнений неразрывности, движения и энергии в паре  $0 \leq x \leq x_b(z)$  и  $x_b(z) \leq x < \infty$ ,  $0 \leq z \leq h$  жидкости. Скорости пара, которая разыскивается в виде  $u = -\frac{\partial \Psi}{\partial z} = -\varepsilon^m u_0 \frac{x}{h}$ ,  $w = \frac{\partial \Psi}{\partial x} = \varepsilon^m u_0 \frac{z}{h}$ , в результате решения приводит к зависимости

$$\ddot{u} = \ddot{u}_0(\eta) a_s \left( \frac{T_w - T_b}{a_s \rho_b i_b h} \right)^{2/5} \left( -\frac{x}{h}, 0, \frac{z}{h} \right). \quad (1)$$

Найдена форма фазовой границы (Рис. 1), разделяющей пар, примыкающий к горячей вертикальной твердой стенке, и холодную жидкость.

$$x_b(z) = \left( \lambda_v \frac{T_w - T_b}{a_s \rho_b i_b h} \right)^{3/10} h \sqrt{\tilde{z}^2 + \tilde{x}_0^2}(\eta), \quad 0 \leq \tilde{z} = z/h \leq 1. \quad (2)$$

Безразмерный поток массы пара  $G_- = G_v / L_y h \rho_b a_0$ , уходящего из паровой пленки наружу

$$G_- / L_y h \rho_b a_s = \left( \lambda_v \frac{T_w - T_b}{a_s \rho_b i_b h} \right)^{19/10} h \Lambda_0 \ln \left( \frac{1 + \sqrt{1 + \tilde{x}_0^2}}{1 + \tilde{x}_0} \right). \quad (3)$$

Здесь  $L_y$  - размер сосуда в поперечном направлении к плоскости хоз,  $a_0$  - скорость звука в паре при температуре  $T_b$ . Для кипения воды при атмосферном давлении и температурах  $T_b = 373$  К,  $T_w = 383$  К осредненное значение числа Нуссельта при пленочном кипении на вертикальной поверхности имеет вид

$$\langle Nu \rangle = \left( \frac{a_s \rho_b i_b h}{\lambda_v (T_w - T_b)} \right)^{3/10} \left( \frac{T_w - T_b}{\Delta T_+ + \Delta T_-} \right) \ln \left( \frac{1 + \sqrt{1 + \tilde{x}_0^2}}{1 + \tilde{x}_0} \right), \quad (4)$$

где  $\Delta T_+ = T_w - T_b$ ,  $\Delta T_- = T_b - T_{\infty}$ .

### 3. АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ СТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧИ ОТНОСИТЕЛЬНО МАЛЫХ И КОНЕЧНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ



Рис. 1. Схема течения пара и жидкости.

$\vec{\tau}_b(x_b(z)), \vec{n}_b(x_b(z))$  - касательный и нормальный к стационарной фазовой границе  $x_b(z)$  векторы

Необходимость анализа устойчивости стационарного режима подтверждается примером последующих исследований задачи П.Л. Капицы [1, 2 6]. Многочисленные эксперименты по движению по наклонным стенкам слоев жидкости или жидкости свидетельствуют о том, что наблюдаются волновые

режимы разной природы, зависящие от способа организации течения (эксперимента) (см. работы [4,6] и библиографию к ним). Аналогичная картина наблюдается в экспериментах с горизонтальными паровыми пленками и пленками на поверхности нагретых сфер, опускаемых в холодную жидкость. Следует отметить, что для диагностики частоты и амплитуды колебаний требуются диагностика высокого уровня и точности. [9]. Несмотря на богатый экспериментальный материал, полученный в ряде работ, трактовка механизма, приводящего к колебанию пленки пара, не адекватной. Иногда считается, что при колебании границы раздела фаз одним из механизмов ... является нелинейная зависимость термического сопротивления от толщины парового слоя, однако эта зависимость физически. Реальным механизмом колебаний является зависимость давления насыщения от температуры.

При анализе устойчивости полученных стационарных течений пара и жидкости, находящихся по разные стороны от фазовой границы устойчивости самой плоской границы используем разложения вида  $x_b(z,t) = \tilde{x}(z) + \delta\tilde{x}(z,t)$  :

$$\delta x(z,t) = A \sin(k_z z - \omega t + \varphi) . \quad (5)$$

При условии пренебрежения поверхностным натяжением частота колебаний границы пленки пара, находящейся на твердой, горячей вертикальной поверхности, определяется формулой

$$\omega_1 = \pm \left( \pi \varepsilon^2 \sqrt{1 + \tilde{x}_0^2} \right)^{1/2} \sqrt{\frac{2\pi}{h} \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_{b_0} (T_w - T_b) / x_{st} \rho_L} .$$

В нелинейном анализе колебаний следует учитывать поверхностное натяжение и для кипения воды при атмосферном давлении и  $T_b = 373$  К,  $T_w = 383$  К амплитуда волны в размерном виде определяется формулой

$$A = \pi^2 h \left( \lambda_v \frac{T_w - T_b}{a_s \rho_b i_b h} \right)^{3/10} \sqrt{2\sigma / h^2 g_f \rho_L} < \langle x_b(z) \rangle . \quad (6)$$

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован частный режим пленочного кипения на плоской вертикальной поверхности, особенностью которого является постоянное истечение пара в окружающую среду и постоянство толщины слоя жидкости. Паровой пленки состоит из стационарной части и волн, распространяющихся по фазовой поверхности. Исследован специальный режим, для которого методом многомасштабных асимптотических разложений построены решения гидродинамических уравнений. Найдена форма фазовой границы, изменяющейся по высоте бассейна, позволяет рассчитать характеристики теплообмена, включая средние значения коэффициента теплоотдачи и числа Нуссельта.

В линейном и нелинейном приближениях исследована устойчивость стационарной конфигурации границы пар-жидкость. Показано, что вдоль грани-

цы распространяются волны, которые отличаются от гравитационно-капиллярных волн и аналогичны волнам, исследованным в работе [8]. Из решения нелинейной задачи найдены амплитуда распространяющейся волны. Подчеркнем, что для диагностики частоты и амплитуды колебаний требуются диагностика высокого уровня и точности. Полученное решение позволяет рассчитать характеристики теплообмена.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Капица П.Л. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости. I. Свободное течение. // ЖЭТФ. 1949. Т. 18. С. 3-18
2. Капица П.Л., Капица С.П. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости. II. Течение в соприкосновении с потоком газа и теплопередача. // ЖЭТФ. 1949. Т. 19. С. 105-120.
3. Nuselt W. Die Oberfluchenkondensation des Wasserdampfes. VDI Z 1916. N 27 Teil 1. S. 541-546; N 28 Teil 2. ss. 569-576;
4. Bromley L.A. Heat transfer in stable film boiling. University of California. Radiation Laboratory. 1948. P. 1- 38.
5. Шкадов В.Я. Волновые течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести. // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 1967. № 1.С. 43-51.
6. Накоряков В.Е., Покусаев В.Г., Шрейбер И.Р. Волновая динамика газ- и парожидкостных средах. М.: Энергоатомиздат. 1990. 248 с.
7. Синкевич О.А. Паровая пленка на плоской горячей вертикальной поверхности. // ТВТ. 2021. Т.59, № 1, С. 86–99.
8. Синкевич О.А. Волны на поверхности кипящей жидкости при различных стратификациях сред. // ЖЭТФ. 2015. Т. 148. Вып. 2(8). С. 169-385.
9. Petukhov B.S., Kovalev A.K., Zukov V.M., Kuzma-Kitcha Yu. A. Investigation of a Mechanism of Heat Transfer and Film Boiling of Liquid. // Proc. 5<sup>th</sup> Int. Heat Transfer Conf. Tokio. 1974. V. 4. P. 96.
10. Vinogradov D.A., Ivochkin Y.P., Kubrikov K.G., Sinkevich O.A., and Teplyakov I.O. Study of the features of behavior of overheated liquid-metal drops in gas media, water and electromagnetic field of the inductor. // JPCS.1359 (2019) 012037.



## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ЭВОЛЮЦИИ КЛАСТЕРОВ ПУЗЫРЬКОВ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ВСКИПАНИИ НЕДОГРЕТОЙ ВОДЫ НА ТЕХНИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из важнейших характеристик эффективной работы технических устройств является возможность отведения большого количества теплоты через единицу площади поверхности. Ограниченные возможности конвективного переноса тепла обычно дополняются использованием увеличенного температурного напора путем снижения температуры приемника теплоты, в роли которого зачастую выступает жидкость, а также использованием двухфазного агрегатного состояния охладителя. Одним из наиболее распространенных способов реализации последнего является создание условий для протекания пузырькового кипения на металлической поверхности. Для этого режима кипения ключевыми параметрами, определяющими интенсивность передачи теплоты, являются плотность центров парообразования  $N_n$ , максимальный размер пузырьков  $D$  и частота нуклеации  $f$ . Увеличение каждого из этих параметров способно существенно увеличить значение удельного теплового потока вплоть до наступления условий выхода из пузырькового режима. Поиску зависимостей, позволяющих предсказать значение этих параметров, а также величины удельного теплового потока посвящено огромное количество работ, однако окончательно сложившегося подхода к настоящему моменту так и нет.

Поверхностное пузырьковое кипение неразрывно связано с существованием неровностей, а именно – впадин, как было показано в известной работе [1]. На достаточно большом участке технической поверхности присутствует широкий спектр шероховатостей, поэтому размеры пузырей, присутствующих на поверхности, могут также различаться. Важным следствием этого является необходимость выбора некоторого обобщения размеров пузыря, т.к. величина удельного теплового потока неразрывна связана с характеристиками пузырькового кипения. Важнейшими характеристиками развивающегося пузырькового кипения также являются продолжительность основных этапов их эволюции – время жизни, роста и время релаксации. Все эти характеристики обладают вариабельностью, что особенно ярко проявляется при нестационарных процессах.

Можно выделить три основных способа к решению в сложившейся ситуации. Первый подход связан с интегральным способом определения теплового потока [2]. Второй представляет собой

различные варианты энергетического анализа [3,4]. Наименее полезный с теоретической точки зрения подход представляет собой обобщение эмпирических сведений зачастую в виде степенной зависимости для перегрева стенки или теплового потока [5,6].

В настоящей работе экспериментально исследуются характеристики пузырькового кипения в условиях нестационарного теплового потока с привлечением средств визуальной диагностики при достаточно высоких темпоральных и пространственных разрешающих способностях. Использование высокой детализации необходимо для оценки справедливости соотнесения характеристик наиболее крупных пузырей с величиной удельного теплового потока.

### 2. МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследования динамики развития кластеров из пузырьков пара проводилось по данным скоростной видеосъемки с частотой 100000 кадров в секунду и пространственным разрешением 45,5 мкм/пикс. при абсолютном давлении 0,16 МПа, начальной температуре нагревателя и температуре потока воды 30°C и средней скорости потока равной 0,48 м/с. Ранее представленная авторами численная модель [7] позволяет выполнить численный расчёт поля температур в нагревателе и потоке жидкости как в режиме конвективного теплообмена, так и при пузырьковом кипении. По данным расчёта, температура стенки достигает температуры насыщения (113,3°C) через 37,2 мс от начала нагрева. При этом тепловой поток от стенки был равен 0,84 МВт/м<sup>2</sup>, тепловое выделение в пересчете на единицу поверхности нагревателя превышало 8,8 МВт/м<sup>2</sup>, в результате чего температура стенки росла со скоростью около 2300 К/с. Таким образом, в эксперименте реализовывался режим нестационарного кипения недогретой жидкости в кольцевом канале.

По данным видеосъемки, первые пузырьки размером до 0,3 мм появляются через 51,3 мс после начала нагрева, когда, по данным численной модели, перегрев поверхности составлял  $\Delta T_{\text{ОНВ}}=32,6$  К. На рис. 1 представлен массив данных по временам роста и релаксации для примерно 20 центров нуклеации. Хотя для каждого отдельного центра нуклеации максимальный размер и время роста достигаются при первой или второй активации, а в дальнейшем уменьшаются, для всех центров нуклеации в целом, наблюдается увеличение максимального размера и времени роста пузырька,

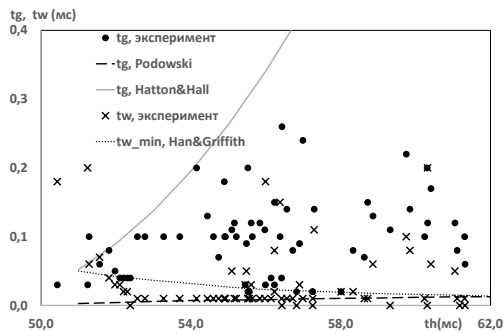


Рис. 1 Сравнение экспериментальных и расчетных времени роста и релаксации пузырька в зависимости от времени от начала нагрева.

поскольку «включаются» центры с большими размерами впадин. Для новых центров время релаксации сопоставимо с временем роста. При повторной наблюдении тенденция к уменьшению времени ожидания до значений меньших 10 мкс. Экспериментальные значения времени роста лежат между расчетными кривыми по моделям Подовски [8] и Хаттона и Холла [4], а экспериментальные значения времени релаксации примерно соответствуют расчетным по формуле из [3] минимального времени релаксации.

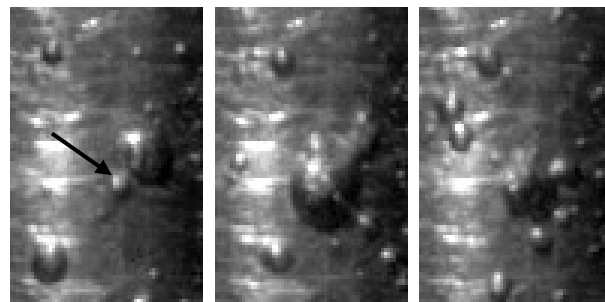
Примерно через 3 мс после появления одиночных пузырьков, появляются группы пузырьков с расстоянием между границами менее 0,5 мм с видимым взаимодействием, которое заключается в одновременном росте одного пузырька и уменьшением другого. Довольно часто такое «перетекание» паровой фазы охватывает три и более пузырька размером 0,4–1,0 мм, которые возникают по очереди и располагаются в форме «цепочки».

На рис. 2 показано формирование другого типа кластера из крупных пузырьков. На 64,72 мс от начала нагрева появился новый пузырек (рис 2(а)), который быстро превзошёл по размеру всех соседей (рис 2 (б)) и достиг размера 1,5 мм. По достижении максимального размера, он стал стремительно уменьшаться, оставляя за своими отстающими границами следовые пузырьки. При этом образовался характерный кластер в форме «цветка» (рис 2 (в)). Кластеры типа «цепочка» или «цветок» появляется однократно в данной локации, время жизни «цепочки» около 1,0 мс, «цветка» – 0,2 мс. Наблюдается также формирование длительно, до 2–3 мс, живущих кластеров типа «котел» из очень активно взаимодействующих между собой пузырьков неправильной формы, образовавшихся при распаде более крупного пузырька.

После 15–20 мс пузырькового кипения рост максимального размера пузырьков прекращается. Происходит заполнение поверхности мелкими пузырьками размером до 0,1 мм, среди которых появляются отдельные пузырьки диаметром до 0,4 мм.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов эксперимента показал, что при построении моделей теплоотдачи при кипении



(а) 64,72 мс (б) 64,86 мс (в) 65,02 мс

Рис.2 Появление кластера пузырьков типа «цветок». Размер кадра 3×4 мм. Времена указаны от начала нагрева.

необходимо учитывать влияние расположенных рядом центров нуклеации и вызванных предшествующими актами парообразования возмущений поля скоростей и температур на эволюцию отдельных пузырьков. В результате этого влияния, средний размер пузырьков и время их жизни существенно уменьшается, а число активных центров нуклеации возрастает. При расчёте теплового потока важно учитывать, что передача паровой фазы между пузырьками хотя и продляет жизнь образуемых ими кластеров, но не сопровождается дополнительным отводом теплоты с поверхности нагревателя.

Работа выполнена при поддержке РФФ проект №22-19-00092.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hsu Y. Y. On the size range of active nucleation cavities on a heating surface // J. Heat Transfer. 1962. Т. 84. № 3. С. 207–213.
2. Лабунцов Д. А., Ягов В. В. Об условия отрыва паровых пузырьков при кипении в области низких приведенных давлений // Теплофизика высоких температур. 1988. Т. 26. № 6. С. 1233–1236.
3. Han C. Y., Griffith P. The mechanism of heat transfer in nuclear pool boiling – Part I. Bubble initiation, growth and departure // Int. J. Heat Mass Transf. 1965. Т. 8. С. 887–904.
4. Hatton A. P., Hall I. S. Photographic study of boiling on prepared surfaces // Third International Heat Transfer Conference. August 7–12, Chicago, Illinois, USA: , 1966.
5. Basu N., Warriar G. R., Dhir V. K. Wall heat flux partitioning during subcooled flow boiling: Part1– model development // J. Heat Transf. 2005. Т. 127. С. 131–139.
6. Situ R. и др. Bubble departure frequency in forced convective subcooled boiling // Int. J. Heat Mass Transf. 2008. Т. 51. № 25–26. С. 6268–6282.
7. Levin A. A., Khan P. V. Characteristics of nucleate boiling under conditions of pulsed heat release at the heater surface // Appl. Therm. Eng. 2019. Т. 149. С. 1215–1222.
8. Podowski R.M. et al. A mechanistic model of the ebullition cycle in forced convection subcooled boiling, in: Eight // Eight International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics. 1997. P. 1535–1542

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕЖИМНЫХ ПАРАМЕТРОВ СТАЦИОНАРНОГО КИПЕНИЯ He-II

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На кафедре низких температур НИУ МЭИ проходят эксперименты по исследованию процессов тепло и массопереноса при кипении сверхтекучего гелия в стесненных условиях. Особое внимание уделено динамике межфазной поверхности He-II.

Целью настоящей работы является обработка результатов экспериментов с определением временного промежутка существования долгоживущей тонкой плёнки и соответствующие ей режимные параметры: температура нагревателя, давление паров в криостате и соответствующую температуру жидкости, удельный тепловой поток и уровень погружения в жидкость. Для обобщения результатов определяются области возникновения этого режима кипения.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЯЧЕЙКА

Экспериментальная ячейка представляет собой пронизываемый стальной цилиндр с размещенной внутри пористой структурой, которая представляет собой тканую металлическую сетку суммарной толщиной 7,5 мм, намотанную в несколько слоев в виде трубки с радиусом внутренней свободной полости 13,8 мм. Торцевые крышки выполнены из оргстекла толщиной 1 мм для наблюдения за ходом эксперимента. На оси оболочки расположен цилиндрический нагреватель, крепящийся на Г-образном металлическом держателе, вставляющийся внутрь оболочки (рис. 1).

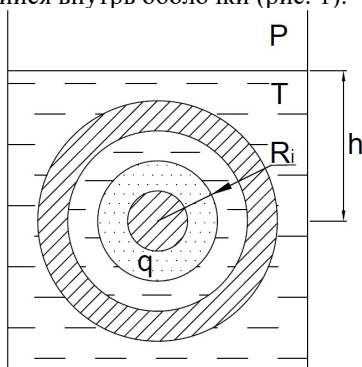


Рис. 1. Схема экспериментальной ячейки

На данной схеме  $P$  - давление пара над зеркалом жидкости;  $R_i$  - радиус паровой плёнки вокруг нагревателя;  $q$  - тепловой поток с нагревателя;  $T$  - температура жидкости, соответствующая по линии насыщения давлению пара  $P$ ;  $h$  - глубина погружения экспериментальной ячейки.

Нагревательный элемент выполнен в виде намотанной спирали внутри медного цилиндра диаметром 3 мм и длиной 30 мм, и находится

внутри цилиндрической пористой структуры.

Схема установки, подробное описание ячейки и конструкционные особенности см. [1-3].

### 3. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

#### 3.1. Определение существования тонкой стационарной плёнки

Каждая видеозапись анализируется путём просмотра и нахождения интервалов времени, где присутствует тонкая плёнка. Далее видеозапись загружается в программу для видеобработки. Проводится смещение центра видео на ось нагревателя и последующее кадрирование интересующей области с паровой пленкой. В видеоредакторе также настраивается яркость и контрастность видео, что помогает при определении положения межфазной поверхности. На выходе получается обрезанное видео. Следующий этап - раскадровка. Эта операция позволяет каждый кадр из видео сохранить как отдельное изображение с присвоенным ему номером. Запись эксперимента ведется на камеру, которая записывает видео со скоростью 30 кадров в секунду.

Далее изображения обрабатываются, и находятся номера интересующих кадров. Они загружаются в отдельную программу, с помощью которой определяется диаметр паровой плёнки. Для этого, перед началом работы необходимо задать референсный размер. В роли референсного размера выступает известный диаметр нагревателя (3 мм). По изображению размер вычисляется в пикселях, таким образом, получается соотношение миллиметров к пикселям, что позволяет проводить измерения в размерных величинах. Диаметр фиксируется с помощью встроенного в программу трафарета в виде набора точек, которые представляют собой замкнутый контур в виде окружности. Этот контур имеет в себе 8 точек, перемещая которые, можно полностью повторить форму паровой плёнки. В программе вычисляется площадь полученной фигуры и приравнивается к площади круга. Таким образом, программа на выходе имеет искомый диаметр паровой плёнки. На каждый кадр проводилось одно вычисление. Номер кадра начала и конца визуализации тонкой плёнки определяет время существования режима.

Для дальнейшего анализа экспериментальных результатов выбирается именно долгоживущая тонкая плёнка, как наиболее устойчивый квазистационарный объект, поддающийся

теоретическому анализу. За критерий отбора принимается время существования больше 0,4 сек. При обработке семи серий эксперимента, было найдено четыре из них с наличием долгоживущей плёнки. Продолжительность существования плёнки считалась как количество кадров, находящееся в промежутке от начала до конца жизни, делённое на кадровую частоту.



Рис. 2. Иллюстрация стационарного режима кипения.

На рис. 2 изображены кадры из разных серий эксперимента, где зафиксировано присутствие долгоживущей тонкой плёнки. Стационарный режим представляет собой тонкую плёнку, расположенную вблизи нагревателя, без каких-либо видимых изменений межфазной поверхности в течение продолжительного времени.

Температура определяется с помощью ТВО - резисторов, расположенных непосредственно на нагревателе, внутри пористой структуры и в свободном объеме жидкости, давление определяется на основании показаний емкостного датчика давления «Баратрон». Источник постоянного тока имеет функцию регулировки напряжения, подаваемого на нагревательный элемент. Во время проведения эксперимента источник, подключенный к компьютеру, записывает данные в файл. Данные с датчиков и источника постоянного тока записываются в отдельные файлы, и для обработки проводится синхронизация видео с показаниями датчиков и последовательностью проведения эксперимента, записанной в виде звуковой и текстовой информации.

#### 4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

По полученным данным построена область существования кипения с тонкой плёнкой в зависимости от термодинамических параметров. Эксперименты показали, что тонкая пленка существует при определенном соотношении давления  $P$ , температуры нагревателя  $T_w$ , теплового потока  $q$  и глубины погружения  $h$ . На рис. 3-4 нанесены точки существования этой пленки при различных тепловых нагрузках  $q$ . Нанесенные таким образом данные аппроксимированы прямой линией (сплошная линия на рис. 3-4). Пунктирные линии показывают максимальное отклонение экспериментальных данных от прямой. В областях слева и справа от выделенной области в проведенных экспериментах не фиксируется наличие устойчивой паровой пленки. Используя график, можно воспроизвести режим кипения тонкой плёнки в последующих экспериментах для

изучения стационарного режима кипения гелия-II в стесненных условиях.

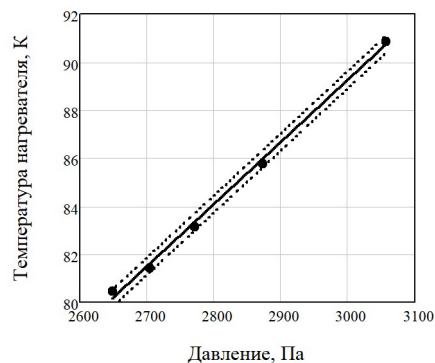


Рис. 3. Существование тонкой паровой пленки:  $q = 24,5 \text{ кВт/м}^2$  ( $h \approx 80 \text{ мм}$ ).

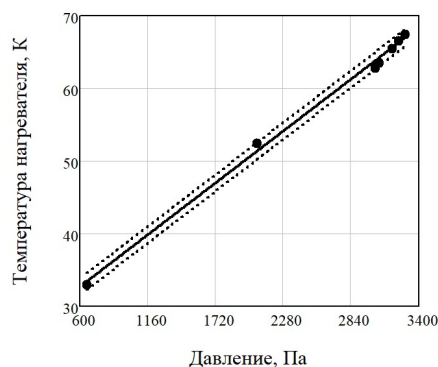


Рис. 4. Существование тонкой паровой пленки:  $q = 33,3 \text{ кВт/м}^2$  ( $h \approx 40 \pm 237 \text{ мм}$ ).

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам экспериментальных исследований He-II внутри пористой ячейки обнаружен режим гладкой коаксиальной цилиндрической тонкой плёнки. На основании видеозаписи экспериментов выделены участки существования тонкой плёнки с длительностью больше 0,4 сек. В результате анализа показаний датчиков определены соответствующие параметры и построены диаграммы, которые определяют область существования устойчивой тонкой паровой плёнки.

Работа выполнена при поддержке Российского научного Фонда (проект №19-19-00321).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крюков А.П., Королев П.В., Пузина Ю.Ю. Экспериментальное исследование кипения He-II внутри пористого тела. // Прикладная механика и техническая физика, 2017, №4. С. 126-134.
2. Королев П.В., Крюков А.П., Пузина Ю.Ю. Конструкция экспериментальной ячейки для исследования кипения гелия-II в условиях невесомости. // Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ, 2012. – Т. 130, №.5 С.43-50.
3. Korolyov P. V., Puzina Yu. Yu. Experimental Study of Superfluid Helium Boiling on a Cylindrical Heater within the Porous Shell //IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 891 (2017) 012018

## СДВИГ КРИЗИСА ТЕПЛООБМЕНА ЗА СЧЕТ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТЕЙ СУБМИКРОННОЙ КЕРАМИКИ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

При помещении капли жидкости на поверхность, разогретую до температуры выше температуры насыщения жидкости, капля испарится за очень короткий промежуток времени за счет интенсивного пузырькового кипения [1, 2]. С дальнейшим ростом температуры и теплового потока (при достижении критического теплового потока) вблизи поверхности под каплей формируется паровой изоляционный слой. Капля левитирует над поверхностью, т.е. находится в состоянии Лейденфроста [3]. Стабильный паровой слой снижает интенсивность теплообмена, тепловой поток принимает минимальные значения при температуре, называемой температурой Лейденфроста.

Возникновение эффекта Лейденфроста крайне нежелательно в различных технологических процессах, например, спрейное охлаждение нагретых поверхностей. Поэтому актуальным представляется установление возможности сдвига возникновения эффекта Лейденфроста в область более высоких температур. В работе представлены результаты экспериментальных исследований кризиса теплообмена на поверхностях субмикронной карбидокремниевой керамики, модифицированных лазерным излучением. Использованный материал является перспективным конструкционным материалом теплопередающих устройств.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В экспериментах использовались две группы образцов субмикронной карбидокремниевой керамики. У образцов первой группы поверхности полировались алмазосодержащими материалами, у второй группы – последовательно обрабатывались шлифовкой, полировкой и лазерным излучением.

Лазерное текстурирование поверхностей керамики проводилось иттербиевым наносекундным импульсным волоконным лазером IPG-Photonics в составе лазерной установки МиниМаркер-2 с длиной волны 1064 нм в воздушной среде. Выбраны следующие параметры обработки: длительность 200 нс, частота 20 кГц, средняя мощность установки 20 Вт, энергия в импульсе 1 мДж, скорость перемещения луча 200 мм/с и количество линий прохода 60 на 1 мм. Текстура на поверхности сформирована в условиях двукратного прохождения луча.

Морфология и текстура поверхностей исследованы на сканирующем электронном микроскопе Hitachi S-3400N и 3D профилометре.

Перед проведением экспериментов по исследованию кризиса теплообмена определялись свойства

смачивания двух групп образцов с использованием теневого метода. Капля воды объемом 10 мкл размещалась на поверхности образца. С использованием источника света и фотокамеры получены теневые изображения капли [4], которые обрабатывались в программном обеспечении Drop Shape Analysis. Определялись геометрические параметры капель. Погрешность не превышала 5%.

Кризис теплообмена исследовался на установке, состоящей из нагревательного элемента (керамическая плита) и системы для реализации теневого оптического метода. Капля дистиллированной воды объемом 15 мкл помещалась дозатором на разогретую поверхность образца. Температуры под поверхностью образца и на поверхности регистрировались термопарами хромель-алюмель (погрешность  $\pm 0,1$  °C). Полученные теневые изображения обрабатывались в программном обеспечении: определялись основные геометрические характеристики капли, полное время испарения (время жизни капли).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Известно, что на возникновение эффекта Лейденфроста влияют как свойства жидкости, так и твердой поверхности [5]. Среди свойств, характеризующих состояние поверхности, наиболее значимыми являются свойства смачивания и текстура.

На рис. 1 представлены значения контактных углов двух групп образцов карбидокремниевой керамики, характеризующие свойства смачивания. Образец № 1 соответствует обработке шлифовкой и полировкой, Образец № 2 – обработке лазерным излучением.

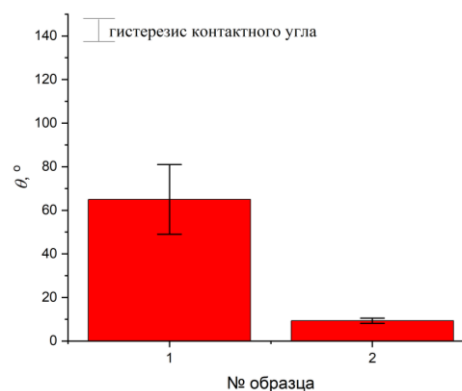


Рис. 1. Статический контактный угол, измеренный на поверхностях субмикронной карбидокремниевой керамики после обработки.

Из рис. 1 видно, что керамика после обработки шлифовкой и полировкой проявляла гидрофильные



свойства. Лазерное излучение привело к улучшению свойств смачивания и уменьшению гистерезиса контактного угла. Шероховатость полированной поверхности оценена параметром  $Sa=4,75$  мкм. Лазерная обработка привела к уменьшению шероховатости –  $Sa=1,85$  мкм. Однако, согласно уравнению Венцеля улучшение гидрофильных свойств связано с ростом шероховатости. Таким образом, причиной изменения смачивания является не шероховатость поверхности, а увеличение поверхностной энергии после лазерного текстурирования за счет образования оксидов.

Кризис теплообмена регистрировался по величине контактного угла, образованного каплей и поверхностью нагрева, по времени испарения (жизни) капли и по наличию парового слоя между каплей и поверхностью.

На рис. 2 представлена зависимость времени испарения от температуры поверхности нагрева.

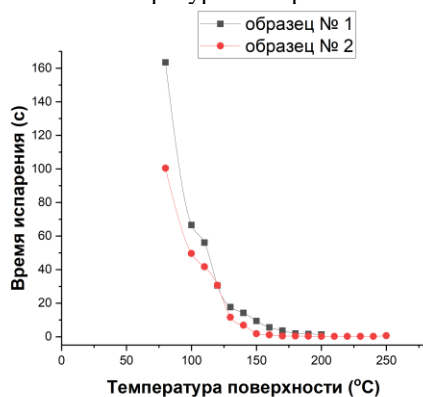


Рис. 2. Зависимость времени испарения капли воды объемом 15 мкл от температуры поверхности керамики.

Из рис. 2 видно, что время испарения снижается с ростом температуры поверхности. На поверхности, обработанной лазерным излучением, капля испаряется быстрее. Это связано с хорошими гидрофильными свойствами этих образцов, вследствие чего увеличивается площадь контакта «нагретая поверхность/капля». Также установлено, что эффект Лейденфроста реализуется на полированных образцах (№1) при температуре 200 °С. При более высоких температурах измерить время жизни капли технически сложно из-за ее подвижности вследствие левитации над разогретой поверхностью. На поверхностях, обработанных лазерным излучением, кризис теплообмена наступает позже, при температуре поверхности 250 °С.

Теневые изображения левитирующих капель воды объемом 15 мкл над поверхностями керамики, обработанными полировкой и лазерным излучением, представлены на рис. 3.

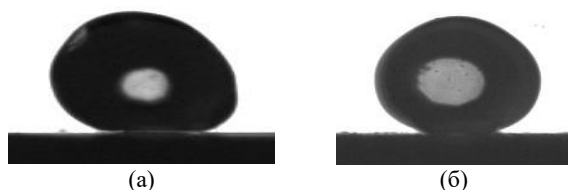


Рис. 3. Теневые изображения капель воды в состоянии Лейденфроста на поверхностях керамики: (а) №1, (б) №2.

Теневые изображения получены при температурах Лейденфроста 200 °С и 250 °С, соответственно, на полированных и обработанных лазером поверхностях.

Полученный сдвиг возникновения кризиса теплообмена можно объяснить несколькими факторами. Лазерная обработка поверхностей приводит не только к изменению текстуры, но и к изменению химического состава поверхности. Эти два фактора определяют свойства смачивания, которые также меняются после обработки лазерным излучением поверхности. Таким образом, поверхности, характеризующиеся лучшими гидрофильными свойствами, более высокой поверхностной энергией, показывают более высокую температуру Лейденфроста.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены эксперименты по установлению возможности сдвига возникновения кризиса теплообмена на поверхностях нагрева за счет их модификации лазерным излучением. Поверхности изготовлены из перспективного конструкционного материала теплопередающих устройств – карбидокремниевой керамики. Установлено, что модификация поверхностей наносекундным лазерным излучением позволяет на 50 °С сдвинуть кризис теплообмена (реализацию эффекта Лейденфроста). Дальнейшие исследования будут посвящены изучению влияния шероховатости, свойств смачивания, химического состава поверхностей, условий формирования текстуры и параметров лазерного излучения на возникновение кризиса теплообмена.

*Работа поддержана РФФ (грант № 21-73-10245).*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Shi M., Das R., Arunachalam A., and Mishra H.** Suppression of Leidenfrost effect on superhydrophobic surfaces // *Phys. Fluids*. 2021. V. 33. 122104.
2. **Kruse C., Anderson T., Wilson C., Zuhlke C., Alexander D., Godos G., and Ndao S.** Extraordinary shifts of the Leidenfrost temperature from multiscale micro/nanostructured surfaces // *Langmuir*. 2013. V. 29. P. 9798–9806.
3. **Кутателадзе СС, Накоряков В. Е.** Теплообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука, 1984. 301 с.
4. **Feoktistov D.V., Kuznetsov G.V., Sivkov A.A., Ivashutenko A.A., Nikitin D.S., Shanenkov I.I., Abdelmagid A.M., and Orlova E.G.** Expanding the scope of SiC ceramics through its surface modification by different methods // *Surf. Coat. Technol.* 2022. V. 435. 128263.
5. **Bernardin J., Mudawar I.** The Leidenfrost point: experimental study and assessment of existing models // *Transactions-American Society of Mechanical Engineers Journal of Heat Transfer*. 1999. V. 121. P. 894–903.



## СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МИКРОКАНАЛЬНЫХ И МИКРОСТРУЙНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ ТЕПЛОНАПРЯЖЕННОГО ОБОРУДОВАНИЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Повышение плотности теплового потока в элементах энергетического и электронного оборудования обуславливает необходимость поиска эффективных способов отвода высоких тепловых потоков от локальных источников тепла. Тепловые потоки для компьютерных микропроцессоров уже сейчас превышают  $100 \text{ Вт/см}^2$  [1], а для лазеров, СВЧ устройств и радаров они могут значительно превышать это значение. В этих условиях традиционные методы воздушного охлаждения становятся малоэффективными. Применительно к малогабаритным теплогенерирующим устройствам, двухфазные микроканальные системы охлаждения способны отводить высокие тепловые потоки при малых массовых расходах и перепадах давления, особенно при кипении недогретой жидкости [1].

Известно, что применение микроканальных систем охлаждения ограничено возникновением преждевременного кризиса кипения [2]. Поэтому поиску путей увеличения критического теплового потока в последнее время уделяется повышенное внимание. Среди процессов, приводящих к преждевременному кризису кипения, выделяется выход пара из микроканалов при возникновении пузырькового кипения [1, 2]. Использование гибридных систем охлаждения, сочетающих в себе преимущества микроканалов и затопленных натекающих микроструй, позволяет исключить возникновение преждевременного кризиса кипения и дает возможность отводить более высокие тепловые потоки [3].

Целью данной работы является исследование процессов теплообмена при недогретом кипении дистиллированной воды в щелевых сегментированных микроканалах и затопленных натекающих микроструях, а также сравнение их тепловой эффективности в данных условиях. Эксперименты проводились для горизонтальных сегментированных микроканалов с сечением  $340 \times 2000 \text{ мкм}^2$ , выполненных в верхней части медной мишени, и при микроструйном охлаждении медной мишени в канале с зазором  $1000 \text{ мкм}$ .

### 2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Эксперименты проводились при постоянном расходе жидкости, который задавался насосом Seko Spring PS1 через демпфер пульсаций и измерялся регулятором расхода LIQUI-FLOW L30. На выходе системы охлаждения поддерживалось атмосферное давление. Рабочий участок для исследования тепло-

обмена при недогретом кипении воды в сегментированном щелевом микроканале в условиях

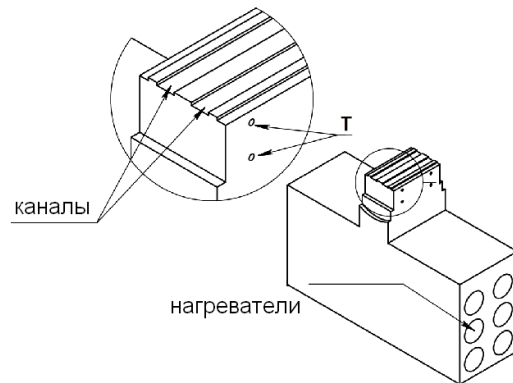


Рис. 1. Схема экспериментального участка с микроканалами.

вынужденной конвекции показан на рис. 1. Медный блок с двумя микроканалами длиной  $16 \text{ мм}$ , шириной  $2 \text{ мм}$  и глубиной  $340 \text{ мкм}$ , разделенными перегородкой шириной  $2 \text{ мм}$ , закрыт верхней крышкой из полированной нержавеющей стали. Микроканалы изготовлены фрезерованием верхней поверхности медного блока (мишени), и были покрыты защитным слоем никеля толщиной  $2 \text{ мкм}$ . На внутреннюю поверхность микроканалов нанесено наноструктурированное покрытие  $\text{SiO}_2$  толщиной  $20 \text{ мкм}$  с помощью электрохимической обработки. Среднеквадратическая шероховатость поверхности, определенная по измерениям на интерференционном профилометре, составила  $2.2 \text{ мкм}$ . Входная и выходная распределительные камеры диаметром  $8 \text{ мм}$  и длиной  $6 \text{ мм}$  были теплоизолированы от медного блока паронитовыми прокладками. Большое отношение сечения распределительной камеры к проходному сечению каналов позволяет создать условия для полной конденсации пара, выбрасываемого из микроканалов в камеру при возникновении пузырькового кипения.

Тепловой поток к основанию микроканалов поступает от нагревательных элементов, показанных на рис. 1. В медном блоке на расстоянии  $3 \text{ мм}$  и  $13 \text{ мм}$  от входного отверстия расположены четыре термопары диаметром  $0.5 \text{ мм}$ , измеряющие температуру на глубине  $1.2 \text{ мм}$  и  $5 \text{ мм}$  от внутренней поверхности каналов. Калибровку термопар проводили с использованием платинового термометра сопротивления в диапазоне температур от  $16$  до  $340 \text{ }^\circ\text{C}$ , погрешность измерения температуры составила  $0.2 \text{ }^\circ\text{C}$ . Измерения температуры потока и давления проводились во входной и выходной камерах.

Средняя плотность теплового потока в основании микроканалов и средняя температура стенки микроканалов определялись по измеренным градиентам температуры в медном блоке с учетом зависимости теплопроводности меди от температуры. Средний тепловой поток на внутренней стенке микроканалов определяется с учетом отношения площади основания медного блока к внутренней площади микроканалов. Измеренное отличие количества тепла, выделяемого элементами с учетом теплотерь, и тепла, передаваемого потоку, не превышает 4 %.

Экспериментальный участок для изучения теплообмена при микроструйном охлаждении теплонапряженной мишени в щелевом канале показан на рис. 2. В ходе экспериментов осесимметричное охлаждение теплонагруженной круглой мишени диаметром 1 см осуществляется шестью микроструями диаметром 327 мкм. Зазор микроканала между соплами и охлаждаемой поверхностью

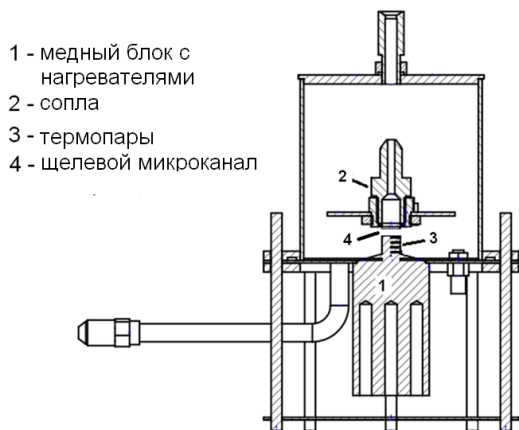


Рис. 2. Схема экспериментального участка с натекающими микроструями.

регулируется и в проведенной серии экспериментов изменялся от 600 до 1000 мкм. В качестве теплонапряженной мишени использовалась отполированная до зеркального блеска верхняя поверхность медного блока. По длине медного блока вдоль оси на расстоянии 1, 3, 5.3, 7.2 мм от его верхней поверхности установлены четыре термопары К-типа диаметром 0.5 мм. В расширенном основании медного цилиндра размещались нагревательные элементы и изолированная термопара.

### 3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 приведены экспериментальные данные по зависимости теплового потока, отводимого с внутренней поверхности сегментированных микроканалов, от температуры внутренней стенки каналов (кривая кипения). Эксперименты проводились при температуре воды на входе 25 °С для двух массовых скоростей 330 и 500 кг/м<sup>2</sup>с. Стрелками на рис. 3 показаны критические тепловые потоки в данных условиях. Сплошной линией на рисунке показан расчет кривой кипения для кипения насыщенной воды в условиях большого объема согласно [4]. Штриховой линией показан расчет однофазной

конвекции при развитии ламинарного течения в условиях трехстороннего нагрева [5] для массового

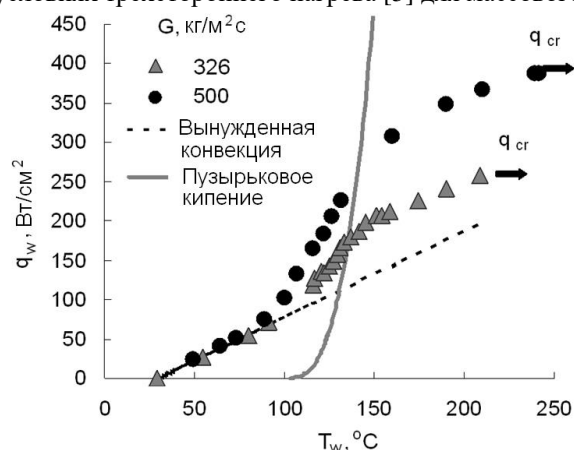


Рис. 3. Зависимость теплового потока от температуры стенки при кипении в условиях вынужденной конвекции в сегментированных микроканалах.

расхода 326 кг/м<sup>2</sup>с. Учитывая, что соотношение сторон используемого в экспериментах микроканала равно 5.88, расчет температуры стенки был проведен с использованием корреляций для среднего числа Нуссельта при термически развивающемся течении между параллельными пластинами:

$$Nu_m = \begin{cases} 2.236 \cdot x^{*-1/3} + 0.9 & 0.001 < x^* \leq 0.01 \\ 8.235 + 0.0364/x^* & x^* > 0.01 \end{cases} \quad (1)$$

Как видно, если температура стенки меньше температуры насыщения, расчет температуры стенки при заданном тепловом потоке хорошо соответствуют экспериментальным данным. При недогретом кипении, когда температура стенки превышает температуру насыщения, увеличение массовой скорости приводит к интенсификации теплообмена. Пузырьковое кипение возникает при температуре стенки, меньшей, чем расчет по [4], так как внутренняя поверхность микроканалов покрыта слоем никеля с наночастицами SiO<sub>2</sub>. При увеличении теплового потока наблюдается ухудшение теплоотдачи по сравнению с кипением в большом объеме, что свидетельствует о подавлении пузырькового кипения при возникновении больших пузырей пара в микроканале.

При охлаждении поверхности затопленными натекающими микроструями недогретой воды наблюдается интенсификация теплообмена и повышение критического теплового потока за счет уменьшения объемной доли пара у стенки и уменьшения толщины теплового пограничного слоя. Установлены зависимости теплового потока от перегрева стенки для системы 6 струй диаметром 327 микрон при фиксированной скорости жидкости в струях для плавного изменения теплового потока во времени. На рис. 4 приведена зависимость теплового потока от перегрева стенки для натекания шести затопленных микроструй диаметром 327 мкм на мишень в щелевом микроканале с зазором 1000 мкм. Скорость жидкости в струе равна 6 м/с, ее температура 22 °С. Точки - экспериментальные

данные, пунктирная линия - расчет кипения в большом объеме по [6]. Эксперименты проведены при плавном увеличении теплового потока до максимального значения, соответствующего началу кризиса теплоотдачи, с последующим снижением до нуля. Установлено, что полученные кривые кипения при увеличении и уменьшении теплового потока совпадают для всех скоростей, кроме скорости 4 м/сек, при которой наблюдался кризис кипения. Для скорости жидкости в струе больше 6 м/сек, критический тепловой поток не достигался. Установлено, что увеличение скорости теплоносителя в микроструях значительно увеличивает критический тепловой поток и снижает температуру стенки.

Сплошной линией на рис. 4 приведен расчет теплового потока для недогретого кипения по модифицированному методу [7] в виде

$$h = \left( \left[ F \cdot \left( \frac{\mu_{L,W}}{\mu_{L,sub}} \right)^N h_{jet} \right]^2 + \left[ S \cdot h_{boil} \left( \frac{T_w - T_{sat}}{T_w - T_{sub}} \right) \right]^2 \right)^{1/2} \quad (2)$$

Применительно к расчету микроструйного охлаждения, факторы  $F$  и  $S=1$  для недогретого кипения,  $T_w$  – температура стенки  $T_{sat}$  – температура насыщения,  $T_{sub}$  – температура натекающей жидкости,  $h_{boil}$  – коэффициент теплоотдачи, определенный по уравнению [6],  $h_{jet}$  – коэффициент конвективной теплоотдачи при струйном охлаждении по уравнению [8]. Показатель степени  $N$  в члене, учитывающем интенсификацию конвективной теплоотдачи вследствие изменения свойств жидкости на стенке, равен -0.14 для ламинарной струи и -0.11 для турбулентной струи.

Экспериментальные данные по зависимости теплового потока от температуры стенки при охлаждении водой теплонапряженной мишени в условиях вынужденной конвекции в сегментированном щелевом микроканале показали, что микроканальный теплообменник с расширенной входной камерой и большим удлинением каналов имеет высокую эффективность отвода тепла от локальных источников

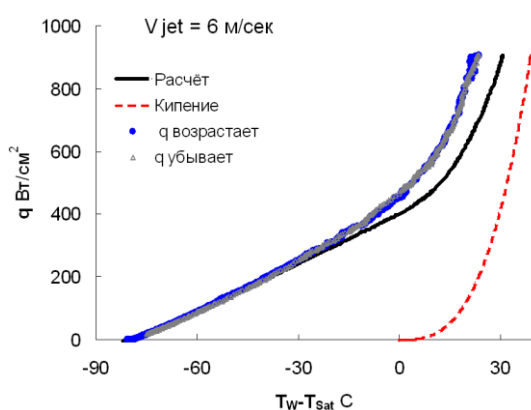


Рис. 4. Зависимость теплового потока от перегрева стенки для натекания шести затопленных микроструй диаметром 327 мкм на мишень при скорости струи 6 м/сек. Точки - экспериментальные данные, сплошная линия – расчет по (2), пунктирная линия – расчет кипения по [6].

за счет подавления преждевременного кризиса кипения. Мишени, использованные в экспериментах с микроканальным охлаждением и охлаждением затопленными натекающими микроструями, имеют примерно равную площадь охлаждаемой поверхности, около 80 мм<sup>2</sup>. Сравнение данных для охлаждения мишеней, приведенных на рис. 3 и 4, показывает, что микроканальное охлаждение водой позволяет отвести от мишени 479.3 Дж/г тепла при массовой скорости 500 кг/м<sup>2</sup>с по сравнению с 264.6 Дж/г для шести затопленных микроструй с диаметром 327 мкм при скорости жидкости 6 м/с. Это показывает более эффективное охлаждение в случае микроканалов, но при существенно более высокой температуре стенки.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты показывают высокую эффективность щелевых микроканалов для отвода больших тепловых потоков от теплонапряженного оборудования. Установлено, что увеличение размеров входной камеры и обработка поверхности мишени наночастицами SiO<sub>2</sub> препятствуют образованию сухих пятен, позволяют подавить преждевременный кризис кипения и увеличить критический тепловой поток. Получено, что использование гибридных систем охлаждения, сочетающих преимущества микроканалов и затопленных натекающих микроструй, позволяет отводить тепловые потоки больше 900 Вт/см<sup>2</sup> при существенно меньшей температуре стенки, чем при микроканальном охлаждении.

**Работа выполнена при поддержке:** Исследования выполнены в ИТ СО РАН при поддержке гранта РНФ (проект № 21-19-00626).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Mudawar I.** Recent advances in high-flux, two-phase thermal management // J. Thermal Sci. Eng. Appl. 2013. V. 5. P. 021012.
2. **Qu W. and Mudawar I.** Measurement and correlation of critical heat flux in two-phase micro-channel heat sinks // Int. J. Heat Mass Transf. 2004. V. 47. P. 2045-2059.
3. **Sung M.K. and Mudawar I.** Single-phase hybrid micro-channel/micro-jet impingement cooling // Int. J. Heat Mass Transf. 2008. V. 51. P. 4342-4352.
4. **Yagov V.V.** The main mechanism of nucleate boiling // Thermal Engineering. 2008. V. 55. P. 245-252.
5. **Shah R.K. and London A.L.** Laminar flow forced convection in ducts: a Source Book for Compact Heat Exchanger Analytical Data. Academic Press, 1978. 280 p.
6. **Кутателадзе С.С.** Теплопередача и гидравлическое сопротивление: Справочное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990. 366 с.
7. **Liu Z. and Winterton R.H.S.** A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation // International journal of heat and mass transfer. – 1991. – Т. 34. – №. 11. – С. 2759-2766.
8. **Martin H.** Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces // Advances in heat transfer. – Elsevier, 1977. – Т. 13. – С. 1-60.

## ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОГО АЗОТА НА МОДИФИЦИРОВАННЫХ РАЗЛИЧНЫМИ МЕТОДАМИ НАГРЕВАТЕЛЯХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, кипение является одним из наиболее эффективных процессов межфазного теплопереноса. По этой причине процессы кипения, например, широко используются в различных областях промышленности. Тем не менее, возрастающие мощности тепловыделения энергонапряжённых устройств и оборудования, а также снижение массогабаритных параметров теплообменных аппаратов стимулирует развитие методов повышения коэффициентов теплоотдачи и критических тепловых потоков (КТП) при кипении. На сегодняшний день наиболее популярными и эффективными методами являются пассивные методы, связанные с модификацией поверхности теплообмена. Модификация осуществляется как за счёт микроструктурирования исходной поверхности, так и за счёт создания на нагревателе различных микро-нанопористых покрытий. Несмотря на широкое разнообразие различных технологий создания функциональных поверхностей, до сих пор ведётся активный поиск наиболее оптимальных для практического использования методов модификации, а также морфологии поверхности и геометрических параметров структур при заданных режимных параметрах работы устройств.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование теплообмена и критических тепловых потоков при кипении азота в условиях большого объёма на модифицированных различными методами поверхностях, а также сравнение результатов с ранее полученными данными.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

В качестве рабочих участков использовались плоские медные и дюралюминиевые образцы. На дюралюминиевые пластины было нанесено два покрытия методом микродугового оксидирования (МДО), описание которого представлено в работе [1], при использовании различных электролитов. На рис. 1 (а) представлены фотографии сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) модифицированных данным методом участков. Как можно видеть покрытия представляют собой шероховатые поверхности с пористой структурой при этом размеры пор и их плотность существенно отличаются. Модификация медных участков осуществлялась методом аддитивной 3D-печати [2] при использовании бронзового порошка. Было

изготовлено несколько образцов с синусоидальной зависимостью профиля покрытий при варьировании основных микроструктурных параметров (толщина покрытия, расстояние между гребнями и т.д.). СЭМ фотографии одного из рабочих участков представлены на рис. 1 (б). Также в работе представлены результаты ранее проведенных опытов на цилиндрических нагревателях с капиллярно-пористыми покрытиями из бронзы, полученными методом направленного плазменного напыления [3]. Структура таких покрытий приведена на рис. 1 (в).

Для всех нагревателей в качестве рабочей жидкости использовался жидкий азот на линии насыщения при атмосферном давлении. Эксперименты на плоских участках также проводились при пониженных давлениях. Для анализа динамики парообразования визуализация кипения осуществлялась с использованием высокоскоростной видеокамеры. Подробное описание экспериментальной установки и методик представлено в работах [4, 5].

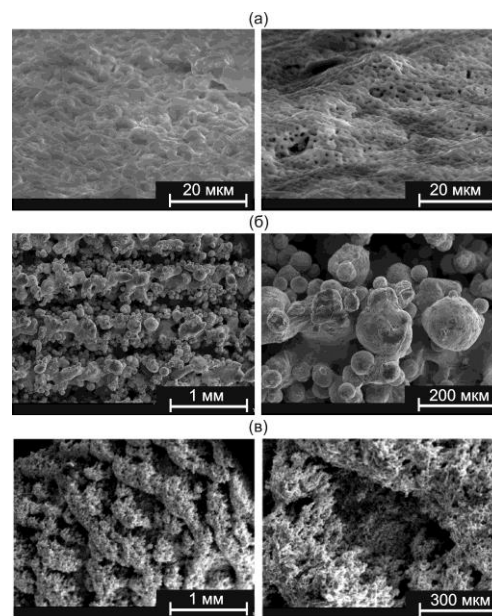


Рис. 1. СЭМ фотографии покрытий, полученных различными методами: (а) МДО; (б) 3D-печать; (в) направленное плазменное напыление.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В ходе проведения экспериментов были получены опытные данные по теплообмену и величине критического теплового потока при кипении жидкого азота в условиях стационарного тепловыделения на гладких и модифицированных

различными методами нагревателях.

Наличие МДО покрытия с высокой плотностью пор (рис. 1 (а) справа) на теплоотдающей поверхности в условиях атмосферного давления приводит к интенсификации теплообмена на 50–60 % при этом данная величина практически не меняется при изменении теплового потока вплоть до кризиса тепловыделения. Такая тенденция может быть связана с малыми размерами пор покрытия, которые активируются постепенно при достижении определенных перегревов теплоотдающей поверхности по мере увеличения теплового потока. Иная зависимость коэффициентов теплоотдачи от плотности теплового потока наблюдалась для второго МДО покрытия. Интенсификация теплообмена при атмосферном давлении вплоть до 60% по сравнению с гладким рабочим участком наблюдалась в области малых тепловых потоков и снижалась по мере увеличения мощности тепловыделения. При снижении давления (до 0.05 и 0.017 МПа) для обоих модифицированных нагревателей практически не наблюдалось изменения коэффициентов теплоотдачи относительно нагревателя без покрытия. Кроме того, для всех исследованных давлений данные модификации теплоотдающих поверхностей не приводят к существенному изменению величины критического теплового потока. Как показал качественный анализ данных видеосъемки, в области малых тепловых потоков при атмосферном давлении плотность активных центров парообразования на нагревателях с покрытиями существенно превышает аналогичную величину для гладкого участка.

Гораздо более высоких показателей интенсификации теплообмена (более чем в 3 раза) удалось достичь при использовании покрытий, полученных методом 3D-печати. Преимуществом данного метода является возможность создания как сплошных, так и пористых структур различной формы из различных материалов с хорошей адгезией и точностью построения. Как показали эксперименты интенсивность теплообмена при пузырьковом кипении азота на участках с покрытиями лежит значительно выше во всем диапазоне тепловых нагрузок вплоть до кризиса теплоотдачи на гладком нагревателе как при атмосферном давлении, так и при пониженном. В тоже время для всех участков максимальные значения интенсификации теплообмена наблюдались при малых тепловых потоках и снижались по мере увеличения мощности тепловыделения. Как показал качественный анализ полученных данных, в области малых тепловых потоков плотность активных центров парообразования на нагревателях с покрытиями существенно превышает аналогичную величину для гладкого участка, при этом кипение реализуется преимущественно в порах регулярных гребней. Увеличение коэффициентов теплоотдачи,

по-видимому, связано с увеличением эффективной площади теплообмена и плотности активных центров парообразования. Микроструктурные параметры таких покрытий играют существенную роль как на теплообмен (за счет изменения эффективной площади теплообмена), так и на критический тепловой поток. Так, для нагревателя с широкими зонами (более 1 мм) между гребнями где толщина покрытия минимальна (сопоставима с характерным размером сплавляемых друг с другом частиц порошка) критический тепловой поток совпадает с КТП гладкого образца. В данных зонах, по-видимому, в первую очередь возникают очаги локального пленочного кипения, приводящие к распространению кризиса теплоотдачи по всей теплоотдающей поверхности. В тоже время для участков с малым расстоянием между гребнями наблюдалось значительное увеличение КТП по сравнению с участком без покрытия.

Обобщение результатов ранее проведенных исследований теплообмена и критических тепловых потоков при кипении азота на цилиндрических нагревателях с капиллярно-пористыми покрытиями из бронзы, полученными методом направленного плазменного напыления, представлены в работе [5]. В данной работе показано, что микроструктурные параметры использованных покрытий существенно влияют на теплообмен и критические тепловые потоки, а также описаны особенности динамики парообразования и возможные механизмы интенсификации теплообмена при кипении на модифицированных нагревателях.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке проекта Российской Федерацией в лице Минобрнауки России (соглашение № 075-15-2020-770).*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Pecherkin N. et al.** Experimental study of heat transfer enhancement in a falling film of R21 on an array of horizontal tubes with MAO coating // *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2021. No 129. P. 105743.
2. **Bessmeltsev V. P., Pavlenko A. N. and Zhukov V. I.** Development of a technology for creating structured capillary-porous coatings by means of 3D printing for intensification of heat transfer during boiling // *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*, 2019. Vol. 55. No 6. P. 554–563.
3. **Kalita V. I. et al.** The shear strength of three-dimensional capillary-porous titanium coatings for intraosseous implants // *Materials Science and Engineering*, 2016. No 60. P. 255–259.
4. **Pavlenko A. N., Kuznetsov D. V. and Bessmeltsev V. P.** Heat Transfer Enhancement during Pool Boiling of Nitrogen on Porous Coatings Produced by Selective Laser Melting/Sintering (SLM/SLS) // *Journal of Engineering Thermophysics*, 2022. Vol. 31. No 1. P. 1–10.
5. **Kuznetsov D. V. et al.** Features of heat transfer during pool boiling of nitrogen on surfaces with capillary-porous coatings of various thicknesses // *Journal of Engineering Thermophysics*, 2020. Vol. 29. No 3. P. 375–387.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ШАРА ИЗ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ В МИНЕРАЛЬНОМ МАСЛЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс быстрого охлаждения металла представляет большой интерес, как в научном, так и в прикладном плане. Впервые процессы охлаждения металлических шаров при определенных условиях кипения были рассмотрены с целью изучения механизмов такого явления, как «паровой взрыв» [1]. В этой работе был открыт особый режим кипения - микропузырьковое кипение. Исследования показали, что интенсивность охлаждения в этом режиме на порядок выше, чем при обычном пленочном кипении насыщенной жидкости, что свидетельствует о существенном различии этих процессов. Именно поэтому изучение этой области представляет особый интерес. В настоящее время исследования весьма актуальны для анализа условий послеаварийного охлаждения активной зоны ядерного реактора. Несомненно, что развитие качественной теории, описывающей эти процессы, позволит управлять технологиями закалки металлических изделий.

В данной работе представлены новые экспериментальные результаты по охлаждению высокотемпературного шара из нержавеющей стали в минеральном масле. Цель этой работы заключалась в количественной оценке полученных термограмм охлаждения (зависимостей температуры от времени), которые необходимы для дальнейшего анализа процесса

### 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты по охлаждению проводились на установке, схема и описание которой были представлены в работе [2]. Эксперименты по закалке стального шара диаметром 30 мм в минеральном масле были выполнены при атмосферном давлении в диапазоне температур от +20 до +40°C.

Опытный образец нагревался до заданной температуры, после чего погружался в объем с охлаждающей жидкостью. Во время охлаждения сигнал от термопары, заделанной в шаре, поступал на персональный компьютер, где в программе LabView строилась зависимость температуры от времени.

Первичным результатом экспериментов являлась термограмма, зависимость показаний термопар от времени. Конечной целью исследований, является получение значений коэффициента теплоотдачи (КТО) и плотностей теплового потока.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В данном разделе приведены результаты качественных экспериментов по охлаждению металлического образца в объеме минерального масла Т16 и Т26. Это специальная серия масел, используемых в качестве рабочей среды в процессах термической обработки металлов, где технологией предусмотрено применение масел с высоким уровнем эксплуатационных свойств.

Начальная температура рабочего участка, непосредственно перед погружением составляла приблизительно 750°C.

На рисунке 1 представлено сравнение термограмм охлаждения стального шара в масле марки Т16

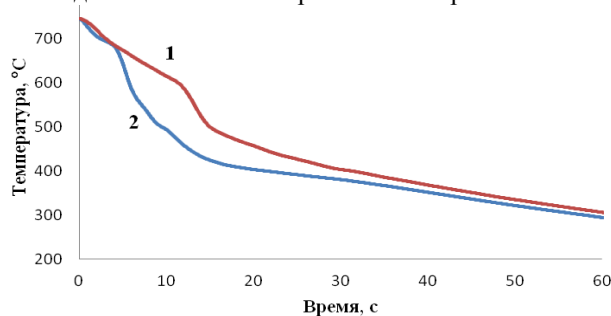


Рисунок 1. Сравнение термограмм охлаждения стального шара в масле при температурах жидкости  $T_{лиқ}=20^{\circ}\text{C}$  (кривая 1) и  $T_{лиқ}=30^{\circ}\text{C}$  (кривая 2). Температурная кривая соответствует температуре поверхности ( $90^{\circ}$ ).

Из рисунка 1 видно, что закалка в масле с большей температурой проходит более интенсивно. Связано это с более ранним переходом к интенсивному режиму охлаждения. В данном случае, качественно результат можно объяснить следующим. Во-первых, относительное изменение недогрева очень мало, так как температура насыщения у масла высокая (около 400°C), влиянием его можно пренебречь. Во-вторых, имеется более сильный параметр, который также зависит от температуры – кинематическая вязкость. Вязкость растет с уменьшением температуры, что сказывается как на интенсивности свободно-конвективного движения у межфазной границы жидкость-пар, так и на множитель, который определяет интенсивность испарения микрослоя жидкости в области контакта с поверхностью теплообмена  $q_{ev} \sim \sigma h_{lg} / \nu$ , где  $\sigma$  – поверхностное натяжение,  $h_{lg}$  – теплота парообразования и  $\nu$  – вязкость. В этом отношении, масло ведет себя подобно спиртам, у которых наблюдается сильный рост вязкости с ростом недогрева.



Восстановление температурных полей в охлаждаемом теле проводилось с использованием программного комплекса ANSYS. На каждом шаге по времени подбирался коэффициент теплоотдачи на поверхности цилиндра, а условием оптимизации являлось совпадение температуры в контрольной точке расчётной области и значения показаний термопар, установленных в образце. Результаты численного расчета зависимости плотности теплового потока от температуры поверхности образца представлены на рисунке 2. Участки охлаждения в режиме пленочного кипения и свободной конвекции характеризуются низким темпом охлаждения, так как отводимый тепловой поток определяется в первом случае преимущественно теплопроводностью пара, а во втором свободноконвективным течением, вызванным гравитационным течением жидкости из-за градиента температуры в жидкости.

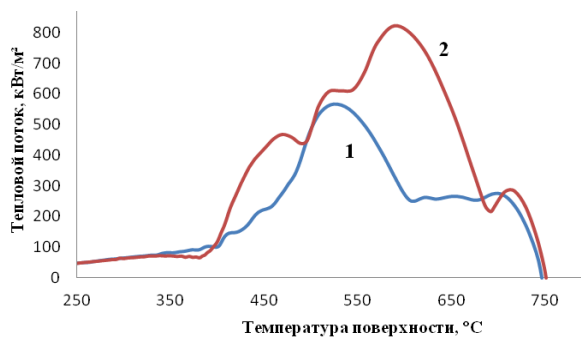


Рисунок 2. Сравнение зависимости плотности теплового потока от температуры поверхности в масле марки T16 при температурах жидкости  $T_{liq} = 20^{\circ}\text{C}$  (кривая 1) и  $T_{liq} = 30^{\circ}\text{C}$  (кривая 2)

Максимальные значения плотности теплового потока составляют для  $T_{liq} = 20^{\circ}\text{C}$ ,  $q = 0,5 \text{ МВт/м}^2$  при температуре  $490^{\circ}\text{C}$ , а для  $T_{liq} = 30^{\circ}\text{C}$ ,  $q = 0,8 \text{ МВт/м}^2$  при температуре  $600^{\circ}\text{C}$ .

В другой серии экспериментов проводились эксперименты по закалке стального шара в минеральном масле марки T26 при атмосферном давлении в диапазоне температур от  $+20$  до  $+40^{\circ}\text{C}$ .

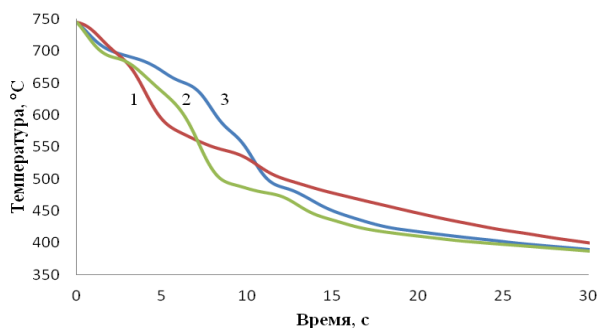


Рисунок 3. Сравнение термограмм охлаждения стального шара в масле марки T26 при температурах жидкости  $T_{liq} = 40^{\circ}\text{C}$  (кривая 1),  $30^{\circ}\text{C}$  (кривая 2) и  $20^{\circ}\text{C}$  (кривая 3)

Сравнение термограмм охлаждения в масле T26 разной температуры показывает, что с ростом

температуры масла процесс охлаждения в целом происходит немного быстрее, что связано с уменьшением вязкости.

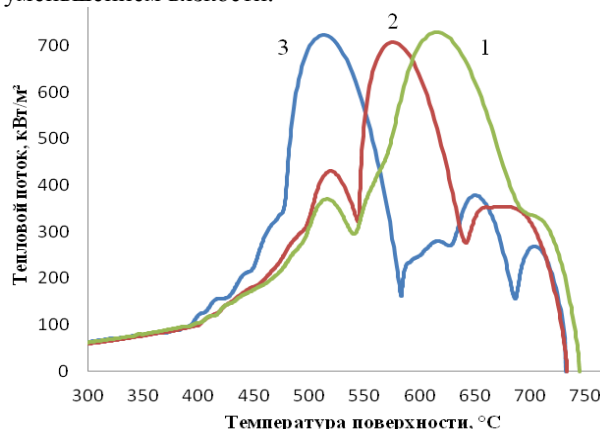


Рисунок 4. Сравнение плотности теплового потока от времени при охлаждении стального шара в масле марки T26 при температурах жидкости  $T_{liq} = 40^{\circ}\text{C}$  (кривая 1),  $30^{\circ}\text{C}$  (кривая 2) и  $20^{\circ}\text{C}$  (кривая 3). Температурная кривая соответствует температуре поверхности ( $90^{\circ}$ ).

Расчет КТО выявил интересную закономерность, а именно то, что с ростом температуры масла кризис пленочного кипения наблюдается при более высоких температурах поверхности, но значения КТО при этом кризисе растут в своем значении с уменьшением температуры. Максимальный тепловой поток достигает значения составляет  $0,7 \text{ МВт/м}^2$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были выполнены экспериментальные исследования по закалке высокотемпературного тела в маслах марки T16 и T26 при атмосферном давлении.

В процессе закалки наблюдается последовательная смена всех режимов кипения. В маслах с более высокой температурой наблюдается более интенсивное охлаждение, что, по-видимому, связано с уменьшением вязкости. Были зарегистрированы максимальные тепловые потоки, которые составили от  $0,5$  до  $1 \text{ МВт}$ . Максимальные КТО наблюдаются в области температуры насыщения в момент кризиса пузырькового кипения и в момент развитого переходного кипения.

Работа выполнена при поддержке РНФ 20-79-10363

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Aziz S., Hewitt G. F. and Kenning D.B.R.** Heat transfer regimes in forced convection film boiling on spheres [Conference] // Conference proceedings of 8th Int/ Heat Transfer Conf. - San Francisco : [s.n.], 1986. - Vol. 5. - pp. 2149-2154
2. **Ryazantsev V.A. [et al.]** Heat transfer enhancement at increasing water concentration in alcohol in the process of non-stationary film boiling [Journal] // Journal of Physics Conference Series. - 2018. - Vol. 980. - 012029

Швецов Д.А.<sup>1</sup>, Павленко А.Н.<sup>1</sup>, Брестер А.Е.<sup>2</sup>, В.И. Жуков В.И.<sup>1,2</sup>

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

## ИНВЕРСИЯ КРИВОЙ КИПЕНИЯ НА МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОРИСТЫХ ПОКРЫТИЯХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В работе исследуется явление, называемое “инверсией кривой кипения”. Данное явление соответствует уменьшению температурного напора с ростом тепловых потоков в предкризисных режимах кипения. Инверсия кривой кипения приводит к значительному увеличению коэффициента теплоотдачи, повышая тем самым эффективность охлаждения нагреваемой поверхности. Впервые данное явление наблюдалось авторами [1] на вертикальной поверхности в стекающих пленках криогенной жидкости на гладкой поверхности. В работе [2] инверсия кривой кипения была получена на трубах из нержавеющей стали, покрытых пористыми металлическими покрытиями. Инверсия была объяснена всасыванием жидкости в пористое покрытие.

Авторы [3] наблюдали инверсию кривой кипения на низкотеплопроводных покрытиях, созданных с использованием фемтосекундной лазерной обработки (FLSP). Значительный перепад температур от основания до вершины микроструктуры, вызванный низкой теплопроводностью, обеспечивал постепенную активацию дополнительных центров парообразования по высоте покрытия. В микроструктурах из более теплопроводного материала перепад температур практически отсутствовал, в результате чего количество потенциально активных центров парообразования оставалось постоянным по всей высоте микроструктуры. Без дополнительных центров парообразования по мере увеличения тепловых потоков инверсия кривой кипения отсутствовала.

Целью данной работы являлось эксперимен-

тальное исследование теплообмена при кипении на капиллярно-пористых поверхностях из нержавеющей стали и бронзы в тонких горизонтальных слоях жидкости различной толщины.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

#### 2.1. Капиллярно-пористые покрытия

Капиллярно-пористое покрытие из нержавеющей стали и бронзового порошка наносилось на дно технологической камеры с использованием технологии 3-D лазерной печати SLS-методом (селективное лазерное спекание) [4]. Параметры покрытий представлены в табл. 1.

Так как по литературным данным инверсия кипения возникает по мере активации дополнительных центров парообразования, было сделано предположение, что изначально большее число центров парообразования может также привести к инверсии кипения. По этой причине покрытие из нержавеющей стали сравнивается с бронзовыми покрытиями разной формы.

#### 2.2. Экспериментальный стенд

Детальное описание экспериментального стенда приведено в [5]. Рабочая камера выполнена в виде цилиндрического сосуда из стали 12X18H10T с толщиной стенок 1 мм, внутренним диаметром 120 мм и высотой 300 мм. В качестве рабочей жидкости использовался н-додекан (капиллярная постоянная  $l_{\sigma} = 1,78$  мм).

Таблица 1. Параметры капиллярно-пористых покрытий

	Образец №1	Образец №2	Образец №3
Материал	Нержавеющая сталь LPW 155 (15-5PH)	Бронза AISI C836000	Бронза AISI C836000
Теплопроводность	$\lambda \approx 20$ Вт/(м·К) [6]	$\lambda \approx 89$ Вт/(м·К) [7]	$\lambda \approx 89$ Вт/(м·К) [7]
Длина волны модуляции	$\lambda_{m1} = 3500$ мкм	$\lambda_{m2} = 1750$ мкм	$\lambda_{m3} = 3500$ мкм
Пористость	$\varepsilon = 44$ %	$\varepsilon = 44$ %	$\varepsilon = 44$ %
Максимальная высота	$\delta = 550$ мкм	$\delta = 550$ мкм	$\delta = 550$ мкм
Минимальная высота	$\delta_0 = 50$ мкм	$\delta_0 = 50$ мкм	$\delta_0 = 50$ мкм
Амплитуда	$A = \delta - \delta_0 = 500$ мкм	$A = \delta - \delta_0 = 500$ мкм	$A = \delta - \delta_0 = 500$ мкм
Уравнение профиля	$z = (A/2) \cdot \sin(2\pi x/\lambda_m) + A/2 + \delta_0$		

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены экспериментальные данные, полученные на различных поверхностях для двух высот слоя жидкости при давлении 20 кПа.

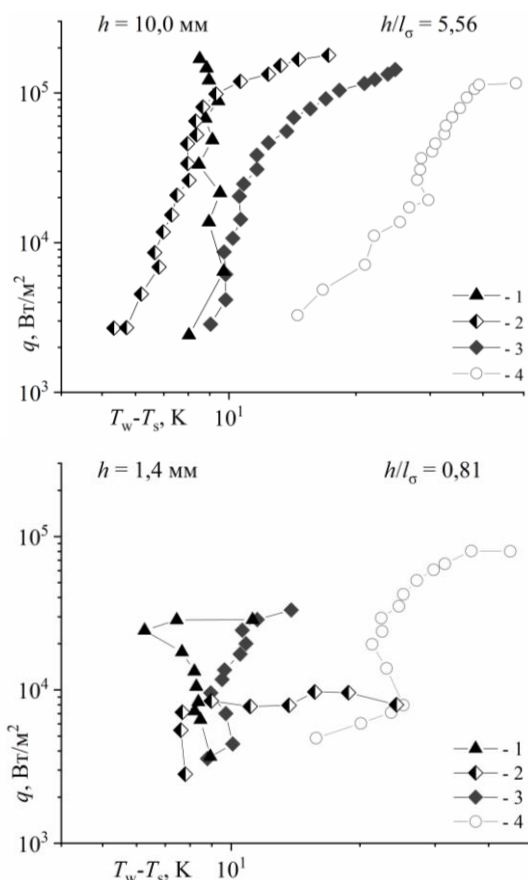


Рис. 1. Зависимости тепловых потоков от температурного напора для различных высот жидкости: 1 – данные для образца 1; 2 – образец 2; 3 – образец 3; 4 – данные для гладкой поверхности.

Образец 2 из бронзы с уменьшенной длиной модуляции продемонстрировал значительно меньшие значения температурных напоров по сравнению с образцом 3 для толстых слоев жидкости ( $h > l_\sigma$ ). Увеличенное количество готовых центров парообразования интенсифицировало теплообмен, но кривые кипения оставались обычной формы, соответствующей кипению на гладкой поверхности.

При низких тепловых потоках кривые кипения на образце 1 из нержавеющей стали практически совпадают с кривыми, полученными на образце 3 из бронзы, поскольку оба образца имеют одинаковую форму. С увеличением тепловых потоков температурный напор для образца 1 понижался, в результате чего интенсификация теплообмена на стальном покрытии становилась больше, чем на образце 2. На рис. 2 показано сравнение коэффициентов теплоотдачи при заданных тепловых потоках на различных поверхностях нагрева.

В более тонких слоях жидкости ( $h < l_\sigma$ ) на образце 2 при низких тепловых потоках образыва-

лось сухое пятно, которое приводило к кризису кипения. На образце 1 сухое пятно периодически росло и сжималось, приводя при этом к инверсии кривой кипения [4].

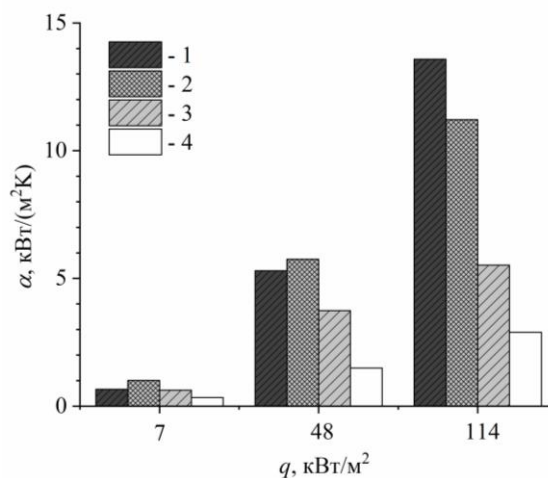


Рис. 2. Сравнение коэффициентов теплоотдачи при заданных тепловых потоках для слоя жидкости 10,0 мм: 1 – данные для образца 1; 2 – образец 2; 3 – образец 3; 4 – данные для гладкой поверхности.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что при одинаковой пористости основное влияние на инверсию кривой кипения оказывает теплопроводность материала капиллярно-пористых покрытий. Изменение формы покрытия позволяет увеличить количество готовых центров парообразования, но не обеспечивает активацию дополнительных центров.

*Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (№ 121031800216-1).*

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Pavlenko A. N., Lel V. V.** Heat transfer and crisis phenomena in falling films of cryogenic liquid // *Russ. Journ. Eng. Thermophys.* 1997. 7. N 3–4. P. 177–210.
2. **J. T. Cieśliński.** Nucleate pool boiling on porous metallic coatings // *Experimental Thermal and Fluid Science.* 2002. V. 25. № 7. P. 557–564.
3. **C. Kruse et al.** Secondary pool boiling effects // *Applied Physics Letters.* 2016. V. 108.
4. **V.P. Bessmeltsev, A.N. Pavlenko, V.I. Zhukov.** Development of a technology for creating structured capillary-porous coatings by means of 3D printing for intensification of heat transfer during boiling // *Optoelectron, Instrum. Data Process.* 2019. V. 55. № 6. P. 554–563.
5. **V.I. Zhukov, A.N. Pavlenko, D.A. Shvetsov.** The effect of pressure on heat transfer at evaporation/boiling in horizontal liquid layers of various heights on a microstructured surface produced by 3D laser printing // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 2020. V. 163. P. 120488.
6. **Марочник сталей и сплавов.** 2-е изд., доп. и испр. / А.С. Зубченко, М.М. Колосков, Ю.В. Каширский и др.; Под ред. А.С. Зубченко. М.: Машиностроение, 2003. 784 с.
7. **Осинцев О.Е., Федоров В.Н.** Медь и медные сплавы. Отечественные и зарубежные марки: справочник. М.: Машиностроение, 2004. 336 с.

## **ПЛЕНОЧНОЕ КИПЕНИЕ СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ В СТЕСНЕННЫХ УСЛОВИЯХ: НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Значимость технологий охлаждения и криостатирования для аэрокосмических приложений делает необходимым развитие методов экспериментальных и теоретических исследований кипения в области низких температур. Сверхтекучий гелий (He-II) является жидкостью наиболее подходящей для исследований такого рода по причине уникальности его свойств. Результатом исследований пленочного кипения этой квантовой жидкости в условиях микрогравитации может стать получение информации фундаментального характера о процессах переноса на межфазной поверхности в условиях существенной термодинамической неравновесности. Однако указанные исследования невозможны без решения вопроса об удержании He-II вблизи греющей поверхности. На Земле необходимое воздействие на паровую пленку обеспечивается за счет гидростатического напора, существующего только в условиях гравитации. На орбите аналог такого воздействия может быть создан за счет особенностей поведения сверхтекучего гелия при течении в микропористых структурах. Термомеханический эффект, заключающийся в том, что при выполнении определенных условий гелий-II может течь по направлению к нагревателю, позволяет решить указанную проблему путем помещения нагревателя в полости внутри пористой оболочки [1].

В докладе представлены результаты новых экспериментов по пленочному кипению сверхтекучего гелия на поверхности цилиндрического нагревателя внутри цилиндрической пористой оболочки. Новизна выполненных экспериментальных исследований заключается в том, что в некоторых из них впервые была получена гладкая замкнутая паровая пленка, существовавшая относительно долгое время. В ранних экспериментах подобного рода никогда не удавалось получить бесшумовое пленочное кипение гелия-II в стесненных условиях в течение хотя бы десятков секунд. Для определения толщины паровой пленки именно в этом случае была сформулирована новая модель стационарного бесшумового пленочного кипения He-II на цилиндрической греющей поверхности в полости внутри пористой структуры. Модель учитывает специфику двухскоростной гидродинамики гелия-II, приводящую к особенностям формулировки граничных условий на межфазной поверхности гелий-II–пар.

### **2. НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ**

Ранее для проведения наземных испытаний экспериментальной ячейки, предназначенной для исследований кипения сверхтекучего гелия в условиях микрогравитации, научной группой кафедры Низких температур были спроектированы и смонтированы опытный образец экспериментальной ячейки и стенд, подробно описанные, например, в статье [2]. В экспериментах на этом стенде были получены различные режимы кипения гелия-II в стесненных условиях. В их числе был и режим бесшумового пленочного кипения с тонкой, порядка сотен микрон пленкой пара, представляющий для нас наибольший интерес. Описание данных опытов представлено в [3, 4]. Однако в этих экспериментах ограниченная скорость откачки паров гелия из криостата приводила к тому, что при подаче тепловой нагрузки на нагреватель давление в криостате повышалось. Вследствие этого наблюдался и рост температуры во всем объеме жидкого гелия. Длительность экспериментов была ограничена временем, за которое температура He-II в криостате достигала температуры  $\lambda$ -точки.

После модернизации системы откачки паров жидкого гелия, позволившей увеличить скорость откачки, появилась возможность проводить экспериментальные сеансы в течение длительного времени (до 20 минут), поддерживая постоянными основные режимные параметры эксперимента. Внутри криостата поддерживалось постоянство следующих параметров: давления паров, температуры жидкости и теплового потока с нагревателя. Однако, поскольку охлаждение жидкого гелия осуществлялось за счёт откачки его паров, происходило постоянное падение уровня сверхтекучего гелия (уровень отсчитывался относительно центра оси нагревателя).

Новые эксперименты проводились на медной цилиндрической греющей поверхности диаметром 3 миллиметра и длиной 30 миллиметров, которая была помещена внутрь ячейки с пористой оболочкой. Схема такого нагревателя и описание методики проведения эксперимента изложены в статье [3]. Во время опытов производилась запись показаний терморезистивного датчика установленного на нижней части нагревателя и видеосъёмка области внутри ячейки для фиксации моментов появления паровой плёнки.

Проведенная серия экспериментов по кипению гелия-II на цилиндрическом нагревателе в стесненных условиях при постоянстве режимных показала, что наблюдаются следующие режимы кипения: бесшумовое пленочное кипение; слабо выраженное шумовое кипение с замкнутой паровой пленкой коаксиальной нагревателю; шумовое кипение; интенсивное кипение с «раскрытием» паровой пленки и заполнением ячейки парами гелия.

По результатам обработки данных экспериментов были выявлены следующие закономерности:

– При начале экспериментального сеанса с подачи малых тепловых нагрузок (до 8 кВт/м<sup>2</sup>) наблюдался плавный рост температуры гелия с переходом через лямбда-точку. Бесшумового пленочного кипения сверхтекучего гелия при таких условиях получить не удавалось.

– Большая часть опытов показала, что при подаче средних тепловых нагрузок (~13 кВт/м<sup>2</sup>) наблюдается плавный рост температуры среды и температуры нагревателя. При температуре нагревателя примерно на уровне 5.5–6 К становится визуально различимым пленочное кипение. В таких экспериментах в начальный момент кипения была получена гладкая пленка. В дальнейшем наблюдался быстрый рост температуры нагревателя, что приближало температуру среды к  $\lambda$ -точке.

– При старте эксперимента с относительно больших нагрузок (>15 кВт/м<sup>2</sup>) пленочное кипение гелия начиналось практически моментально. В подобных условиях температура среды не успевала вырасти к моменту образования пленки. В результате существовала возможность проведения сравнительно длительных сеансов пленочного кипения.

– Наибольший интерес (в свете сказанного во введении) представляют те экспериментальные сеансы, в которых для образования паровой пленки подавались высокие стартовые нагрузки (до 30 кВт/м<sup>2</sup>), а затем, после ее появления, напряжение с источника уменьшалось. Это позволяло контролировать температуру нагревателя, увеличивая длительность опыта. При этом полученная паровая пленка не схлопывалась вплоть до уменьшения нагрузки до 7 кВт/м<sup>2</sup>. В этих опытах относительно длительное время (минуты) наблюдалась замкнутая паровая пленка.

В итоге можно сделать вывод о том, что для успешного проведения следующих экспериментов в имеющемся опытном образце экспериментальной ячейки целесообразно подавать вначале нагрузку  $q_{max} > 13$  кВт/м<sup>2</sup>, а затем производить ручную регулировку, уменьшать температуру нагревателя, что дает возможность поддерживать постоянную толщину паровой пленки.

### 3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЛЕНОЧНОГО КИПЕНИЯ В СТЕСНЕННЫХ УСЛОВИЯХ

Для определения стационарной толщины паровой пленки в зависимости от структурных и геометрических характеристик пористого тела, темпе-

ратуры гелия-II и глубины погружения экспериментальной ячейки в «большой объем» He-II сформулирована математическая модель, базирующаяся на подходе, разработанном С.К. Немировским [5]. Этот подход был применен Немировским при выводе аналога уравнения Рэлея-Плессета для He-II, описывающего движение межфазной поверхности в сверхтекучем гелии с учетом дополнительных вкладов, отражающих специфику этой жидкости.

Модель пленочного кипения сформулирована для имеющейся у нас экспериментальной ячейки. Рассматриваются процессы тепло- и массопереноса в ячейке, находящейся в условиях земной гравитации и помещенной в «большой объем» сверхтекучего гелия (в сосуде Дьюара). При формулировке модели принимается, что экспериментальная ячейка полностью погружена в сверхтекучий гелий. Давление пара около межфазной поверхности во внешнем объеме соответствует давлению на линии насыщения при температуре этой межфазной поверхности. Сверхтекучий гелий считается несжимаемой жидкостью, задача является одномерной и стационарной. Кроме того, учитывается нелинейная зависимость скорости фильтрации от градиента давления в пористой среде.

В итоге получено уравнение, связывающее толщину паровой пленки при стационарном кипении He-II на цилиндрической греющей поверхности с глубиной погружения ячейки, структурными характеристиками, размерами цилиндрической пористой оболочки и находящегося внутри нее нагревателя. Данное уравнение позволяет определять толщину паровой пленки при заданных температуре и тепловой нагрузке, если известны коэффициент проницаемости пористой структуры и ее геометрические размеры.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №20-08-00342).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Королев П.В., Крюков А.П., Пузина Ю.Ю.** Конструкция экспериментальной ячейки для исследования гелия-II в условиях невесомости // Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ. – Т. 130 (2012), №5. – С.43–49.
2. **Королёв П.В., Крюков А.П., Пузина Ю.Ю.** Экспериментальное исследование кипения сверхтекучего гелия (He-II) внутри пористого тела // Журнал Прикладной Механики и Технической Физики. 2017. Т. 58. № 4. С. 126–134.
3. **Korolyov P.V., Yachevsky I.A.** An experiment on He-II film boiling inside the porous structure // Journal of Physics: Conference Series. 2018. – Vol. 1128 – 012050.
4. **Korolyov P.V., Yachevsky I.A., Puzina Yu.Yu. and Kryukov A.P.** The formation of a closed vapor film during boiling of helium II on a cylindrical heater inside the porous structure // Journal of Physics: Conference Series, 2020, Volume 1675 (1), 012059.
5. **Nemirovskii S.K.** Cavity evolution and the Rayleigh-Plesset equation in superfluid helium. // Physical Review. B, 102:6 (2020), 064511.

*В.Ю. Владимиров<sup>1</sup>, С.Я. Хмель<sup>1</sup>, Е.А. Чиннов<sup>1</sup>, А.И. Сафонов<sup>1</sup>, А.М. Емельяненко<sup>2</sup>,  
К.А. Емельяненко<sup>2</sup>, Л.Б. Бойнович<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН  
630090, Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, д. 1

<sup>2</sup>Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН  
119071 Москва, Ленинский проспект д.31, корп. 4

## ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ НА БИФИЛЬНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Необходимость охлаждения современных микроэлектронных устройств, у которых при уменьшении размеров одновременно увеличивается мощность, является основным драйвером исследований теплообмена при кипении [1]. Одним из перспективных способов интенсификации теплообмена при кипении является использование бифильных поверхностей, и в частности, бифильных микро/ наноструктурированных поверхностей [2]. В данном случае под бифильностью понимается создание локальных гидрофобных областей, которые могли бы играть роль высокоэффективных центров парообразования. При этом предполагается, что хорошая смачиваемость на окружающей поверхности будет препятствовать раннему развитию кризиса теплообмена, которое свойственно для однородных гидрофобных поверхностей [3]. В данной работе исследуется теплообмен при кипении в большом объеме на бифильных медных поверхностях с гидрофобными пятнами малого размера. В работе использовались бифильные поверхности двух типов. Они формировать либо на гладких медных поверхностях, либо на медных поверхностях с микроструктурами типа «каверн», сформированных при помощи лазерной абляции.

### 2. МЕТОДЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

#### 2.1. Технологии и установка

На медных нагревателях с гладкой поверхностью гидрофобные пятна формировались путем нанесения фторполимерного покрытия через маску. Фторполимерное покрытие наносилось методом химического газозафазного осаждения с горячей проволокой. Были использованы две маски: с отверстиями 100 мкм и расстояниями между их центрами (шагом) 500 мкм, а также с отверстиями 50 мкм и шагом 200 мкм. Шероховатость  $R_a$  гладкой медной заготовки – не более 0,17 мкм. Напыленный слой был конформным. Бифильные поверхности, полученные с помощью этих масок, далее по тексту будут называться М1 и М2, соответственно.

Текстурирование части медных поверхностей осуществлялось методом лазерной абляции с формированием на поверхности кипения массивов каверн с эквивалентным диаметром примерно

100 мкм и шагом 780 мкм. Для создания бифильных поверхностей осуществлялась гидрофобизация медной поверхности с помощью хемосорбции фторированного метоксисилана из паров при температуре 100-110 °С. Ожидается, что гидрофобизованный слой на гладкой поверхности меди при кипении будет достаточно быстро разрушен, а в областях, обработанных лазером, сохранится достаточно долго. Таким образом, были сформированы бифильные поверхности с кавернами примерно треугольной формы и квадратной формы. Эти образцы далее по тексту будут называться К1 и К2. На рис. 1 представлены SEM изображения отдельной каверны и поверхности в ней для образца К2.

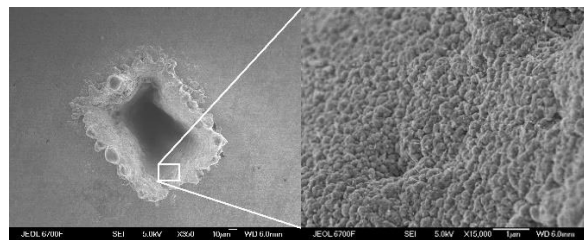


Рис. 1. SEM изображения каверны и поверхности образца К2.

Отметим перспективность лазерных методов создания бифильных поверхностей. Они позволяют формировать бифильный рисунок на поверхности за счет сканирования подложки без использования маски или фотолитографии. Они позволяют осуществлять текстурирование поверхности. И для их использования не требуется вакуум.

Установка имеет двойные стенки между которых при помощи термостата прокачивается глицерин для термостабилизации. В нижней части камеры располагается блок с нагревательным элементом. Нагревательный элемент представляет собой цилиндрический медный сердечник с головкой диаметром 5 мм, на которой создана модифицированная поверхность. Головка впрессована в отверстие фторопластовой шайбы и выравнена в одну плоскость с верхней границей шайбы. В сердечнике возле рабочей поверхности располагается термопара. Источником теплоты является нихромовая проволока, плотно намотанная на хвостовик сердечника сопротивлением 4 Ом.

На верхней стенке камеры располагается конденсатор пара. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная, деионизированная, дегазированная вода (Milli-Q).



Сбор данных осуществлялся с помощью системы NI-921. Температура поверхности нагревателя, жидкости и окружающей среды измеряется с помощью термопар. Производилась индивидуальная тарировка используемых термопар. Погрешность тарировки 0,1°C.

## 2.2. Эксперимент

Исследования теплообмена при кипении показали, что на каждой из бифильных поверхностей происходит интенсификация теплообмена по сравнению с гладкой однородной поверхностью. Следует отметить, что на интенсивность теплообмена при кипении на бифильных поверхностях существенное влияние оказывают следующие факторы: размер гидрофобных пятен, расстояния между ними (шаг) и относительная площадь гидрофобной поверхности. На Рис.2 представлены кривые кипения для всех бифильных поверхностей и гладкой медной поверхности (Rohsenow [4]). Видно, что интенсивность теплообмена на поверхности M2 на 20% выше, чем на других поверхностях, что, возможно, обусловлено большим количеством гидрофобных пятен (центров парообразования). Этот эффект также может быть обусловлен как уменьшением размера гидрофобных пятен и шага, так и увеличением степени гидрофобности (отношение площади гидрофобных пятен к общей площади) с 3.1% для поверхности M1 до 4.9% для M2.

Интенсивность теплообмена на поверхностях M1, K1 и K2 примерно одинаковая, хотя их форма, текстура и глубина каверн существенно отличается. Общим для этих поверхностей является количество гидрофобных пятен на поверхности кипения и степень гидрофобности.

Однако вопрос об оптимальных характеристиках бифильных поверхностей остается открытым и требует дальнейшего изучения.

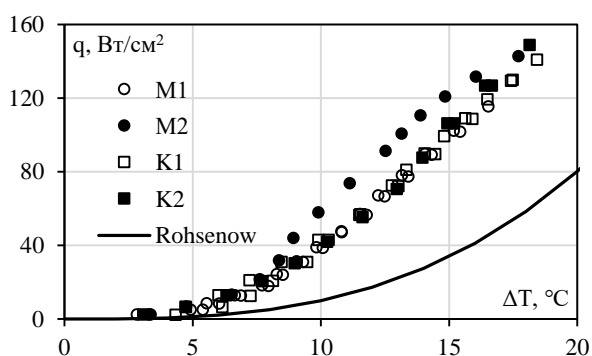


Рис. 2. Экспериментальные данные по кипению на бифильных поверхностях.

При работе с различными микро и наномодифицированными поверхностями достаточно остро стоит проблема старения. В процессе эксплуатации многие поверхности претерпевают морфологические изменения, причиной которых могут быть химические изменения при высоких гидротермических нагрузках, а также механическое разрушение при кипении.

В данной работе для поверхностей K1 и K2 проведены серии экспериментов в течении длительного периода (более двух лет) в ходе которых была продемонстрирована высокая стабильность образцов. На рис. 3 для примера приведены кривые кипения для поверхности K1 за различные даты.

На поверхности M1 также проводилось несколько экспериментов. При этом происходило постепенное ухудшение интенсивности теплообмена.

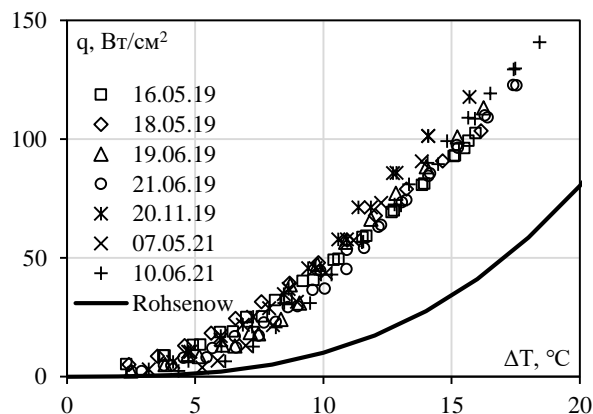


Рис. 3. Стабильность кривых кипения для поверхности K1.

## 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проводились эксперименты по исследованию теплообмена при кипении на бифильных поверхностях, созданных по двум различным технологиям. Обе технологии продемонстрировали свою эффективность и позволили добиться значительной интенсификации теплообмена в процессе кипения. Для поверхностей, созданных по технологии напыления пятен через маску, продемонстрировано положительное влияние увеличения степени гидрофобности и уменьшения размеров пятен и шага. Поверхности K1 и K2, созданные по лазерной технологии продемонстрировали примерно такую же эффективность как и поверхность M1, однако их эксплуатационная стабильность заметно лучше по сравнению с M1 и M2.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ 22-19-20090.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Benam B.P. et al.** Review on high heat flux flow boiling of refrigerants and water for electronics cooling теплообмен // *Int. J. of Heat and Mass Transfer*. 2021. V.180. P.121878.
2. **Liang G., Mudawar I.** Review of pool boiling enhancement by surface modification // *Int. J. of Heat and Mass Transfer*. 2019. V.128. P.892-933.
3. **Teodori E., et al.** Effect of extreme wetting scenarios on pool boiling conditions // *Appl. Ther. Eng.* 2017. V.115, P.1424–1437.
4. **Rohsenow W. M.** A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. // Cambridge, Mass.: MIT Division of Industrial Cooperation, [1951], 1951.

## ВЗРЫВНОЕ ВСКИПАНИЕ ПЕРЕГРЕТЫХ ГАЗОНАСЫЩЕННЫХ АЛКАНОВ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Алканы и их смеси широко распространены в природе и используются во многих отраслях техники. Метан – основной компонент природного газа – перспективный и экологически чистый энергоноситель. В состав природного газа входят также этан, пропан и другие алканы. В химической промышленности алканы являются исходным сырьем для получения пластмасс, синтетических волокон, каучука, спиртов и других продуктов. При транспортировке, хранении природный газ и его компоненты часто ожижают. Этим достигается значительное уменьшение занимаемого ими объема при сравнительно небольшом давлении. Ожиженный газ обычно находится в состоянии насыщения. Местные теплопритоки, колебания давления могут приводить к локальным перегревам жидкой фазы. Перегретое состояние неустойчиво по отношению к конечным возмущениям параметров состояния. Снятие метастабильности имеет характер взрывного вскипания. Такие вскипания могут приводить к разрушению оборудования и нарушению технологических процессов.

Представленная работа посвящена исследованию предельных (достижимых) перегревов жидких метана, этана, пропана, бутана, изобутана и растворов метан–гелий, метан–водород, этан–метан, этан–азот, пропан–гелий. Вскипание жидкости может быть вызвано внешними воздействиями – ионизирующим излучением, контактом перегретой жидкости с твердой поверхностью, газовыми включениями. В отсутствие внешних воздействий образование жизнеспособного зародыша пара происходит в результате теплового движения молекул. Такие процессы описываются теорией гомогенного зародышеобразования.

### 2. ТЕОРИЯ

Классическая теория гомогенного зародышеобразования определяет число жизнеспособных зародышей, образующихся в единицу времени в единице объема метастабильной системы (частоту зародышеобразования  $J$ ) [1]:

$$J = \rho'_* R_*^2 \left( \frac{k_B T}{\gamma} \right)^{1/2} \lambda_0 \exp \left( - \frac{W_*}{k_B T} \right) \quad (1)$$

$$= \rho B \exp \left( - \frac{W_*}{k_B T} \right).$$

Здесь  $\rho'_*$  – плотность парогазовой смеси в критическом пузырьке,  $R_*$  – радиус критического зародыша,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $\gamma$  – поверхностное

натяжение,  $\lambda_0$  – декремент нарастания неустойчивой переменной (объема зародыша),  $\rho$  – числовая плотность раствора,  $B$  – кинетический множитель,  $W_*$  – работа образования критического зародыша.

Работа  $W_*$  определяется поверхностным натяжением жидкости и давлением пара в критическом пузырьке  $p'_*$ :

$$W_* = \frac{16\pi}{3} \frac{\gamma^3}{(p'_* - p)^2}, \quad (2)$$

Для однокомпонентных жидкостей кинетический множитель  $B$  может быть представлен в виде

$$B = \frac{R_* p'_*}{2\eta} \left( \frac{\gamma}{k_B T} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\eta$  – вязкость жидкости. Значения  $B$ , рассчитанные по формуле (3), наиболее близки к общему решению [2], учитывающему все факторы, лимитирующие рост пузырька.

Для двухкомпонентных растворов с учетом вязких и инерционных сил, свободного молекулярного и диффузионного механизмов подвода молекул растворителя и растворенного вещества к пузырьку задача нахождения  $\lambda_0$  и  $B$  решена в [1]. В [3] приводится упрощенное выражение для расчета  $\lambda_0$  в случае невязкой и неинерционной газонасыщенной жидкости.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТ И ЕГО РЕЗУЛЬТАТЫ

Для исследования вскипания перегретых жидкостей использован метод измерения времени жизни. Жидкость объемом  $V = 88 \text{ мм}^3$  перегревалась в стеклянном капилляре. Заход в метастабильную область осуществлялся резким понижением давления, после чего измерялось время  $\tau$  до вскипания жидкости. Момент вскипания фиксировался по резкому повышению давления. Время жизни перегретого раствора  $\tau$  отождествлялось с временем ожидания появления первого жизнеспособного пузырька, поскольку время распада системы гораздо меньше времени ожидания зародыша. Частота зародышеобразования определялась как  $J = (V \bar{\tau})^{-1}$ , где  $\bar{\tau}$  – среднее значение времени  $\tau$ , полученное по 20 – 60 измерениям при заданных температуре  $T$  и давлении  $p$ .

Исследуемый раствор готовился непосредствен-

но в измерительной ячейке. Концентрация раствора  $x$  определялась содержанием легкокипящего компонента в конденсируемой газовой смеси и в процессе измерений контролировалась ( $\pm 0.02$  моль %) по давлению насыщенных паров. Для приготовления растворов использовались газы с паспортной частотой не хуже 99.8 объемных %. Температура измерялась платиновым термометром сопротивления с погрешностью  $\pm 0.02$  К, давление – пружинными и цифровыми манометрами ( $\pm 0.005$  МПа). Время ожидания вскипания определялось с погрешностью  $\pm 0.01$  с. Подробное описание установки и методики проведения опытов приведено в [1].

Времена ожидания вскипания растворов и однокомпонентных жидкостей измерены по изобарам. Интервал зафиксированных в опытах частот зародышеобразования составил  $10^4 - 10^8 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$ . На экспериментальных изобарах можно выделить участки с резкой зависимостью частоты зародышеобразования от температуры ( $d \lg J / dT = 6 - 11$ ), где реализуется гомогенный механизм образования паровых зародышей в жидкости.

Рис. 1 иллюстрирует температурную зависимость частоты зародышеобразования в чистом метане и растворе метан–гелий [3]. Расчет  $J$  по теории гомогенного зародышеобразования выполнен в макроскопическом приближении, то есть без учета зависимости поверхностного натяжения парового пузырька от его размера. Видно, что при хорошем согласовании температурной зависимости  $\lg J$  на крутом участке изобары достигнутые в опыте перегревы ниже теоретических. Для исследованных изобар чистого метана  $p = 0.4, 1.0, 1.6$  и  $2.0$  МПа расхождение составляет  $0.7 - 1.0$  К, возрастающая с уменьшением давления.

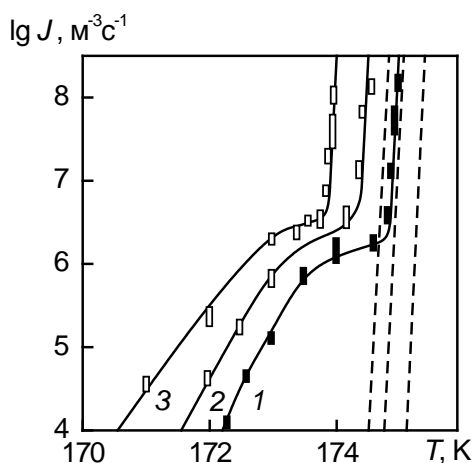


Рис. 1. Температурная зависимость частоты зародышеобразования в перегретом жидком метане (1 –  $x = 0$  моль%) и растворах метан–гелий (2 –  $x = 0.06$  моль%; 3 – 0.10) при давлении  $p = 2.0$  МПа. Штриховые линии – расчет по теории гомогенного зародышеобразования.

Систематическое расхождение экспериментальных и теоретических значений  $T_n$  наблюдается для криогенных жидкостей (аргон, азот, кислород, метан) и этана [1]. Мы связываем полученное расхождение с

неучетом в теории зависимости поверхностного натяжения от кривизны межфазной границы раствор–зародыш. Для пропана, бутана, изобутана экспериментальные и теоретические значения температур предельного перегрева на гомогенных участках изобар согласуются между собой в пределах суммарной погрешности опыта и расчетов.

На рис. 2 показана температурная зависимость  $\lg J$  бутана, а на рис. 3 – значения температур достижимого перегрева  $T_n$  бутана и изобутана для  $J = 10^7 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$  в зависимости от давления [4]. При одинаковом давлении перегрев  $n$ -бутана больше, чем изобутана. Это связано с более слабым межмолекулярным взаимодействием в конденсированной фазе изобутана по сравнению с  $n$ -бутаном.

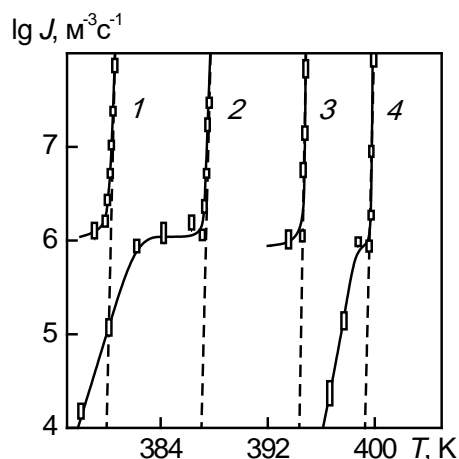


Рис. 2. Частота нуклеации в перегретом  $n$ -бутане по изобарам: 1 –  $p = 0.4$  МПа, 2 – 1.0, 3 – 1.6, 4 – 2.0.

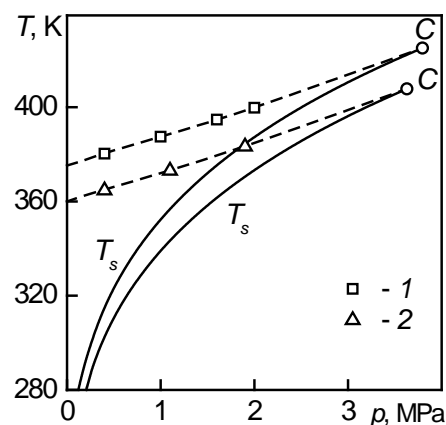


Рис. 3. Температура достижимого перегрева ( $J = 10^7 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$ )  $n$ -бутана (1) и изобутана (2).  $T_s$  – температура насыщения, C – критическая точка.

Растворение легкокипящего газа в алканах приводит к понижению температуры достижимого перегрева. Если концентрация растворенного газа невелика, то между экспериментальными и теоретическими значениями  $T_n$  сохраняется соотношение, выявленное для чистого растворителя. На рис. 4

представлена концентрационная зависимость температуры  $T_n$  раствора метан–водород [5]. Экспериментальные значения  $T_n$  остаются ниже теоретических, но с ростом концентрации водорода расхождение между ними уменьшается.

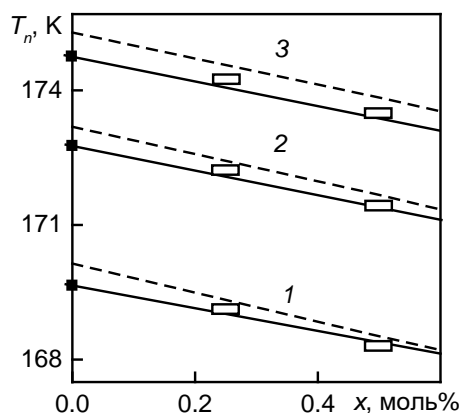


Рис. 4. Температура достижимого перегрева растворов метан–водород ( $J = 10^7 \text{ м}^3\text{с}^{-1}$ ) как функция концентрации водорода при давлениях: 1 –  $p = 1.0 \text{ МПа}$ , 2 –  $1.6$ , 3 –  $2.0$ . Штриховые линии – расчет по теории гомогенного зародышеобразования. Горизонтальный размер точек соответствует погрешности определения концентрации водорода. Значения  $T_n$  чистого метана (черные точки) приводятся по данным [6].

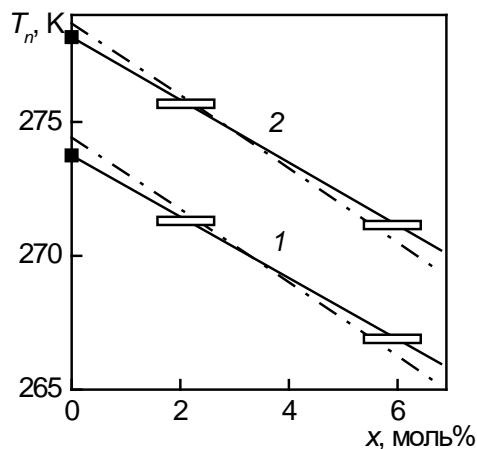


Рис. 5. Концентрационная зависимость температуры достижимого перегрева  $T_n$  раствора этан–метан при давлениях  $p = 1.0 \text{ МПа}$  (1),  $p = 1.6 \text{ МПа}$  (2) и частоте зародышеобразования  $J = 10^7 \text{ м}^3\text{с}^{-1}$ . Сплошные линии – аппроксимация экспериментальных данных; штрихпунктирные – расчет по теории гомогенного зародышеобразования.

Соотношение экспериментальных и теоретических температур достижимого перегрева меняется с ростом растворимости летучего компонента. В системе этан–метан, когда концентрация растворенно-

го компонента достигает 6 моль%, полученные в опыте перегревы превышают их теоретические значения (см. рис. 5). Это коррелирует с изменением соотношения между поверхностным натяжением на плоской и искривленной границах раздела фаз у растворов. При приближении состава растворов к эквимолярному поверхностное натяжение раствора на искривленной границе раздела фаз становится больше, чем на плоской [7].

При  $J < 10^6 \text{ м}^3\text{с}^{-1}$  экспериментальные изобары отходят от теоретических линий и идут со значительно меньшим наклоном. Вскипание перегретой жидкости здесь обусловлено действием инициирующих факторов, наиболее вероятными из которых являются ионизирующее космическое излучение и естественный радиационный фон.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом измерения времени жизни исследована кинетика спонтанного вскипания перегретых жидких метана, этана, пропана, бутана, изобутана и растворов метан–гелий, метан–водород, этан–метан, этан–азот, пропан–гелий. Определены температурные зависимости частоты зародышеобразования в жидкостях по изобарам и значения температур достижимого перегрева. Экспериментальные данные сопоставлены с результатами расчетов по теории гомогенного зародышеобразования.

Исследование метана и его растворов выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-19-00276-П).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Baidakov V.G.** Explosive boiling of superheated cryogenic liquids. Weinheim: Wiley, 2007. 352 p.
2. **Каган Ю.** О кинетике кипения чистой жидкости // ЖФХ. 1960. Т. 34. № 1. С. 92–101.
3. **Байдаков В.Г.** Спонтанное зародышеобразование в перегретых растворах гелия в метане // Коллоид. журн. 2019. Т. 81. №3. С.281–288.
4. **Baidakov V.G., Kaverin A.M., Pankov A.S.** Attainable superheating of liquid n-butane // Physics of fluids. 2018. V. 30. 047102(5).
5. **Baidakov V.G., Kaverin A.M.** Attainable superheatings and stretchings of methane–hydrogen solutions // Int. J. Heat Mass. Trans. 2020. V. 163. 120498(6).
6. **Байдаков В.Г., Каверин А. Скрипов В.П.** Кинетика флуктуационного вскипания перегретого жидкого метана // Коллоид. журн. 1980. Т. 42. № 2. С. 314–317.
7. **Baidakov V.G., Khotienkova M.N.** Surface tension of methane–nitrogen solution: 2. Description in the framework of the van der Waals gradient theory // Fluid Phase Equilib. 2016. V. 425. P. 402–410.

## ПЕРЕГРЕВ РАСТВОРОВ СЖИЖЕННЫХ ГАЗОВ ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Сжиженные газы широко используются в энергетике и технологических процессах. В огромных количествах сжиженный природный газ (СПГ) транспортируется на большие расстояния. В энергонапряженных процессах и при импульсном нагружении возможна реализация как перегретых, так и растянутых состояний жидкости. Предельные значения возможных перегревов и растяжений определяются классической теорией нуклеации, предполагающей термофлуктуационное образование зародышей новой фазы [1,2]. Количество жизнеспособных зародышей (пузырьков), образующихся в единице объема перегретой жидкости в единицу времени, определяется выражением [2].

$$J = J_0 \exp(-W_K / k_B T), \quad (1)$$

где  $W_K$  – работа образования критического зародыша,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $J_0$  – кинетический множитель, учитывающий динамику роста критического пузырька,  $T$  – температура.

Работа образования критического пузырька [1,2]:

$$W_K = \frac{4}{3} \pi \sigma r_K^2, \quad (2)$$

где  $\sigma$  – поверхностное натяжение,  $r_K$  – радиус критического зародыша. В перегретой (растянутой) жидкости величина  $r_K$  определяется выражением:

$$r_K = 2\sigma / (p' - p), \quad (3)$$

где  $p'$  – давление в пузырьке,  $p$  – давление в жидкости. При низких температурах  $p' \approx 0$ , и радиус критического зародыша в растянутой жидкости обратно пропорционален давлению растяжения.

В области отрицательных давлений рост критического зародыша сдерживается силами вязкости и кинетический множитель [2,3]:

$$J_0 = \frac{N_l r_K}{2\eta} \sqrt{k_B T \sigma}, \quad (4)$$

где  $\eta$  – вязкость жидкости,  $N_l$  – количество молекул в единице объема перегретой жидкости.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В работе использовался метод импульсного перегрева жидкости в волне отрицательного давления [4]. Исследуемая жидкость помещалась в цилиндрическую рабочую камеру из нержавеющей стали диаметром 40 мм, высотой ~50 мм. Объем заливаемой в камеру жидкости составлял ~60 см<sup>3</sup>.

Свободный объем над поверхностью жидкости заполнен смесью паров исследуемой жидкости. Дном камеры служила дюралевая мембрана толщиной 0.8 мм, к которой с внешней стороны была прижата плоская спиральная катушка. При разряде малоиндуктивного высоковольтного конденсатора на катушку дюралевая мембрана создает в жидкости импульс сжатия длительностью 3 мкс и амплитудой до 20 МПа, которая со скоростью звука движется от мембраны к свободной поверхности жидкости. При отражении от межфазной границы импульс сжатия инвертируется в импульс отрицательного давления (рис.1).

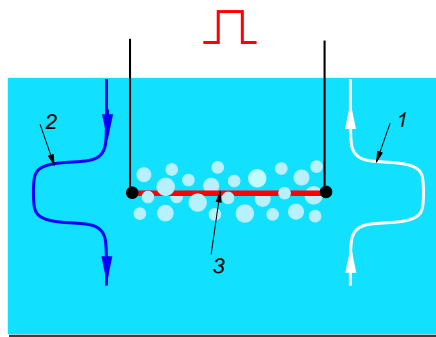


Рис. 1. Схема нагрева жидкости в волне отрицательного давления. 1 – волна сжатия, 2 – отраженная волна, 3 – проволочка.

Давление в отраженной волне определяется выражением

$$p_- = p' + k \cdot p_+, \quad (5)$$

где  $p'$  – давление парогазовой смеси над поверхностью жидкости,  $p_+$  – давление в волне сжатия,  $k$  – коэффициент отражения, который рассчитывался по формуле

$$k = \frac{\omega' - \omega}{\omega' + \omega}. \quad (6)$$

Здесь  $\omega' = \rho' \cdot c'$ ,  $\omega = \rho \cdot c$  – акустические импедансы газа и жидкости, соответственно,  $c'$  и  $c$  – скорость звука в газе и жидкости. Поскольку вдали от критической точки  $\omega \gg \omega'$ , то  $k < 0$ .

Зависимость амплитуды давления в импульсе сжатия  $p_+$  от напряжения питания конденсатора определялась с помощью импульсного датчика давления в калибровочных опытах. Погрешность определения давления в импульсе растяжения оценивается в 5 %.

Раствор перегревался на платиновой проволочке 3 диаметром 20 мкм и длиной 10 мм (рис. 1). Проволочка установлена на оси камеры и погружена в жидкость на глубину 3-5 мм. Разогрев проволочки со скоростью нарастания температуры около 1 К/мкс производился прямоугольными импульсами тока длительностью 15-25 мкс и амплитудой 10-20 В. Греющий и отраженный от свободной поверхности жидкости импульс растяжения согласованы таким образом, что вскипание (разрыв) жидкости происходило в момент достижения на проволочке максимального значения отрицательного давления.

Проволочка включена в мостовую измерительную схему. Температура проволочного зонда определяется по его электрическому сопротивлению. В отсутствие вскипания температура проволочки  $\tilde{T}(t)$  монотонно нарастает до момента достижения условий бурного флуктуационного зародышеобразования, когда тепловой режим проволочки резко меняется. С началом вскипания жидкости на кривой зависимости температуры разогреваемой проволочки от времени  $T(t)$  появляется кратковременное температурное возмущение  $\eta(t) = T(t) - \tilde{T}(t)$ . При заданном давлении растяжения температура проволочки, соответствующая началу температурного возмущения, принимается за температуру начала спонтанного зародышеобразования.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТОВ

В интервале давлений от -10 до 1.5 МПа во всем интервале концентраций исследованы достижимые перегревы растворов с полной растворимостью компонентов кислород-азот и газонасыщенных растворов гелий-метан при концентрациях гелия  $x = 0.0006$  и  $0.001$  мол. дол. На рис. 2 показана барическая зависимость температуры достижимого перегрева раствора кислород-азот ( $x = 0.5$ ).

Для всех исследованных составов аналогичные барические зависимости температуры достижимого перегрева подобны.

Достигнутые в опыте температуры перегрева растворов азот-кислород и гелий-метан систематически ниже расчетных по классической теории нуклеации. Расхождение увеличивается с ростом величины отрицательного давления

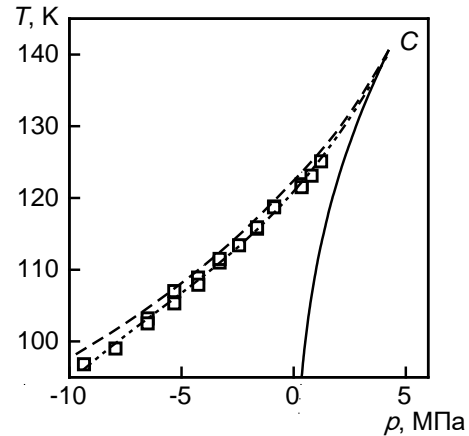


Рис. 2. Зависимость температуры достижимого перегрева растворов азот-кислород от давления при концентрации азота 0.5 мол.дол. Точки – эксперимент. Штриховая линия – теория гомогенной нуклеации ( $J = 10^{21} \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$ ). Сплошная линия – линия фазового равновесия, штрихпунктирная линия – аппроксимация экспериментальных данных. С – критическая точка.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При импульсном перегреве растворов с полной растворимостью компонентов азот-кислород и газонасыщенных растворов гелий-метан в волне отрицательного давления длительностью 3 мкс и амплитудой до -10 МПа реализован механизм гомогенного зародышеобразования. Определены достижимые перегревы растворов с содержанием азота 0.25, 0.50 и 0.75 мольных долей, отвечающие частоте нуклеации  $J = 10^{21} \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$ .

При положительных давлениях и малых отрицательных давлениях данные по предельным перегревам растворов согласуются в пределах погрешности эксперимента с их теоретическими значениями и заметно ниже теоретических в области больших растяжений. Одной из причин рассогласования теории и опыта здесь может быть зависимость поверхностного натяжения критических пузырьков от их размера.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 18-19-00276-П.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б. К теории образования новой фазы. Кавитация // ЖЭТФ. 1942. Т.12. № 11–12. С.525–538.
2. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Мир, 1972. 312 с.
3. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии / В.П. Скрипов, Е.Н. Сеницын, П.А. Павлов и др. М.: Атомиздат, 1980. 208 с.
4. Vinogradov V.E., Pavlov P.A., and Baidakov V.G. Explosive cavitation in superheated liquid argon // J. Chem. Phys. 2008. V. 128. No. 23. P. 234508.



## ЭФФЕКТ ЛЕЙДЕНФРОСТА НА НЕОДНОРОДНОЙ СИЛЬНО НАГРЕТОЙ ПОВЕРХНОСТИ. УПРАВЛЯЕМОЕ ДВИЖЕНИЕ КАПЕЛЬ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе рассматривается взаимодействие капель дистиллированной воды и коллоидных растворов на ее основе с сильно перегретыми относительно температуры насыщения неоднородными поверхностями. Неоднородность поверхностей заключается в ненулевой кривизне и в ряде случаев дополняется дополнительным рельефом. В общем случае в качестве нагреваемых поверхностей выступают две параллельно натянутые металлические проволоки с возможностью нанесения витков более тонкой проволоки. Степень перегрева была кратной относительно точки насыщения, и конечная температура превышала, помимо всего прочего, температуру Лейденфроста.

Было обнаружено, что при превышении определенного значения температуры проволоки капли жидкости не проваливаются под нее, оставаясь висеть снизу или полностью отрываясь (что является характерным поведением при комнатной температуре), а, сохраняя форму, близкую к сферической, находятся над нагреваемыми струнами в состоянии, похожем на левитацию.

Пленочное кипение и, в частности, эффект Лейденфроста, индивидуальных капель довольно хорошо изучены для плоских и хотя бы в первом приближении гладких поверхностей. Известно, что время жизни капель на подобных поверхностях значительно увеличивается [1]. Это связано с тем, что при температурах, достигающих и превышающих температуру Лейденфроста, нижняя часть капли, непосредственно контактирующая с нагретой поверхностью, мгновенно испаряется. Получающийся пар поддерживает оставшуюся часть капли на дне, предотвращая дальнейшее прямое соприкосновение между жидкостью и горячим телом.

Отдельный интерес вызывает кажущаяся спонтанность перемещения капель вдоль поверхности сильно перегретою тела. Было обнаружено [2, 3], что при правильно подобранных форме и размерах повторяющегося рельефа нагреваемой поверхности можно добиться в достаточной мере предсказуемого движения капель.

Настоящая работа посвящена изучению аналогичного эффекта на еще более усложненных поверхностях. Изначально было замечено само проявление эффекта Лейденфроста на гладких сильно перегретых металлических струнах, как это было описано выше. В таком случае, а аналогично гладкой плоской поверхности, капли двигаются спонтанно, периодически остаются на месте или укатываются за пределы нагревателя. Дальнейшее развитие тематики

привело к покрытию металлических струн витками более тонкой проволоки, выполненной из одноименного материала. В таком случае на поведение капель сильно влияла конфигурация обмотки. Эксперименты были повторены для капель другой жидкости – коллоидного раствора на базе дистиллированной воды с добавлением наноразмерных частиц (хлопьев графена).

### 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ МЕТОДИК

В качестве неоднородной поверхности использовались спаренные отрезки металлической проволоки, в дальнейшем называемые струнами, различных конфигураций (рис.1):

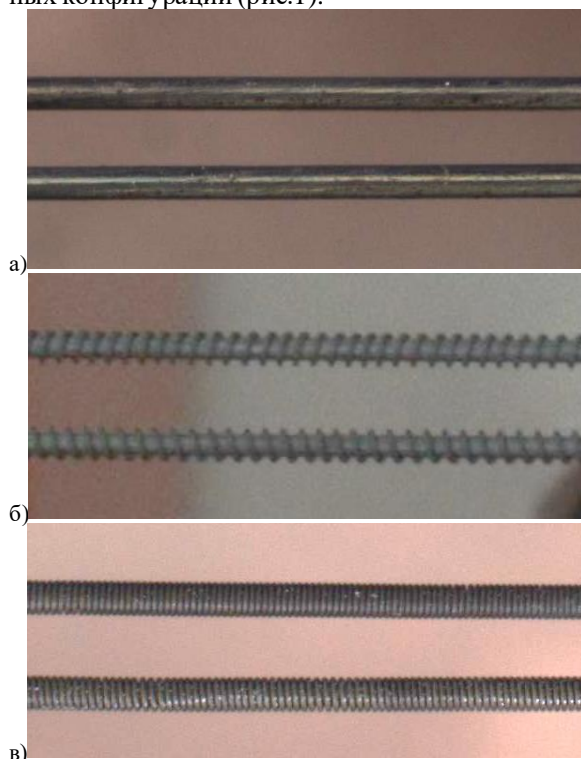


Рис. 1. Изображения различных вариантов конфигурации нагреваемых металлических струн: а) гладкие; б) с прерывистой обмоткой; в) со сплошной обмоткой

Диаметр основных осевых струн составляет 0,4–0,5 мм, они выполнены из сплава нихром, их длина – 3,3 см. Дополнительная обмотка также сделана из нихромовой проволоки диаметром 0,1 мм. В случае с прерывистыми витками (рис. 1б) их шаг составлял 0,1 мм. В третьем варианте (рис. 1в) витки устанавливались вплотную друг к другу. Важно отметить, что в каждом из двух вариантов с обмоткой ее направление на струнах было разнонаправлено, т.е. одна струна представляла собой зеркальное

отражение второй.

Любая из описанных конфигураций струн натянута между двух керамических плиток, установленных на текстолитовой платформе. Расстояние между струнами составляет 1 мм. Путем подачи разности потенциалов на струны, последовательно соединенные друг с другом, осуществляется их джоулев нагрев. Зависимость температуры струн от подаваемой на них мощности линейная. Для борьбы с тепловым расширением струн вся система оснащена системой натяжения струн. Нанесение капль объемом 4 мкл производилось с помощью ручного дозатора, температура струн измерялась контактной термопарой

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Важно отметить, что зависимости температуры струн от подаваемого на пружины в различных конфигурациях значительно отличаются. Так на струнах с обмоткой возможно реализовать более тонкую настройку температуры из-за более плавного графика  $T(P)$ .

В первую очередь необходимо было определить влияние температуры нагревателя на время жизни капль на различных конфигурациях нагревателя (рис. 2):

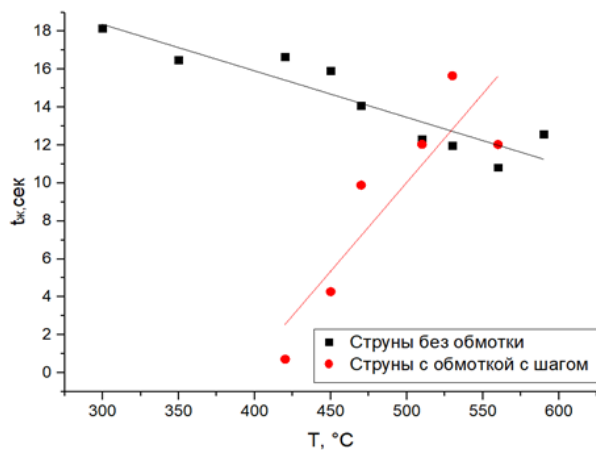


Рис. 2. Зависимость среднего значения времени жизни капли от температуры поверхности струн и их конфигурации

Очевидно, что на исследованном диапазоне температур явно заметно влияние рельефа поверхности: для гладких струн с увеличением температуры время жизни капль постепенно уменьшается, для струн же с прерывистой обмоткой, напротив, довольно резко увеличивается. Можно сравнить с аналогичными графиками из классических трудов [1], где превышение температуры Лейденфроста сильно увеличивает время жизни, но дальнейшая интенсификация нагрева приводит к ее уменьшению.

Как ранее отмечалось, одним из побуждающих факторов для проведения этих исследований является проверка возможности управляемого движения капль вдоль параллельных струнных нагревателей, когда можно было бы заранее сказать, в каком направлении будет происходить перемещение капль. Оказалось, что зеркальное ориентирование

витков позволяет задать направление перемещения капль. Внешне проявление эффекта Лейденфроста на перегретых струнах с плотной обмоткой выглядит, как представлено на рис. 3:

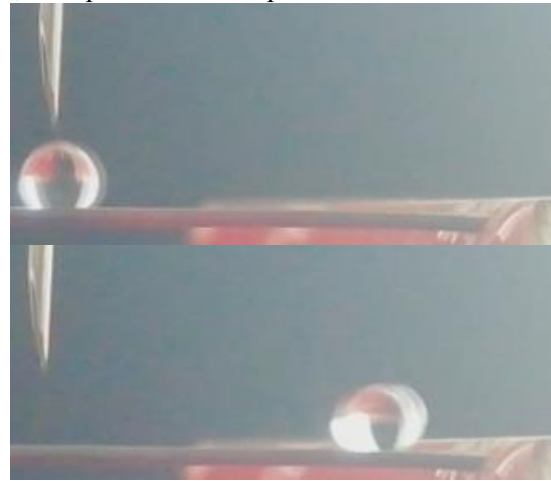


Рис. 3. Движение капль воды в результате ее соприкосновения с раскаленными струнами сложной конфигурации

Стоит отметить, что увеличение температуры струн сказывается на доле удерживающихся над струнами капль. Так, при 420°C удерживалась и приходила в движение треть наносимых капль. При 560°C «движется» 93% капль. Поскольку геометрические характеристики установки известны, то по снятым кадрам возможно проанализировать скорость перемещения (рис. 4):

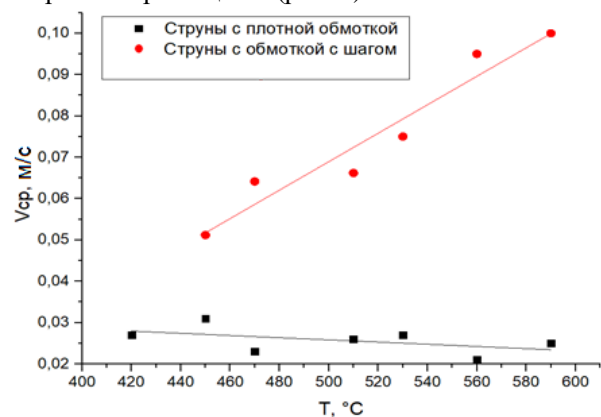


Рис. 4. Зависимость средней скорости движения капль от температуры струн для разных конфигураций нагревателя

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кутателадзе С.С.. Основы теории теплообмена; Издательство Атомиздат, 1979
2. H. Linke, B.J. Aleman, L.D. Melling Self-Propelled Leidenfrost Droplets; PHYSICAL REVIEW, 2006;
3. Guillaume Lagubeau, Marie Le Merrer, Christophe Clanet & David Quéré Leidenfrost on a ratchet; Nature Physics, 2011;
4. Linzi E. Dodd, et. al. Low-Friction Self-Centering Droplet Propulsion and Transport Using a Leidenfrost Herringbone-Ratchet Structure; Smart Materials and Surfaces Laboratory, Faculty of Engineering & Environment, Northumbria University, 2019

## УПРАВЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ СМАЧИВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ДЛЯ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ В ВАКУУМЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Кипение является одним из наиболее эффективных способов отвода тепла и характеризуется существенно более высокими коэффициентами теплоотдачи по сравнению с однофазным теплообменом. В связи с этим кипение широко используется в различных технологиях и отраслях промышленности, включая тепловую и атомную энергетику, металлургию, термическое опреснение, а также в различных системах термостабилизации, включая силовую и микроэлектронику [1,2]. Давление является ключевым режимным параметром процесса кипения и оказывает комплексное влияние на теплообмен и развитие кризисных явлений. Более того, в некоторых технологиях кипение реализуется при субатмосферных давлениях, поскольку понижение давления приводит к заметному уменьшению температуры насыщения. Однако, известно, что понижение давления оказывает негативный эффект на интенсивность теплообмена и величину критического теплового потока [3-6], что препятствует применению технологий, основанных на кипении теплоносителя в вакууме. На сегодняшний день использование поверхностей с различными свойствами смачивания является одним из наиболее перспективных способов интенсификации теплообмена и повышения КТП при кипении [7-10]. В частности, одним из современных трендов является использование бифильных покрытий, объединяющих свойства гидрофобных и гидрофильных поверхностей, которые позволяют одновременно повысить интенсивность теплообмена и увеличить критические тепловые потоки при кипении. Однако подавляющее большинство исследований, посвященных влиянию поверхностей с различными свойствами смачивания на теплообмен и локальные характеристики процесса кипения, были проведены в условиях атмосферного давления. В то же время проблема стабилизации и интенсификации теплообмена при кипении особенно актуальна в области субатмосферных давлений.

Целью настоящей работы было исследование влияния гидрофобных и бифильных поверхностей на

теплообмен и локальные характеристики процесса кипения в области субатмосферных давлений.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

#### 2.1. Метод модификации поверхности

Для создания гидрофобной и бифильной поверхностей использовался коммерческий продукт NeverWet Rust-Oleum. Он представляет собой двухкомпонентный спрей коллоидного раствора. Для проведения экспериментов было создано две поверхности: (1) с гомогенным гидрофобным покрытием ( $CA = 124^\circ$ ) (рис. 1б) с бифильным покрытием с гидрофобными пятнами ( $CA = 124^\circ$ ), нанесенными на гидрофильную сапфировую подложку ( $CA = 70^\circ$ ) (рис. 1а). Для создания бифильной поверхности покрытие наносилось через маску из нержавеющей стали толщиной 1 мм, плотно прижатую к сапфировой подложке. В исследовании была выбрана следующая бифильная конфигурация (рис. 1в): диаметр пятна – 1,5 мм, размер шага – 10 мм. Выбор конфигурации был обусловлен предотвращением слияния паровых пузырей на стадии роста, поскольку это может привести к образованию крупномасштабных паровых

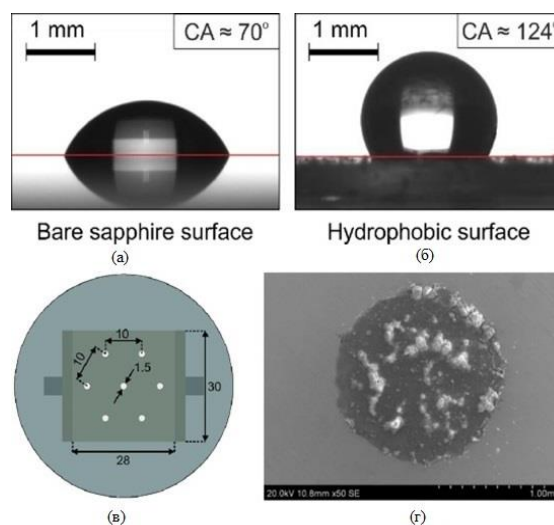


Рис. 1. (а,б) Измерение угла смачивания на базовой сапфировой поверхности и гомогенном гидрофобном покрытии; (в) Конфигурация бифильного покрытия на сапфировой подложке; (г) SEM изображение гидрофобного пятна.

конгломератов вблизи поверхности, препятствующих подтоку жидкости и, следовательно, к снижению критического теплового потока.

## 2.2. Экспериментальная установка

Эксперименты были проведены с использованием экспериментальной установки, подробно описанной в работе [5]. Основной особенностью данной установки является прозрачный нагревательный элемент, представляющий собой тонкую пленку оксида индия-олова (ИТО), нанесенную на сапфировую подложку. Использование такой конструкции нагревательного элемента позволяет одновременно проводить высокоскоростную ИК-съёмку и визуализацию с нижней стороны прозрачного нагревателя. Для анализа эволюции паровых пузырей использовалась высокоскоростная видеокамера Phantom VEO410. Максимальная частота съёмки в экспериментах составляла 5000 кадров в секунду, пространственное разрешение составляло 36 мкм на пиксель. Видеосъёмка проводилась как с нижней стороны прозрачного нагревателя, так и сбоку от нагревательной поверхности, через боковые окна установки. Для измерения температурного поля нагревателя использовалась высокоскоростная ИК-сканер FLIR Titanium HD 570 M с частотой кадров 1000 кадров в секунду и разрешением 200 мкм на пиксель.

Эксперименты проводились в диапазоне давлений  $p_{нас} = 10-103$  кПа в условиях насыщения. В качестве рабочей жидкости использовалась деионизированная вода. Для проведения сравнительного анализа были использованы результаты работы [5], в которой представлены данные по теплообмену и локальным характеристикам кипения на необработанной

гидрофильной поверхности сапфира в аналогичном диапазоне давлений (8.8–103 кПа).

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

### 3.1. Высокоскоростная визуализация

На основе данных, полученных с использованием высокоскоростной визуализации процесса кипения, был проведен анализ частот отрыва паровых пузырей для отдельных центров зародышеобразования и гидрофобных участках бифильной поверхности, а также величин отрывных диаметров пузырей ( $D_{dep}$ ). На рис.2 представлены зависимости средней частоты отрыва пузырей для базовой-гидрофильной [5], гидрофобной [10] и бифильной [7] поверхностей от давления. Анализ показывает, что зависимость частоты отрыва паровых пузырей от давления на гидрофобной и бифильной поверхностях имеет принципиально иной тренд по сравнению с гидрофильной поверхностью. Если на гидрофильной поверхности частота отрыва паровых пузырей значительно снижается при уменьшении давления до 8.8 кПа, то на гидрофобной и бифильной поверхностях с понижением давления частота отрыва паровых пузырей даже увеличивается. Связано это с тем, что при использовании гидрофобных и бифильных покрытий значительно изменяется характер парообразования. В частности, из-за того, что часть пара после отрыва парового пузыря остаётся на гидрофобной поверхности, стадия ожидания между отрывом пузыря и зарождением следующего вырождается. Это и приводит к увеличению частоты отрыва паровых пузырей в области давлений  $p_{нас} < 40$  кПа, когда время ожидания появления пузыря на гидрофильной поверхности значительно увеличивается. Также, анализ данных показал, что частота отрыва пузырей на бифильном покрытии заметно выше по сравнению с данными, полученными на гидрофобной поверхности. Это связано с тем, что, по сравнению с гидрофобной

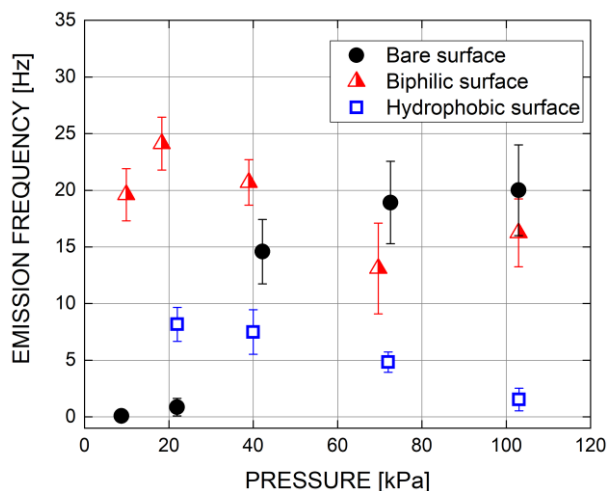


Рис. 2 Зависимость средней частоты отрыва пузырей для отдельных центров зародышеобразования для базовой [5], гидрофобной и бифильной поверхностей от давления.

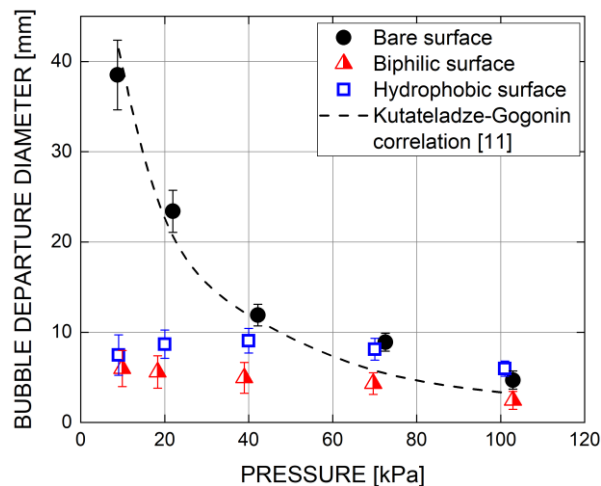


Рис. 3 Зависимость отрывного диаметра пузырей для базовой [5], гидрофобной и бифильной поверхностей от давления.



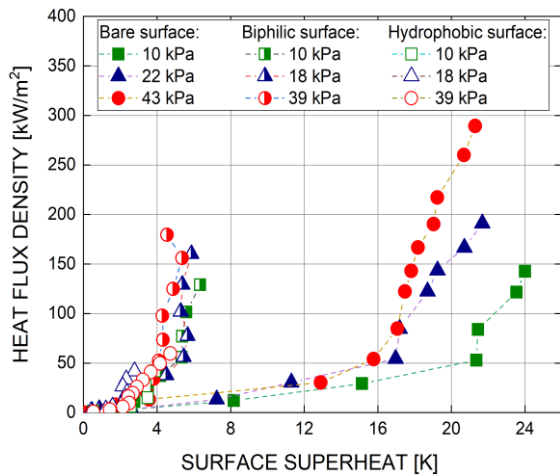


Рис. 4. Кривые кипения при различных давлениях на базовой [5], гидрофобной и бифильной поверхностях.

поверхностью скорость роста пузырей на бифильном покрытии существенно возрастает. Кроме того, дополнительный эффект оказывает размер областей, ограниченных линией контакт трёх фаз, который для бифильной и гидрофобной поверхностей существенно отличается. В результате условие отрыва парового пузыря на бифильной поверхности достигается существенно быстрее, чем на гидрофобной, и частота оказывается существенно выше.

Также в исследовании было показано, что использование гидрофобной и бифильной поверхностей приводит к заметному уменьшению величины отрывных диаметров пузырей в области давлений  $p \leq 70$  кПа по сравнению с данными, полученными на гидрофильной поверхности (рис. 3). При этом стоит отметить, что отношение диаметров на модифицированных поверхностях к данным, полученным на базовой-гидрофильной поверхности растёт с уменьшением давления. Например, среднее значение  $D_{\text{дер}}$  на базовой поверхности при давлении 8.8 кПа составляет 38 мм, а для бифильной при давлении 10 кПа  $D_{\text{дер}} = 6$  мм. Наименьшая величина отрывного диаметра пузыря в области субатмосферных давлений наблюдается для бифильной поверхности.

### 3.2. ИК термография

С помощью ИК-термографии были построены кривые кипения для бифильной и гидрофобной поверхностей и проведено их сравнение с данными, полученными для необработанной поверхности (рис. 4). Видно, что для гидрофобной и бифильной поверхности температура начала кипения при субатмосферных давлениях значительно снижается (до 4-5 раз). Также анализ кривых кипения демонстрирует существенное увеличение интенсивности теплообмена при использовании модифицированных поверхностей по сравнению с

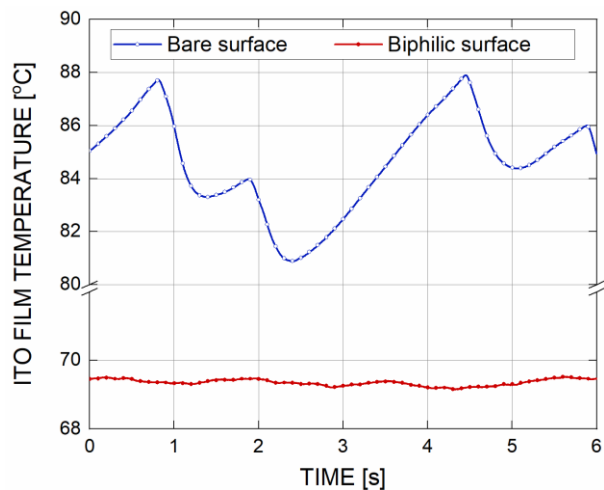


Рис.5 Эволюция интегральной температуры нагревателя при кипении на бифильной и базовой поверхности при давлении 10 кПа [7].

необработанной поверхностью. Однако, при кипении на гидрофобном покрытии уже при тепловых потоках 30-70 кВт/м<sup>2</sup>, в зависимости от давления, наступает переход к плёночному режиму кипения. В свою очередь использование бифильного покрытия не приводит к раннему переходу в режим плёночного кипения. Более того, модуляция парожидкостного потока, наблюдаемая при кипении на бифильной поверхности, может приводить к повышению КТП по сравнению с гидрофильной поверхностью. Сравнение зависимостей, представленных на рис. 4, также показывает, что для бифильной и гидрофобной поверхностей кривые кипения для различных давлений, практически совпадают друг с другом, и интенсивность теплоотдачи слабо зависит от давления. В тоже время, на гидрофильной необработанной поверхности наблюдается чёткий тренд снижения коэффициента теплоотдачи с уменьшением давления.

Использование в настоящей работе высокоскоростной ИК-термографии позволило изучить эволюцию температуры нагревательной поверхности при кипении в условиях субатмосферных давлений. На рис. 5 представлены график эволюции интегральной температуры ИТО нагревателя, полученной при кипении при давлении 10 кПа на бифильной и базовой поверхностях. Из рисунка видно, что на необработанной поверхности наблюдаются существенные колебания температуры. В свою очередь, результаты, полученные для бифильного покрытия, показывают, что температура ИТО пленки практически не меняется со временем и лежит значительно ниже - более чем на 17 К по сравнению с базовой поверхностью. Отсутствие сильных флуктуаций температуры поверхности связано, в первую очередь, с отмеченным существенным увеличением частоты и плотности центров зародышеобразования при использовании бифильной поверхности.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено экспериментальное исследование влияния гидрофобных и бифильных поверхностей на локальные и интегральные характеристики теплообмена при кипении воды в диапазоне давлений 10-103 кПа с использованием высокоскоростных ИК и видеосъемки. Показано, что:

- При кипении на бифильной и гидрофобной поверхностях в области субатмосферных давлений величины отрывных диаметров существенно ниже, чем при кипении на базовой гидрофильной. При этом их отношение резко увеличивается с понижением давления. В частности, среднее значение отрывного диаметра пузырей, образующихся на бифильной и гидрофобной поверхности при давлении 10 кПа, более чем в 6 раз меньше, чем на базовой гидрофильной поверхности.
- Зависимость частоты отрыва пузырей от давления на бифильной и гидрофобной поверхности имеет принципиально иной тренд по сравнению с гидрофильной. Более того, при давлениях  $p_{\text{нас}} \leq 39$  кПа частота отрыва пузырей на бифильной поверхности значительно выше, чем на базовой. В частности, при давлении 10 кПа отношение частот может отличаться на два порядка.
- Интенсивность теплообмена при кипении на гидрофобном и бифильном покрытии, слабо зависит от давления в диапазоне 10-39 кПа. Кроме того, было установлено, что использование гидрофобного или бифильного покрытия приводит к снижению температурного напора закипания и значительной интенсификации теплообмена, вплоть до 3,7 раза при 10 кПа. В то же время использование бифильных покрытий позволяет избежать раннего перехода к пленочному кипению, который происходит на гомогенной гидрофобной поверхности.
- Использование бифильного покрытия при давлениях  $p_{\text{sat}} \leq 20$  кПа позволяет значительно стабилизировать процесс парообразования и существенно снизить амплитуду колебаний интегральной температуры во времени благодаря наличию постоянно действующих центров.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Mudawar I.** Recent advances in high-flux, two-phase thermal management //Journal of Thermal Science and Engineering Applications. 2013. vol. 5. №. 2.
2. **Sun C. et al.** Investigation on active thermal control method with pool boiling heat transfer at low pressure //Journal of Thermal Science. 2018. vol. 27. №. 3. P.277-284.
3. **Yagov V. V., Gorodov A. K., Labuntsov D. A.** Experimental study of heat transfer in the boiling of liquids at low pressures under conditions of free motion //Journal of engineering physics. 1970. vol. 18. №. 4. P.421-425.
4. **Мамонтова Н. Н.** Кипение некоторых жидкостей при пониженных давлениях //Прикладная механика и техническая физика. 1966. №. 3. С. 140-144.
5. **Surtaev A., Serdyukov V. and Malakhov I.** Effect of subatmospheric pressures on heat transfer, vapor bubbles and dry spots evolution during water boiling //Experimental Thermal and Fluid Science. 2020. vol. 112. P.109974.
6. **Giraud F. et al.** Experimental evidence of a new regime for boiling of water at subatmospheric pressure //Experimental thermal and fluid science. 2015. vol. 60. P.45-53.
7. **Serdyukov V. et al.** Biphilic surface to improve and stabilize pool boiling in a vacuum //Applied Thermal Engineering. 2022. P.118298.
8. **Liang G. et al.** Experiments and modeling of boiling heat transfer on hybrid-wettability surfaces //International Journal of Multiphase Flow. 2021. vol. 144. P. 103810.
9. **Motezakker A. R. et al.** Optimum ratio of hydrophobic to hydrophilic areas of biphilic surfaces in thermal fluid systems involving boiling //International Journal of Heat and Mass Transfer. 2019. vol. 135. P.164-174.
10. **Surtaev A. et al.** Boiling at subatmospheric pressures on hydrophobic surface: Bubble dynamics and heat transfer //International Journal of Thermal Sciences. 2022. vol. 173. P.107423.
11. **Кутателадзе С. С., Гогонин И. И.** Скорость роста и отрывной диаметр парового пузыря при кипении насыщенной жидкости в условиях свободной конвекции //ТВТ. 1979. Т. 17. №. 4. С. 792-797.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и ТУБИТАК в рамках научного проекта № 20-58-46008*



В.С. Сердюков<sup>1,2</sup>, И.В. Владыко<sup>1,2</sup>, И.П. Малахов<sup>1,2</sup>, А.А. Родионов<sup>1,2</sup>, Ю.Г. Шухов<sup>1</sup>,  
С.В. Старинский<sup>1,2</sup>, А.И. Сафонов<sup>1</sup>, А.С. Суртаев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН  
630090, Новосибирск, Проспект Академика Лаврентьева, 1

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет,  
630090, Новосибирск, Пирогова, 2

## ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА И ПОВЫШЕНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА ПРИ КИПЕНИИ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОГО ТЕКСТУРИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

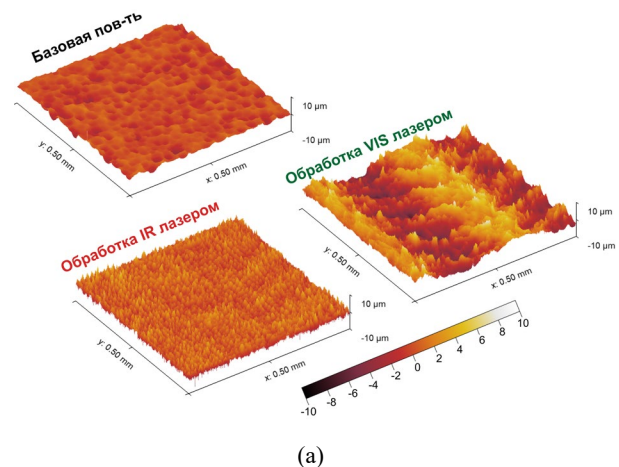
На сегодняшний день подавляющее большинство методов интенсификации теплообмена и повышения критических тепловых нагрузок (КТП) при кипении жидкости связано с модификацией теплообменной поверхности на микро- и наномасштабе. Однако, зачастую существующие методики модификации поверхности являются сугубо лабораторными и не являются в полной степени масштабируемыми. Кроме того, важными вопросами с точки зрения практических приложений являются долговечность и стабильность микро- и наноструктурированных поверхностей. По этой причине поиск наиболее оптимальных и простых методов модификации, а также конфигураций создаваемых микро- и наноструктур на теплообменной поверхности продолжает оставаться актуальной задачей.

Лазерное текстурирование является одной из наиболее перспективных и активно развивающихся технологий модифицирования поверхности. Как показывает анализ литературы, применение лазерной абляции позволяет существенно увеличить интенсивность теплоотдачи и повысить величину КТП при кипении жидкости путем структурирования теплообменных поверхностей из металла [1]. В то же время, большим преимуществом метода лазерной абляции является возможность его использования для модификации поверхностей из неметаллов, например, из кремния, который является основным материалом электроники. Целью настоящей работы было исследование возможности применения метода лазерной абляции для модификации поверхности кремниевой подложки для интенсификации теплообмена и повышения КТП при кипении.

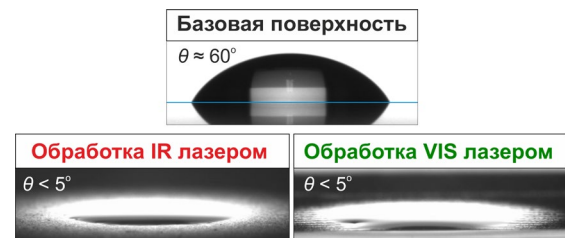
### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Обработка подложки из монокристаллического кремния толщиной 460 мкм проводилась импульсами основной гармоники наносекундного Nd:YAG лазера при длине волны 1064 нм (далее IR лазер) и 532 нм (далее VIS лазер). Длительность импульса излучения для каждого режима составила 10 нс. Анализ свойств полученной текстурированной поверхности показал, что лазерная обработка су-

щественно меняет морфологию и свойства смачивания поверхности из кремния (рис. 1). В частности, обе модифицированные поверхности характеризуются супер-гидрофильными свойствами ( $\theta < 5^\circ$ ) и сохраняют их в течении длительного времени. Как видно из рис. 1а использование того или иного вида лазера позволяет управлять параметрами структурирования поверхности, создавая либо равномерную микроструктуру с характерным поперечным размером до 10 мкм и глубиной до 2 мкм (IR лазер), либо протяженные каналы глубиной до 10 мкм и шириной 250 мкм (VIS лазер).



(а)



(б)

Рис. 1. (а) Влияние лазерного излучения с различной длиной волны на морфологию теплообменной поверхности из кремния; (б) характеристики смачивания базовой и модифицированных поверхностей.

Анализ СЭМ показал, что обе поверхности покрыты пористым слоем из наночастиц размером до 10 нм. Толщина данного слоя составляет порядка 1

мкм. При этом, как показал анализ данных по растеканию жидкости, варьирование длины волны лазера позволяет изменять такую характеристику поверхности, как «капиллярное увлажнение» (capillary wicking). Как было показано многими авторами, данный параметр поверхности наравне со смачиваемостью является одним из определяющих при развитии кризиса кипения, поскольку он отражает объем жидкости, поступающий в основание сухих пятен.

Эксперименты по кипению были выполнены в условиях свободной конвекции с использованием экспериментального стенда, подробное описание которого приведено в [2]. В качестве рабочей жидкости была использована деионизированная вода на линии насыщения при атмосферном давлении. Для визуализации парообразования и анализа динамики паровых пузырей в работе была проведена высокоскоростная видеосъемка с частотой записи 5 кГц. Для исследования нестационарного поля температур нагревательной поверхности в работе была проведена высокоскоростная термографическая съемка с частотой 1.5 кГц.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Полученные результаты показали, что текстурирование поверхности лазерным излучением приводит к значительной интенсификации теплоотдачи и повышению критических тепловых нагрузок при кипении насыщенной воды. При этом наблюдается интересная зависимость влияния типа обработки на интенсивность теплообмена. Так, поверхность, полученная с помощью IR лазера, демонстрирует повышение интенсивности теплоотдачи до 1.6 раз по сравнению с базовой поверхностью. Однако для поверхности, обработанной VIS лазером, наоборот наблюдается ухудшение теплообмена и повышение порога закипания относительно необработанной поверхности (рис. 2).

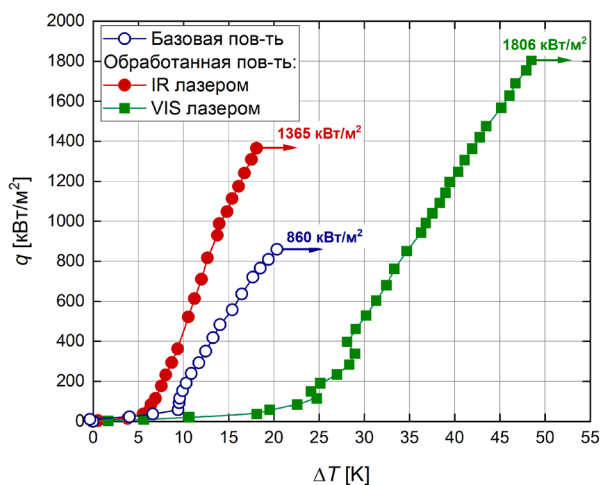


Рис. 2. Кривые кипения воды

Связано это с тем фактом, что обработка VIS лазером приводит к понижению локальной шероховатости кремниевой поверхности и, как след-

ствие, к снижению количества потенциальных мест зародышеобразования. Однако обе изученные поверхности демонстрируют существенное повышение величины КТП при кипении жидкости: 1365 кВт/м<sup>2</sup> для поверхности, полученной IR лазером, и 1806 кВт/м<sup>2</sup> для поверхности, полученной VIS лазером. Это соответственно в 1.6 и 2.1 раз больше, чем для базовой поверхности.

В работе был проведен подробный анализ влияния различных параметров модифицированных поверхностей на величину КТП при кипении. В частности, проведенное сопоставление полученных результатов показало, что они не могут быть описаны в рамках существующих полуэмпирических моделей, учитывающих смачиваемость [3] и относительную шероховатость поверхности [4]. Это говорит о том, что при использованной лазерной модификации основное влияние на повышение КТП оказывает именно улучшение характеристик капиллярного увлажнения поверхности. Причем, в случае обработки IR лазером равномерная микроструктурированная поверхность оказывается не так эффективна, как полученная VIS лазером иерархическая структура с микроканалами, покрытыми пористым слоем. В данном случае каналы служат капиллярами, по которым происходит подток жидкости к сухим пятнам. С использованием данных термографической съемки в работе был также проведен анализ скорости роста сухих пятен, который показал, что она постоянна во времени и близка по величине для всех типов изученных поверхностей.

Наконец, проведенная в работе высокоскоростная видеосъемка позволила изучить ключевые особенности влияния модификации поверхности на динамику парообразования при кипении (отрывной диаметр пузырей, частота нуклеации). Полученные в работе результаты позволяют говорить о высокой перспективности модификации поверхности кремния путем лазерной абляции для решения задач термостабилизации и повышения эффективности теплообмена путем кипения жидкости.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского Научного Фонда (проект № 18-79-10119-п).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **M. Zupančič, P. Gregorčič**, Laser surface engineering for boiling heat transfer applications // *Materials with Extreme Wetting Properties*, Springer, Cham, 2021, pp. 245-303.
2. **Surtaev A. et al.** An experimental study of vapor bubbles dynamics at water and ethanol pool boiling at low and high heat fluxes // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2018. Vol. 126. P. 297-311.
3. **Kandlikar S. G.** A theoretical model to predict pool boiling CHF incorporating effects of contact angle and orientation // *J. Heat transfer*. 2001. Vol. 123. №. 6. P. 1071-1079.
4. **Chu K. H., Enright R., Wang E. N.** Structured surfaces for enhanced pool boiling heat transfer // *Applied Physics Letters*. 2012. Vol. 100. №. 24. P. 241603.

Брестер А.Е.<sup>1</sup>, Жуков В.И.<sup>1,2</sup>, Швецов Д.А.<sup>2</sup>, Павленко А.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Новосибирский государственный технический университет,  
630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

<sup>2</sup>Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

## СПЕКТРЫ МОЩНОСТИ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ВЗРЫВНОМ ВСКИПАНИИ ЖИДКОСТИ В УСЛОВИЯХ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие уделяется большое внимание изучению флуктуаций (шумов) различных параметров системы для определения характеристик состояния системы. Наибольший интерес представляют флуктуации со спектром мощности обратно пропорциональным частоте  $S \sim 1/f$  (здесь,  $S$  – спектр мощности;  $f$  – частота). Как правило, в литературных данных под  $1/f$  шумом понимаются флуктуационные процессы со спектром мощности пропорциональным  $1/f^\alpha$ , где показатель степени  $\alpha$  изменяется в некоторых пределах. Обратно пропорциональный спектр мощности встречается в различных системах, например, физических, химических, механических [1–4].

Авторы в [5] показали, что спектры мощности пульсаций давления, полученных с помощью Фурье-анализа, позволяют установить взаимосвязь между поведением спектральной функции пульсаций давления при различных режимах теплообмена и степенью приближения к критическому тепловому потоку при развитии кризисных явлений. Данные были получены в процессе испарения/кипения тонких слоев н-додекана.

Целью данной работы является определение взаимосвязи между частотой вскипаний жидкости (пульсаций давления) и поведением спектра мощности пульсаций давления от частоты  $S(f) = 1/f^\alpha$ , полученного методом быстрого преобразования Фурье.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Эксперименты проводились на теплообменной вакуумной установке, работающей по принципу термосифона. Подробное описание установки приведено в [6]. В качестве рабочей жидкости в экспериментах использовался н-додекан. Перед началом эксперимента на днище рабочей камеры, которое служило поверхностью нагрева (шероховатость  $R_z = 3,2$  мкм), наливали рассчитанное количество рабочей жидкости для создания слоя нужной высоты. Далее жидкость подвергалась дегазации в течение нескольких часов.

В ходе экспериментов регистрировались температуры по толщине обогреваемого днища, давление над слоем жидкости в объеме рабочей камеры, и одновременно проводилась видеосъемка процесса высокоскоростной видеокамерой. Эксперименты

проводились при высоте слоя  $h = 40$  мм и давлении над слоем  $P = 133$  Па.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Как было показано в работе [6], процесс кипения н-додекана при давлении 133 Па характеризуется периодическим взрывным кипением (взрывное вскипание), сопровождающимся значительными пульсациями давления (рис. 1(а, б)). Продолжительность вскипаний и время ожидания между ними зависели от плотности теплового потока. С увеличением теплового потока продолжительность вскипаний увеличивалась, а время пауз между ними уменьшалось.

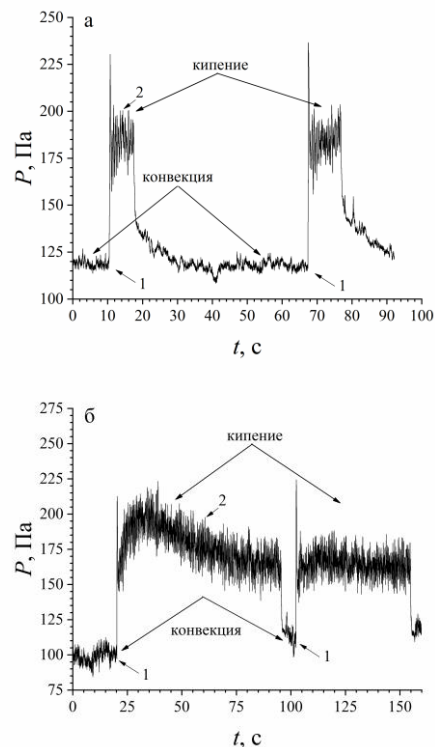


Рис. 1. Зависимость рабочего давления в камере от времени в режиме взрывного кипения н-додекана при высоте слоя 40 мм и тепловом потоке: а)  $2,7 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>; б)  $7,4 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>

С помощью быстрого преобразования Фурье были получены спектры мощности пульсации давления от частоты (рис. 2(а-б)). В процессе кипения н-додекана во всем диапазоне изменения тепловых

потоков, полученные спектры мощности пульсаций давления имели вид  $1/f^\alpha$ . Кроме того, на спектрах мощности пульсаций давления имеются два пика: один – в низкочастотной зоне (пик №1), второй – в среднечастотной зоне (пик №2). Видно, что с увеличением теплового потока, частота пика №1 уменьшается, что свидетельствует о снижении частоты пульсаций большой амплитуды. Очевидно, что пик №1 соответствует частоте вскипаний (стрелки «кипение» на рис. 1(а-б)). Ранее было сказано, что продолжительность вскипаний увеличивалась с увеличением теплового потока, а значит, снижалась частота их образования. Данный факт хорошо прослеживается на полученных спектрах мощности пульсаций (рис. 2(а-б)). Частота пика №2 не менялась при изменении теплового потока ( $\approx 2$  Гц). Данная частота соответствует частоте микровсплесков именно в момент вскипания (стрелка 2 на рис. 1(а-б)), что логично, поскольку амплитуда данных пульсация является второй по величине после пульсаций самих вскипаний (рис. 2(а-б)). Для подтверждения выдвинутой гипотезы, были определены периоды вскипаний и микровсплесков по рис. 1(а-б) и были сравнены с найденными значениями пиков по рис. 2(а-б). Период вскипаний рассчитывался между началом двух соседних вскипаний (стрелки 1 на рис. 1(а-б)). Для микровсплесков период рассчитывался относительно двух соседних пиков (стрелка 2 на рис. 1(а-б)). Получено, что расчетные частоты пиков были близкими по значению частотам пиков, найденных по рис. 2 (а-б).

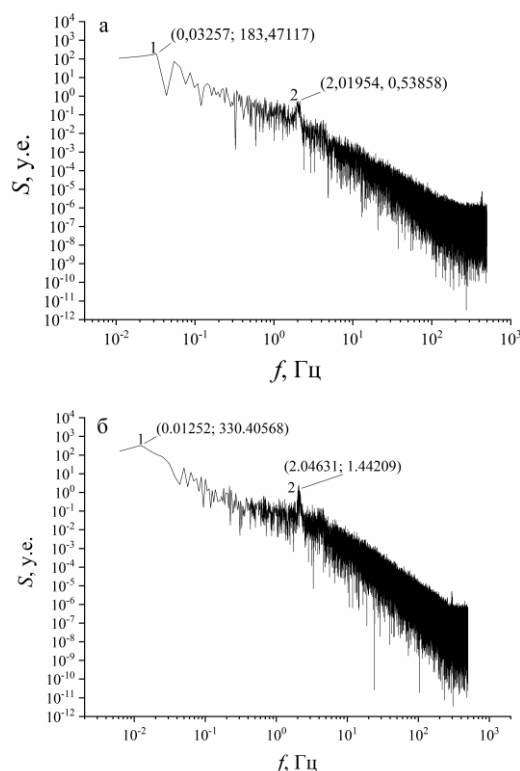


Рис. 2. Спектры мощности пульсации давления  $S$  от частоты  $f$ , полученные при взрывном кипении н-додекана при высоте слоя 40 мм и рабочем давлении в камере 133 Па: а) тепловой поток, равный  $2,7 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>; б)  $7,4 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>

Таблица 1. Параметры пиков на спектрах мощности пульсаций давления

Тепловой поток, Вт/м <sup>2</sup>	Способ определения	Частота пика №1, Гц	Частота пика №2, Гц
$2,7 \cdot 10^4$	Расчетным методом	0,01758	2,03252
	Графический (рис.2)	0,03257	2,01954
$7,4 \cdot 10^4$ Вт/м <sup>2</sup>	Расчетным методом	0,01218	2,04082
	Графический (рис.2)	0,01252	2,04631

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Одним из возможных инструментов получения полезной информации из пульсаций давления является анализ спектров мощности пульсаций давления, полученных с помощью Фурье-анализа.

Обработка спектров пульсаций давлений позволяет установить взаимосвязь между режимами кипения, образующимися структурами в процессе взрывного кипения жидкости и поведением спектра мощности пульсаций давления от частоты, полученных методом быстрого преобразования Фурье.

*Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки (код FSUN-2020-0008).*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kazakov K.A. Quantum theory of flicker noise in metal films // Physica B: Condensed Matter. 2008. V. 403. P. 2255–2272.

2. Parkhutik V., Budnikov E.Y., Timashev S.F. Application of flicker-noise spectroscopy in studies of porous silicon growth and properties // Mater. Sci. Eng.: B. 2000. V. 69. P. 53–58.

3. Telesca L., Lasaponara R., Lanorte A.  $1/f^\alpha$  fluctuations in the time dynamics of Mediterranean forest ecosystems by using normalized difference vegetation index satellite data // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. 2006. V. 361. Is. 2. P. 699–706.

4. Vallianatos F., Makris J., Saltas V., Telesca L., Lapenna V. An investigation of the  $1/f^\alpha$  long-range fluctuations in short-term time variability of ULF geomagnetic data // Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation. 2006. V. 11. Is. 6. P. 745–758.

5. Brester A.E., Zhukov V.I., Shvetsov D.A., Pavlenko A.N. Power spectra of pressure pulsations in the processes of evaporation/boiling of a liquid at low pressures // Journal of Physics: Conference Series. 2021. V. 2039. Is. 1. P. 012006.

6. Брестер А.Е., Жуков В.И., Швецов Д.А., Павленко А.Н. Определение температурного напора при взрывном вскипании жидкости в условиях пониженного давления // Энергосбережение и водоподготовка. 2022. Т.1. №1. С. 40–45.

## ИНТЕНСИВНОСТЬ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ НА МОДИФИЦИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Улучшение энергетической эффективности теплообменных аппаратов является одной из актуальных задач технической теплофизики. Значительный вклад в решение этой задачи может внести внедрение научно обоснованных и экспериментально проверенных методов интенсификации теплообмена при кипении. Анализ механизма кипения жидкостей в большом объеме показывает, что интенсификация теплообмена может быть достигнута либо уменьшением температурного напора между теплоотдающей поверхностью и температурой насыщения, либо изменением поверхностных условий протекания процесса кипения [1, 2]. С инженерных позиций максимальную интенсивность теплообмена можно достигнуть при кипении жидкостей на модифицированных поверхностях (покрытия поверхности различными металлами, искусственная шероховатость, оребрение и др.) при применении электростатического поля [1–3].

### 2. МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЭСПЕРИМЕНТА

В работе представлены экспериментальные данные по теплообмену при кипении в электрическом поле на модифицированных поверхностях. Кипение осуществлялось на одиночных горизонтальных трубках из нержавеющей стали диаметром 4 мм и длиной 80 мм, покрытых карбидом вольфрама электроискровым легированием. В качестве рабочей жидкости выбран гексан, с температурой кипения 68,7°C. Высоковольтный электрод в виде латунной плоской решетки, расположен параллельно ей сверху. Межэлектродное расстояние  $\delta$  варьировалось от 1,5 до 7,6 мм. Потенциал на верхнем электроде изменялся ступенчато от 0 до 25 кВ. Эксперименты проводились при атмосферном давлении и изменении плотности теплового потока  $q$  в диапазоне от  $5 \cdot 10^2$  до  $10^5$  Вт/м<sup>2</sup>. Величина температурного напора находилась в интервале значений  $\Delta T = 0,5 - 20$  К. Опыты проводились на установке и по методике, описанной в [4].

Результаты металлографического исследования показали, что покрытия имели развитую шероховатость:  $R_a = 4,316$  мкм (поверхность №1),  $R_a = 3,493$  мкм (поверхность №2),  $R_a = 3,296$  мкм (поверхность №3),  $R_a = 5,288$  мкм (поверхность №4).

Толщина слоя изменялась в пределах 0,05 – 0,075 мм.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Теплообмен при кипении без поля

Предварительно исследовались зависимости  $q = f(\Delta T)$  для гладкой поверхности в отсутствие поля (рис. 1). Состояние теплоотдающей поверхности оценивалось средним арифметическим отклонением профиля  $R_a = 0,685$  мкм. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с существующими опытными данными по кипению гексана [4, 5], что доказывает корректность выбранной методики измерений. Опытные данные графика обобщаются зависимостью [1]:

$$q = C_0 \frac{c_p'^3 (\rho' - \rho'')}{r^{3/2}} \cdot (T_w - T_s)^3, \quad (1)$$

где постоянная  $C_0$  равна  $7 \cdot 10^{-5}$ .

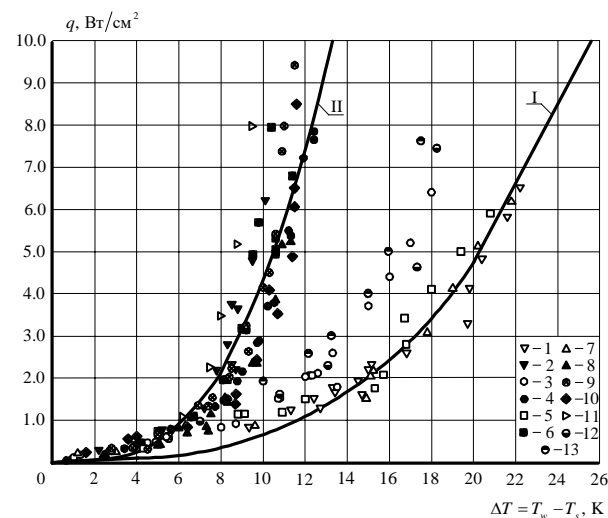


Рис. 1. Зависимость  $q$  от  $\Delta T$  при кипении гексана на гладких и модифицированных поверхностях различной шероховатости в отсутствие поля: 1 –  $\delta = 1,5$  мм [4]; 3 – 3; 5 – 4,2; 7 – 7,6 – гладкая поверхность; 2 –  $\delta = 1,5$  мм; 4 – 3; 6 – 4,2; 8 – 7,6 – поверхность №1; 9 –  $\delta = 3$  мм – поверхность №2; 10 –  $\delta = 3$  мм – поверхность №3; 11 –  $\delta = 3$  мм – поверхность №4; 12 –  $R_a = 0,52$  мкм [5]; 13 –  $R_a = 1,17$  мкм [5]; кривые – расчет по формуле (1): I –  $C_0 = 7 \cdot 10^{-5}$ ; II –  $C_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ .

На первом этапе исследования использовались модифицированные поверхности теплообмена с различной шероховатостью в отсутствие поля (рис. 1). Установлено, что для передачи одинаковых тепловых потоков в случае модифицированных



поверхностей требуется меньший перегрев, чем при эталонной гладкой поверхности. По мере увеличения среднего арифметического отклонения профиля  $R_a$  коэффициент теплоотдачи увеличивается. При этом увеличение интенсивности теплообмена достигает 300 – 400%. Опытные данные хорошо обобщаются зависимостью (1) с постоянной  $C_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ .

### 3.2. Теплообмен при кипении в электрическом поле

Влияние поля на закономерности теплообмена при кипении гексана на модифицированных поверхностях нагрева с различной шероховатостью показано на рис. 2. Установлено, что электрическое поле может привести как к увеличению интенсивности теплообмена, так и к ее снижению. Положительный эффект поля наблюдается в основном при малых тепловых потоках и температурных напорах. С ростом плотности теплового потока влияние поля уменьшается, а при высоких тепловых нагрузках и температурных напорах, поле приводит к незначительному ухудшению теплообмена на всех четырех исследованных модифицированных поверхностях.

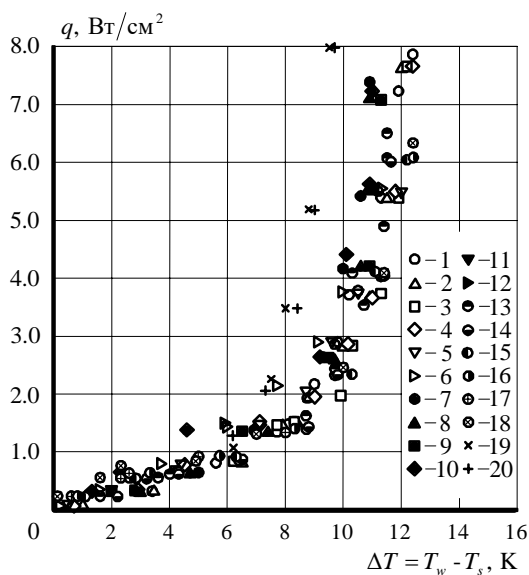


Рис. 2. Влияние напряженности поля  $E$  на зависимости  $q = f(\Delta T)$  при кипении гексана на модифицированных поверхностях нагрева различной шероховатости: 1 –  $E = 0$ ; 2 – 16,67; 3 – 33,33; 4 – 50; 5 – 66,67; 6 – 83,33 кВ/см – поверхность №1; 7 –  $E = 0$ ; 8 – 16,67; 9 – 33,33; 10 – 50; 11 – 66,67; 12 – 83,33 кВ/см – поверхность №2; 13 –  $E = 0$ ; 14 – 16,67; 15 – 33,33; 16 – 50; 17 – 66,67; 18 – 83,33 кВ/см – поверхность №3; 19 –  $E = 0$ ; 20 – 66,67 кВ/см – поверхность №4.

Изучено также влияние межэлектродного расстояния на интенсивность теплообмена при кипении. Установлено, что по мере увеличения этого параметра коэффициент теплоотдачи уменьшается. Наибольшая интенсивность теплообмена наблюдается при зазоре 3 мм, что приблизительно соответствует отрывному

диаметру паровых пузырей при атмосферном давлении. Аналогичный результат получен при кипении гексана в электрогидродинамическом потоке [4].

Визуальные наблюдения за процессом парообразования на модифицированных поверхностях показали, что электрическое поле кардинальным образом меняет гидродинамику процесса пузырькового кипения. В области слабо развитого кипения без поля пузырьки пара образуются и срываются практически равномерно по всей поверхности трубки. При воздействии электрического поля парообразование на верхней образующей исчезает, в то время как на оставшейся части поверхности трубки сосредотачивается преимущественно во впадинах, откуда пар продолжает вырываться в виде струй. Диаметры срывавшихся паровых пузырьков с нижней образующей больше диаметров пузырьков срывавшихся с боковой образующей. С ростом плотности теплового потока увеличивается число действующих центров парообразования.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально установлена существенная интенсификация теплообмена в электрическом поле при кипении диэлектрической жидкости на модифицированных поверхностях, полученных электроискровым методом. Влияние поля проявляется в основном в области слабо развитого кипения.

### БЛАГОДАРНОСТЬ

Исследование выполнено при финансовой поддержке правительства Республики Молдова в рамках научного проекта ANCD 20.80009.5007.06.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Володин О.А., Печеркин Н.И., Павленко А.Н. Интенсификация теплообмена при кипении и испарении жидкостей на модифицированных поверхностях // ТВТ. 2021. Т. 59. № 2. С. 280–312.
2. Jones B.J., McHale J.P. and Garimella S.V. The influence of surface roughness on nucleate pool boiling heat transfer // Trans. ASME J. Heat Transfer. 2009. Vol. 131. 121009. P. 1-14.
3. Еронин А.А. Особенности тепловых процессов при кипении диэлектрических жидкостей в неоднородном электрическом поле // Автореф. дисс. на соиск. учен. ст. канд. техн. наук. М.: ОИВТ РАН, 2012. 17 С.
4. Chernica I.M., Bologa M.K., Mardarskii O.I. and Kozhevnikov I.V. Action of electrohydrodynamic flow on heat transfer at boiling // Journal of Electrostatics, 2021. Vol. 109. doi.org/10.1016/j.elstat.2020.103524.
5. Benjamin R.J. and Balakrishnan A.R. Nucleation site density in pool boiling of saturated pure liquids: Effect of surface microroughness and surface and liquid physical properties // Experimental Thermal and Fluid Science. 1997. Vol. 15. P. 32-42.



## ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ЭМУЛЬСИИ «МАСЛО В ВОДЕ»

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Эмульсии представляют собой смесь из двух взаимно нерастворимых жидкостей, в которых капельки дисперсной фазы распределены в непрерывной дисперсионной среде. Эмульсии имеют широкое применение в химической, пищевой, косметологической, фармацевтической и в других областях промышленности. В качестве смазочно-охлаждающих жидкостей эмульсии масла в воде используются при металлообработке и в процессах трибологии.

Впервые теплообмен в эмульсиях масла в воде при их кипении в большом объеме был исследован в 1978 г. [1]. Авторы измеряли плотность теплового потока от никелевой проволоки диаметром 0,20 мм и длиной 70 мм при атмосферном давлении. Опыты проводились с четырьмя типами масел, н-додекан, н-ундекан, трансформаторное масло KF96 и KF54. Проведенные исследования показали, что в эмульсиях типа «масло в воде» кипение начинается при значительном превышении температуры кипения воды. В опытах также было получено, что тип масла оказывает незначительное влияние на интегральные характеристики теплообмена.

В отличие от кипения чистых жидкостей и гомогенных растворов, в кипящей эмульсии масло в воде капельки дисперсной фазы взаимодействуют как с поверхностью нагрева, так и с пузырьками пара, тем самым оказывая влияние на характеристики теплообмена. В настоящей работе с использованием скоростной видеосъемки визуализирован процесс пузырькового кипения дистиллированной воды и эмульсии кремнийорганическая жидкость (силиконовое масло) ПЭС-5/вода на поверхности проволочного нагревателя.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В опытах измерялся коэффициент теплоотдачи от горизонтальной платиновой проволоки диаметром 0,10 мм и длиной 35 мм к исследуемым теплоносителям при атмосферном давлении. Температура нормального кипения ПЭС-5 превышает 250 °С. Плотность воды и ПЭС-5, при комнатной температуре имеют одинаковые значения (998 кг/м<sup>3</sup>), что позволяет при получении эмульсии не использовать поверхностно-активные вещества для ее стабилизации. Эмульсии готовили путем интенсивного перемешивания в течение 15 минут исходных жидкостей пропеллерной мешалкой при 10000 об/мин. При перемешивании получалась полидисперсная эмульсия с

минимальным диаметром капелек 5–10 мкм и максимальным 80–100 мкм. Основная доля капелек дисперсной фазы имела диаметр 40–60 мкм. Распределение капелек в дисперсионной среде определяли визуально с помощью оптического микроскопа. Полученная эмульсия оставалась стабильной в течение всего времени проведения опытов.

Кривые кипения для воды и эмульсии ПЭС-5/вода в зависимости плотности теплового потока  $q$  от температурного напора  $\Delta T = T_w - T_{кин}$  (где  $T_w$  – температура нагревателя,  $T_{кин}$  – температура нормального кипения воды) показаны на рис. 1. Значение отводимых тепловых потоков эмульсией ПЭС-5/вода при конвективном теплообмене занимает промежуточное положение между данными полученными для воды и масла ПЭС-5. Из рис. 1 видно, что для инициирования зародышеобразования в эмульсии требуется некоторый перегрев поверхности нагрева выше температуры кипения воды, а с ростом концентрации эмульсии такой перегрев увеличивается.

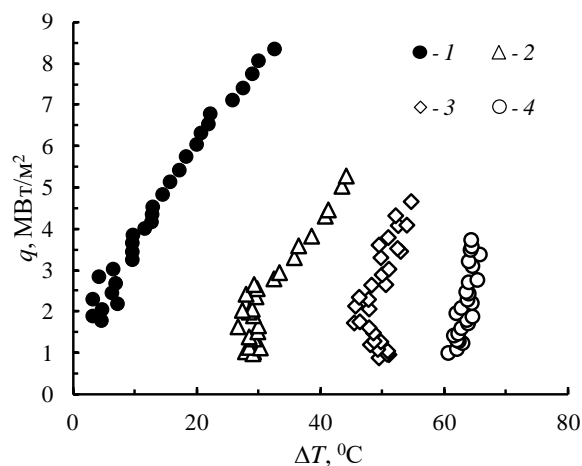


Рис. 1. Кривые кипения воды и эмульсии ПЭС-5/вода,  $T_{жк} = 22,0$  °С: 1 – вода; 2-4 – эмульсия ПЭС-5/вода с концентрацией 0,5, 1,0 и 5,0 об.%, соответственно.

На полученных кадрах при конвективном теплообмене с эмульсией, когда температура нагреваемой проволоки  $T_w$  превышает температуру кипения воды,  $T_w = 125$  °С проведены измерения краевого контактного угла капелек масла на поверхности нагрева. Величина краевого угла оказалось меньше 90°, что свидетельствует о хорошей смачиваемости, высокая температура кипения и низкая теплопроводность масла ПЭС-5 при конвективном теплообмене являются основными факторами снижения

отводимых тепловых потоков эмульсией ПЭС-5/вода. Частичная смачиваемость маслом поверхности нагрева также способствует снижению плотности центров зародышеобразования, в результате чего кипение эмульсии начинается при более высоких температурах нагрева. С увеличением концентрации эмульсии перегрев поверхности нагрева растет, так как увеличивается количество капелек, способных блокировать большее число центров кипения. Таким образом, зародышеобразование в дисперсионной среде эмульсии может происходить на участках поверхности, не занятых капельками масла.

Капельки масла находящиеся на поверхности нагрева оказывают влияние на локальный теплообмен при кипении эмульсии. На рис. 2 (а) показан крупный паровой пузырь, который имеет линию прямого контакта с поверхностью нагрева, в основании пузыря – преимущественно с маслом и выше основания пузыря – с эмульсией. После достижения критического размера паровой пузырь теряет прямой контакт с поверхностью нагрева и начинает его покидать. Пространство между поверхностью нагрева и паровым пузырем занимает слой масла, рис. 2(б), который существенно снижает интенсивность теплоотдачи на локальном участке нагреваемой проволоки. Для полной эвакуации паровому пузырю необходимо некоторое время, чтобы преодолеть силу межфазного натяжения на границе раздела пузырь-масло, после чего он покидает тепловой пограничный слой. При этом часть масла уносится в объем эмульсии, а часть остается на поверхности нагрева, подавляя активный центр кипения.

На рис. 1 максимальные значения плотности теплового потока, полученные для воды и эмульсии масло ПЭС-5/вода, соответствуют критическим, превышение которых приводит к разрушению проволочного нагревателя. При критической тепловой нагрузке на поверхности нагреваемой проволоки, за счет слияния двух пузырьков, образуется крупный пузырь, который обволакивает проволочный нагреватель и препятствует контакту с ней эмульсии. Локальная температура проволоки под паровым пузырем резко растет, что приводит к ее разрушению (пережогу).

Значение критической плотности теплового потока для эмульсии масло в воде, как и для эмульсии, вода в масле [2] оказывается всегда ниже критических тепловых потоков полученных для чистой воды и масла. Рост концентрации эмульсии ведет к снижению критических тепловых потоков  $q_{кр}$ , а температурный напор  $\Delta T$  соответствующий кризису кипения увеличивается. Следует отметить узкий температурный интервал режима пузырькового кипения эмульсии масло ПЭС-5/вода, который для эмульсии с концентрацией 1,0 и 5,0 об.% составляет около 5 °С.

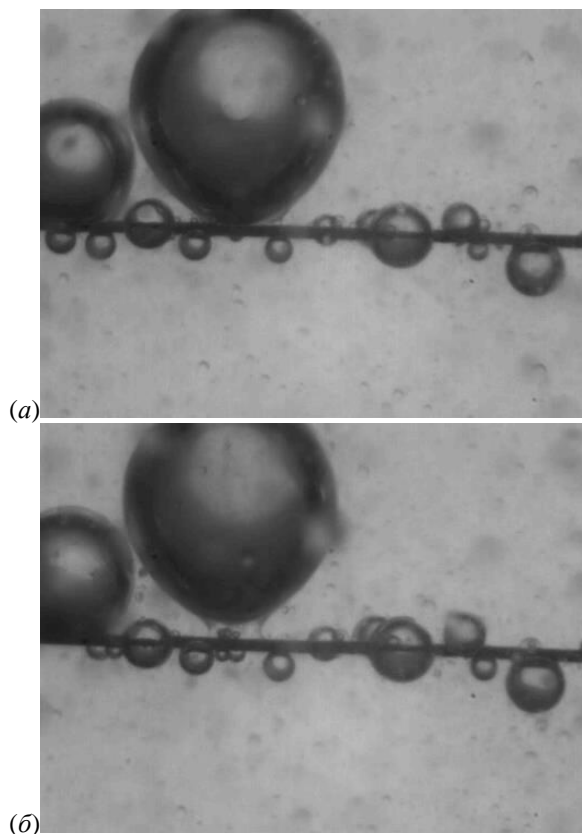


Рис. 2. Отрыв крупного парового пузырька при кипении эмульсии ПЭС-5/вода,  $q = 3,2$  МВт/м<sup>2</sup>.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследован теплообмен при кипении воды и эмульсии масло ПЭС-5/вода на поверхности проволочного нагревателя. С применением скоростной видеосъемки рассмотрены процессы, протекающие на поверхности нагрева между капельками масла и пузырьками пара, образующимися при кипении воды. Масло имеет низкую теплопроводность по сравнению с водой и играет роль термического сопротивления на границе раздела поверхность нагрева – эмульсия, что приводит к ухудшению теплообмена при конвективном теплообмене и пузырьковом кипении. Рассмотрено влияние концентрации эмульсии на критическую плотность теплового потока, которая снижается с ростом концентрации эмульсии.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mori Y.H., Inui E., Komotori K. Pool Boiling Heat Transfer to Emulsions // J. Heat Transfer. 1978. V. 100. Iss. 4. P. 613.
2. Гасанов Б.М. Ухудшение теплообмена при кипении эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой // ТВТ. 2018. Т. 56. №4. С. 582-600.

## ИССЛЕДОВАНИЕ КИПЕНИЯ В ПЛОСКОМ МИКРОКАНАЛЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Внимание исследователей в последнее время направлено на изучение теплообмена и развития кризисных явлений в микроканальных системах, что связано с перспективностью использования таких систем для охлаждения микроустройств с высокой энергонапряжённостью [1]. В микроканалах смачиваемость и шероховатость поверхности начинает оказывать существенное влияние на формирование режимов двухфазных течений. Исследование пузырькового кипения в микротрубах с использованием высокоскоростной визуализации приведено в работе [2]. Исследованы скорости роста пузырьков, частоты их формирования и другие характеристики при тепловом потоке до 226 кВт/м<sup>2</sup>. Исследование основных физических процессов при кипении FC-72 в микроканале представлены в работе [3]. Представленные экспериментальные результаты дают новое физическое представление о природе процессов теплообмена при росте пузырьков и движении по каналу. Хотя к настоящему времени исследования двухфазных течений в круглых трубах выполнены для весьма малых диаметров до 20 мкм, горизонтальные щелевые каналы высотой около 100 мкм остаются не изученными.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

В работе проведено исследование кипения в плоских микроканалах с характерным размером (высотой) от 50 до 100 мкм. Ширина микроканала выбрана из соображений размера вычислительного чипа – 10 мм. Оптически прозрачный нагревательный элемент (тонкопленочный ИТО нагреватель) размером 100 мм<sup>2</sup> напылен на сапфировое окно, прозрачное в инфракрасном диапазоне, для визуализации поля температур на нагревателе ИК методом. В качестве жидкости использована диэлектрическая жидкость FC-72 с температурой кипения 56°C, что позволяет поддерживать оптимальную для вычислительных микропроцессоров температуру на нагревателе.

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1. Жидкость FC-72 подается в микроканал при помощи высокоточного шприцевого насоса Cole-Parmer EW-74905-54 (1), поступает в камеру (2), а затем попадает в канал. В микроканале кипение происходит на ИТО нагревателе, затем парожидкостная смесь поступает в камеру (3), конденсатор (4), а затем в резервуар для хранения жидкости (5). В камерах на входе и у выхода из микроканала установлены датчики давления BD Sensors (6,7). Визуализация двухфазного течения произво-

дилась при помощи шлирен-метода. Свет от источника (8) проникает в микроканал с газожидкостным потоком через линзу (9), полупрозрачное зеркало (10) и попадает в микроканал через просветленное оптическое стекло (11). Свет, отраженный от границы раздела пар-жидкость передается через полупрозрачное зеркало (10), линзу (12) и фильтр объектива камеры (13). В результате камера фиксирует изображение в различных оттенках, где каждому оттенку соответствует определённый угол наклона границы раздела жидкость-газ. Использование данной методики позволит достаточно точно фиксировать структуру двухфазного потока в каналах и четко определить границы между режимами. Для визуализации быстротекущих процессов использована скоростная камера Phantom 7.0. Для измерения поля температур на поверхности нагревателя экспериментальный стенд оснащен высокоскоростной термографической камерой Titanium HD 570M “FLIR Systems ATS”.

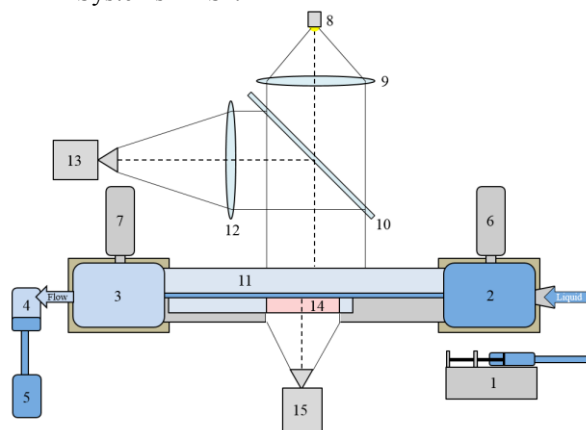


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Проведена серия экспериментов по исследованию кипения и гидродинамики двухфазных течений в широких (шириной 10 мм) микроканалах высотой от 50 до 100 мкм. Исследованы режимы кипения в широком диапазоне расходов жидкости (0.5-10 мл/мин) и широком диапазоне тепловых потоков (0-50 Вт). Конвективный режим теплообмена использовался для валидации экспериментальных данных и численного моделирования. При увеличении теплового потока начинали формироваться пузыри, начинался процесс кипения. На рисунке 2 показаны характерные изображения процесса кипения в зависимости от теплового потока. Как правило, при небольших тепловых потоках пузыри формировались возле стенок микроканала. С увеличением теплового потока пузыри начинают также форми-

роваться в центральной части нагревателя. Когда размер пузырей становится достаточно большим, происходит коалесценция, режим кипения становится вспененным. При дальнейшем увеличении теплового потока, газосодержание увеличивается, происходит переход к кольцевому режиму. При кольцевом режиме течения нижняя и верхняя стенки микроканала смочены, по ним движутся пленки жидкости, между которыми движется паровой поток. На пленках наблюдаются характерные волны. При дальнейшем увеличении теплового потока, наблюдается частичное осушение нагревателя. Кризис происходит в момент практически полного испарения жидкости.

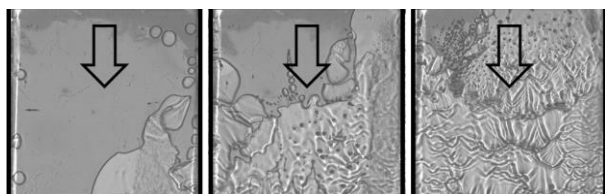


Рис. 2. Зависимость картины кипения в зависимости от теплового потока. Тепловой поток увеличивается слева на право.

На рисунке 3 представлена зависимость теплового потока на нагревателе от температурного напора при различных расходах жидкости. Область с небольшим наклоном при небольших температурных напорах и небольших тепловых потоках соответствует конвективному режиму нагрева. С увеличением температурного напора и теплового потока, начинается процесс кипения, интенсивность теплообмена возрастает. При максимальном температурном напоре и максимальном тепловом потоке наблюдалось испарение тонкой пленки жидкости в кольцевом режиме течения, интенсивность теплообмена также возрастала. При дальнейшем увеличении тепловой нагрузки, наблюдалось практически полное испарение рабочей жидкости, режимы были

близки к предкризисным, в этом случае эксперименты останавливались для того, чтобы избежать сгорание нагревателя.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проведено комплексное исследование кипения диэлектрической жидкости FC-72 в плоских микроканалах высотой от 50 до 100 мкм и шириной 10 мм. Конструкция установки позволила провести синхронное исследования кипения при помощи скоростного шлирен- метода и ИК визуализации. Исследованы переходы от пузырькового кипения ко вспененному и кольцевому режимам в зависимости от теплового потока, а также характерные коэффициенты теплоотдачи и истинное паросодержание для указанных режимов. Исследована динамика роста пузырей в зависимости от величины теплового потока и расхода жидкости для характеристики процессов кипения в микроканале.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-79-10357, <https://rscf.ru/project/21-79-10357/>

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jaeseon L., Mudawar I. Low-temperature two-phase microchannel cooling for high-heat-flux thermal management of defense electronics // Components Packaging Technol. IEEE Trans. 2009. V. 32. № 2. P. 453.
2. C.B. Tibiriçá, G. Ribatski, Flow patterns and bubble departure fundamental characteristics during flow boiling in microscale channels, Exp. Therm. Fluid Sci. 59 (2014) 152–165. doi:10.1016/j.expthermflusci.2014.02.017.
3. S. Bigham, S. Moghaddam, Microscale study of mechanisms of heat transfer during flow boiling in a microchannel, Int. J. Heat Mass Transf. 88 (2015) 111–121. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.04.034.

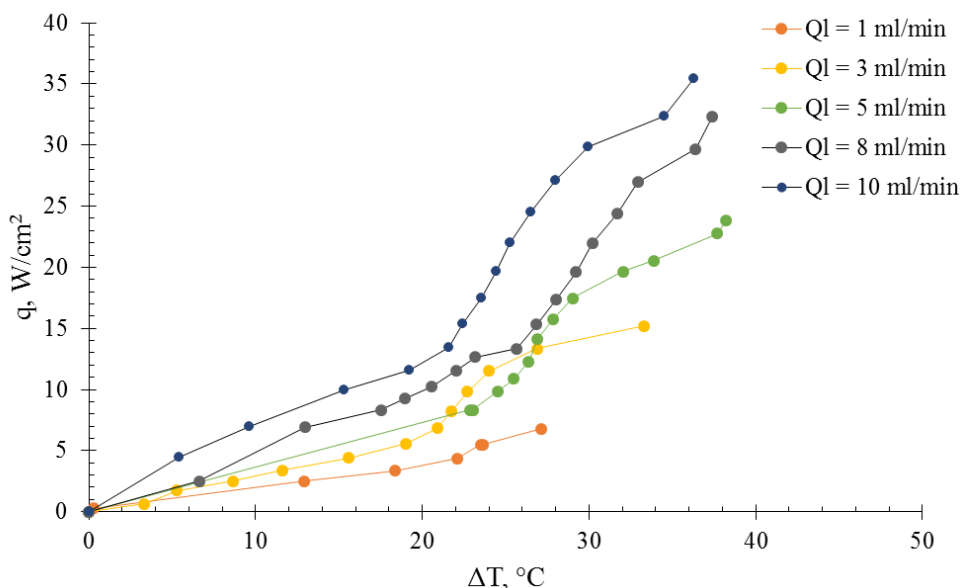


Рис. 3. Зависимость теплового потока от температурного напора в зоне нагревателя в зависимости от расхода.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКА РОСТА ПАРОВОГО ПУЗЫРЯ ПРИ КИПЕНИИ В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Кипение – это сложный процесс, используемый во многих приложениях, таких как преобразование энергии, химическая промышленность, космическая индустрия и другие. Целью данного исследования является изучение механизмов теплопередачи, возникающих при кипении. Данная проблема является многомасштабной, связанной с несколькими взаимодействующими параметрами. Среди них гравитация является одним из важных параметров, поскольку плотности жидкостной и паровой фазы отличаются практически на три порядка. Для решения этой задачи реализована программа исследований кипения в условиях микрогравитации и поддержана Европейским космическим агентством [1]. Уже несколько лет международная научная группа работает над этой задачей, чтобы получить новые данные о кипении в очень простом случае. Эталонный эксперимент RUBI (Reference mUltiscale Boiling Investigation) был создан и испытан на Земле в конце 2018 года и в июле 2019 года доставлен на Международную космическую станцию.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Целями эксперимента RUBI являются исследование теплообмена в области контактной линии одиночного парового пузыря; исследования динамики роста пузырьков; исследования кипения при сдвиговом потоке и в электрическое поле. Эксперимент фокусируется на связи макроскопической динамики пузырьков (зарождение, рост, отрыв) в сочетании с микроскопическими явлениями в тонкой пленке и микрослое жидкости под пузырем. Исследуется кипение в его наиболее элементарной форме, а именно в виде одиночного парового пузырька в чистой жидкости, а также изучение влияния внешних сил на эволюцию пузырька и пограничный слой вблизи пузырька. Детальное описание экспериментальной установки представлено в [2]. Основой эксперимента RUBI является камера со встроенным контуром принудительной конвекции (FCL). Внутри расположен тонкопленочный нагреватель. Процесс кипения инициируется локальным перегревом искусственного места зародышеобразования с помощью сфокусированного лазерного пятна. Распределение температуры нагревателя измеряется с обратной стороны с помощью ИК-камеры. Визуализация роста пузырьков исследуется

с помощью высокоскоростной камеры. Установка оборудована системой терморегулирования, позволяющей гомогенно доводить рабочую жидкость FC-72 от 30°C до 70°.

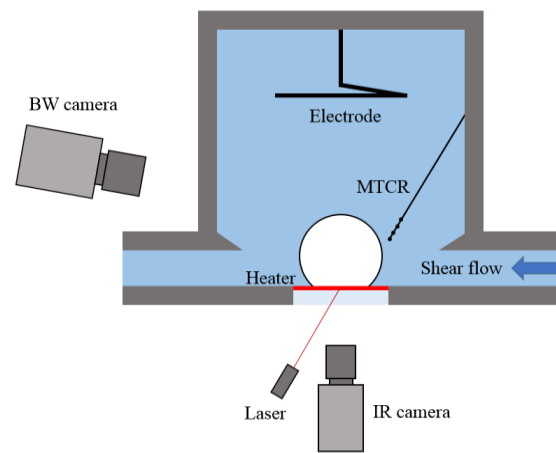


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Разработана методика автоматического анализа изображений эксперимента. Алгоритм анализирует форму пузыря, вычисляет его диаметр, диаметр контактной линии и контактный угол. Анализ включает в себя следующие этапы: нахождение базовой линии, определение контура пузыря, определение параметров пузыря с использованием различных аппроксимаций. При отсутствии внешних сил (сдвигового потока и электрического поля) пузырь имеет сферическую форму.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Несмотря на то, что эксперименты были полностью автоматизированы, команда BUSOC обеспечивала контроль каждого запуска. Перед началом эксперимента в камере задавались необходимые условия эксперимента (давление, недогрев и т. д.), максимальная неоднородность температуры жидкости не превышала 0,5 °C. Хронология эксперимента показана на рисунке 2. Эксперимент начинался с включения нагревателя с заданным тепловым потоком. Нагреватель нагревал жидкость в течение времени  $t_{wait}$ , затем пузырек активировался лазерным импульсом длительностью 20 мс. После этого рост пузырьков регистрировали высокоскоростными ИК и ЧБ камерами. Запись камеры включалась за 1 с до активации роста пузырьков для более точной визуализации процесса образования пузырьков. Данные,



полученные с сервера BUSOC сжаты (необработанные данные). Для обработки необработанных данных использовалось программное обеспечение, предоставленное BUSOC и TUD, которое было модифицировано для более стабильной работы. Обработка проводилась в matlab, где в итоге были получены данные с ЧБ-камеры, ИК-камеры, микро-термопар и других датчиков.

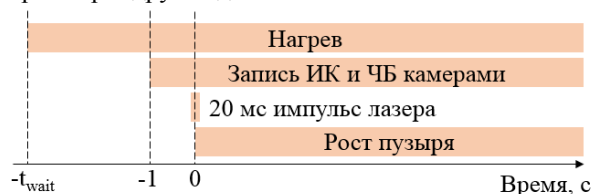


Рис. 2. Хронология эксперимента.

Исследована динамика роста пузыря в зависимости от теплового потока ( $q$ ), давления ( $P$ ), степени недогрева ( $T_{sub}$ ) и времени ожидания ( $t_{wait}$ ). Полученная зависимость диаметра пузыря от времени аппроксимируется степенной зависимостью методом наименьших квадратов. Для детального анализа во всех временных масштабах использовались логарифмические координаты. В качестве начальных параметров пузыря в логарифмических масштабах использовались параметры первого образовавшегося пузырька. На графике 3 характерных этапа. Первый, от 0 до 20 мс, представляет собой зону, в которой наблюдается быстрый рост пузырьков под действием лазерного импульса. Вторая зона является переходной, как правило, она длится 1-2 с, для этого случая

показатель степени равен 0,51-0,59. И третья зона, когда показатель степени увеличивается, для этого случая до 0,59-0,61. На рисунке также показана динамика роста пузырьков в зависимости от давления. Видно, что все параметры достаточно близки, влияние давления слабое. Диаметр пузырьков несколько уменьшается с увеличением давления. Но показатель степени и коэффициент умножения практически не меняется при давлении. Это связано с более быстрым ростом пузырьков в начальный момент после зарождения. В дальнейшем темпы роста практически одинаковы. Диаметр контактной линии незначительно уменьшается с увеличением давления. Контактный угол практически не изменяется.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-79-10357, <https://rscf.ru/project/21-79-10357/>

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ESR AO-2004-111: BOILING, AO-1999-110: EVAPORATION, AO-2004-096: CONDENSATION.
2. Sielaff, A., Mangini, D., Kabov, O., Raza, M. Q., Garivalis, A. I., Zupančič, M., ... & Tadrist, L. (2022). The multiscale boiling investigation on-board the International Space Station: An overview. *Applied thermal engineering*, 117932.

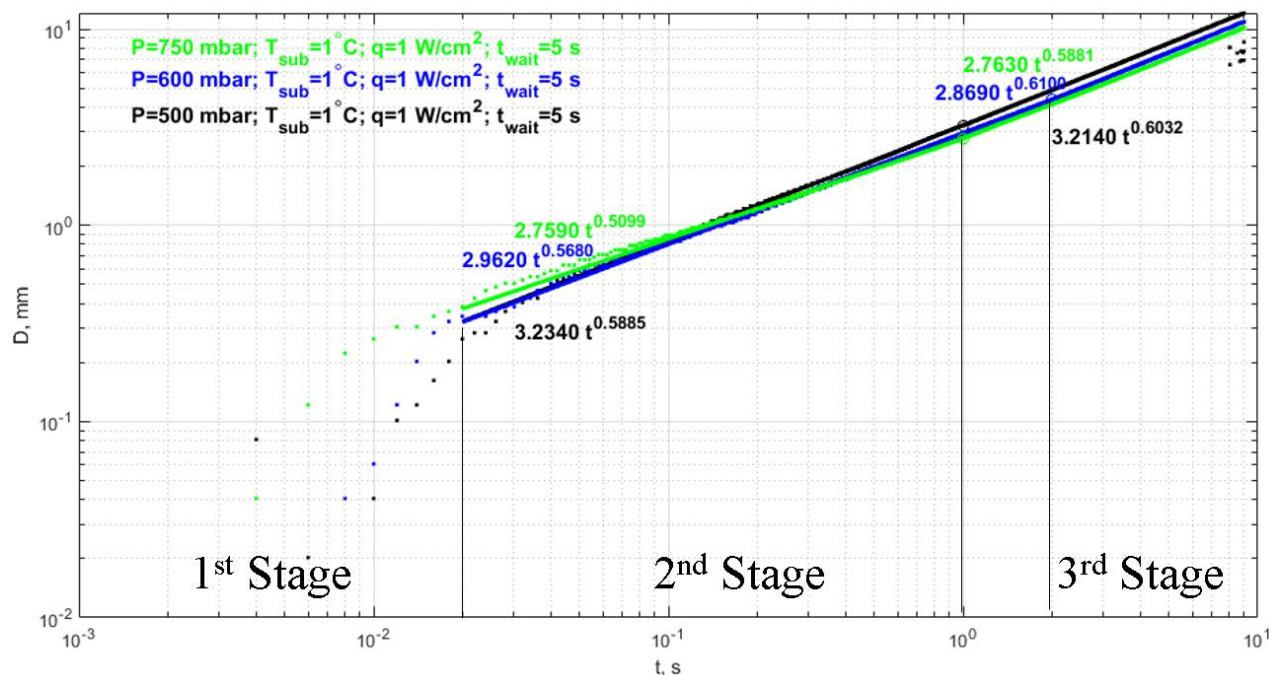


Рис. 3. Динамика роста пузыря в зависимости от давления.



## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФРОНТА ИСПАРЕНИЯ ПЕРЕГРЕТОГО Н-ПЕНТАНА В СТЕКЛЯННОМ КАПИЛЛЯРЕ ПРИ ВСКИПАНИИ В ПРОЦЕССЕ НЕПРЕРЫВНОГО ПониЖЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы, протекающие при разгерметизации сосудов высокого давления, охлаждении реакторов, закалки изделий, паровых взрывах, как правило, сопровождаются высокими перегревами жидкости. При глубоких заходах в область метастабильных состояний вскипание происходит в условиях интенсивного тепловыделения, сопровождается гидродинамическими ударами, паровым взрывом [1]. Это может приводить к аварийным ситуациям.

Распространение фронта испарения в неподвижной жидкости при быстрой разгерметизации цилиндрического канала исследовано в работах [2-4]. Этот процесс характеризуется постоянной скоростью  $V_f$ , определяемой начальной температурой жидкости  $T_w$ . В работе [5] изучено распространение фронта испарения, возникающего в процессе спонтанного вскипания перегретого н-пентана в вертикальной стеклянной трубке при установившемся атмосферном давлении. Верх трубки запаян. Проведено сопоставление скорости фронта  $V_f$  (0,55-2,10 м/с) со средними временами ожидания вскипания  $\bar{\tau}$  в интервале температур 100,3-125,3 °С. Показано, что величина  $V_f$  растет вместе с начальной температурой перегрева и зависит от конфигурации межфазной поверхности жидкость-пар. В интервале температур 120,3-125,3 °С обнаружено, что вблизи верхней трехфазной линии раздела фаз возникает неоднородность наподобие «вязких пальцев», характерных для неустойчивости Саффмана-Тейлора или быстрого вытеснения газом плотной жидкости из пористой среды [6].

Цель настоящей работы заключается в изучении распространения фронта испарения перегретого н-пентана, возникающего в результате вскипания исследуемой жидкости в стеклянной трубке в процессе непрерывного понижения давления.

### 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная установка для изучения кинетики вскипания перегретой жидкости подробно описана в работах [5, 7, 8]. Она представляет собой чистую пузырьковую камеру [1]. Перегрев осуществляется путем сброса давления  $p$  на термостатируемую жидкость (н-пентан) ниже давления насыщенных паров  $p_s$  при фиксируемой температуре  $T_w$  до заданного (атмосферного) значения  $p_a = 0,10$  МПа. Одновременно ведется скоростная видеосъемка процесса вскипания при помощи ско-

ростной видеокамеры Fastvideo-250 (2050 кадр/с).

Кинетика фазового перехода исследуется двумя способами: методом измерения времен жизни перегретой жидкости и методом непрерывного понижения давления. В первом случае измеряют: температуру  $T_w$ , время жизни перегретой жидкости  $\tau$  при установившемся давлении  $p' = p_a$ . Время  $\tau$  является случайной величиной, поэтому опыты проводят многократно [1]. Во втором случае ожидаемое событие происходит в процессе сброса давления. Тогда случайной величиной оказывается не время  $\tau$ , а давление  $p' > p_a$ , при котором жидкость вскипает.

Трубка ориентирована вертикально. Верхняя часть трубки с запаянным концом (объемом  $V_0 = 2,8 \cdot 10^{-6}$  м<sup>3</sup> и высотой  $H_0 = 114,6$  мм) помещена в термостатируемую ячейку. Нижняя её часть находится при комнатной температуре. Внешний и внутренний диаметры трубки составляют 10,0 и 5,6 мм, соответственно. Температура в ячейке поддерживается посредством проточного циркуляционного термостата Huber с точностью 0,1 °С. Давление в системе создается углекислым газом, передается на жидкость через разделительный сильфон и контролируется тремя датчиками давления. Точность поддержания давления  $\sim 0,01$  МПа.

Из всего массива видеоданных по вскипанию перегретого н-пентана при  $p' > p_a$  отобраны файлы, на которых ожидаемое событие возникает на одном центре парообразования. Как и в работе [5], рассматривается стадия вскипания, на которой паровая фаза, достигнув противоположной стенки, формирует две фазовых границы раздела (см. рис. 1). По видеокадрам определены положения верхней  $h_1$  и нижней  $h_2$  границ раздела фаз в момент времени  $t$ , рассчитаны разность этих величин  $\Delta h$ , а также линейная скорость распространения парового фронта  $V_f = dh/dt$ . Привязка значений  $\Delta h$ , определяемых по видеокадрам, к реальным значениям осуществлена при помощи катетометра КМ-6.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Опыты по изучению кинетики вскипания перегретого н-пентана методом непрерывного понижения давления проведены в диапазоне температур 105,3-135,3 °С. Средняя глубина захода в метастабильную область составила 0,35-0,65 МПа. На рис. 2 представлена линейная скорость распространения парового фронта перегретого н-пентана  $V_f$  в зави-

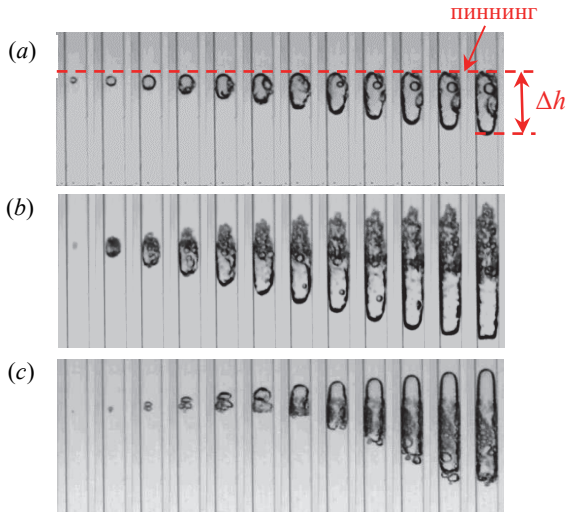


Рис. 1. Типичные видеокдры начала вскипания перегретого н-пентана в стеклянной трубке при разных давлениях и температурах: (а), (б)  $p' = 0,10$  МПа,  $t_{bf} = 1,95$  мс; (с)  $p' = 0,32$  МПа,  $t_{bf} = 15,6$  мс; (а)  $T_w = 105,3$  °С; (б);  $T_w = 122,3$  °С; (с)  $T_w = 115,3$  °С.  $t_{bf}$  – время между кадрами.

сности от глубины захода в метастабильную область ( $p_s - p'$ ). На графике приведены данные, полученные как при  $p' = p_a$ , так и  $p' > p_a$ . На основе визуальной картины вскипания перегретой жидкости выделены следующие режимы двухфазного потока: снарядно-пробковый (режим слитных пузырьков); дисперсно-кольцевой; снарядно-кольцевой без вторичных пузырьков в жидкой пленке; кольцевой с вторичными пузырьками. Картина вскипания случайная, в одних и тех же условиях начальные пузыри могут возникать в разных местах и развиваться по-разному. Чем больше они напоминают снаряд (пузырь Тэйлора), тем меньше зависимость от ( $p_s - p'$ ) ( $V_f = 0,4-0,5$  м/с). Чем ближе режим распространения фронта испарения к кольцевому режиму, тем выше значение скорости. Эти данные лежат вблизи прямой  $V_f = 1,2(p_s - p')$ . С появлением вторичных пузырей на поверхности первичного пузыря скорость распространения фронта испарения увеличивается. В таком режиме  $V_f = 1,6(p_s - p')$ . Паровой фронт при ( $p_s - p'$ ) = 0,25-0,40 МПа сформирован слиянием нескольких пузырьков, оторвавшихся от одного центра вскипания (см. рис. 1 (с)). Его распространение напоминает дисперсно-кольцевой режим двухфазного потока. Расслоение скоростей при ( $p_s - p'$ ) = 0,8-0,9 МПа связано с нарушением пиннинга верхней трехфазной границы раздела (см. рис. 1 (а) и (б)).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассчитана скорость распространения фронта вскипания перегретого н-пентана  $V_f$  в вертикальной стеклянной трубке по видеоданным, полученным в рамках исследования кинетики данного процесса. Вскипание происходило как при установившемся атмосферном давлении (в диапазоне температур 100,3-125,3 °С), так и в процессе понижения давления (105,3-135,3 °С). Показано, что величина  $V_f$

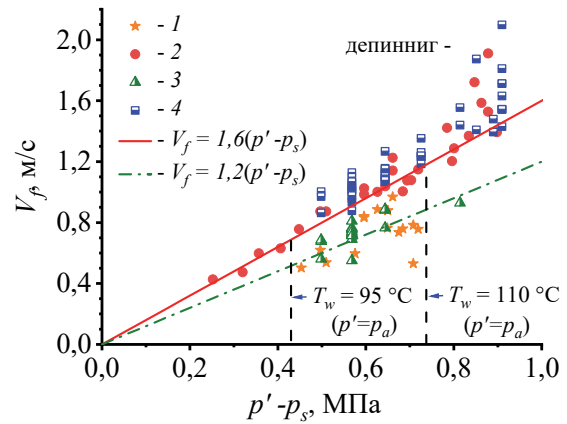


Рис. 2. Зависимость скорости распространения фронта от глубины захода в метастабильную область ( $p_s - p'$ ): 1, 2 – вскипание при понижении давления; 3, 4 – вскипание при давлении  $p' = 0,10$  МПа. Режимы двухфазного потока: 1 – снарядно-пробковый (режим слитных пузырьков); 2 – дисперсно-кольцевой; 3 – снарядно-кольцевой без вторичных пузырьков в жидкой пленке; 4 – кольцевой с вторичными пузырьками.

лежит в диапазоне 0,42-2,1 м/с, растет с глубиной захода в метастабильную область и зависит от конфигурации межфазной поверхности жидкость-пар. Выявлены режимы двухфазного потока, при которых скорость  $V_f$  линейно зависит от глубины захода в метастабильную область ( $p_s - p'$ ).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-08-00270).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость. М: Наука, 1972. 312 с.
2. Reinke P. Surface boiling of superheated liquid. D.Sc. Dissertation. Zurich: Swiss Federal Institute of Technology, 1997. 180 p.
3. Кузнецов В.В., Козулин И.А. Экспериментальное исследование динамики распада метастабильного состояния жидкости при сбросе давления // Тепловые процессы в технике. 2014. V. 6. № 3. С. 115-121.
4. Dewangan K.K., and Das P.K. Experimental analysis of flashing front propagation in superheated water - Effects of degree of superheat, tube inclination, and secondary nucleation // Physics of Fluids. 2020. V. 32. No.7. P. 073311.
5. Липнягов Е.В., Паршакова М.А. Экспериментальное исследование динамики фронта испарения перегретого н-пентана в стеклянном капилляре // Тепловые процессы в технике. 2021. Т. 13. № 12. С. 561–570.
6. Ершов А.П., Даммер А.Я., Куперштох А.Л. Нестойчивость “невязкого пальца” в регулярных моделях пористой среды // Прикладная механика и техническая физика. 2001. Т. 42. № 2. С. 129-140.
7. Паршакова М.А., Липнягов Е.В. Изучение влияния наиболее вероятных центров парообразования на кинетику спонтанного вскипания перегретого н-пентана // Известия РАН. Серия физическая. 2022. Т. 86. № 2. С. 205-211.
8. Липнягов Е.В., Паршакова М.А. Исследование кинетики вскипания перегретого н-пентана при разных скоростях понижения давления // Известия РАН. Серия физическая. 2022. Т. 86. № 2. С. 212-218.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЖИДКОЙ ПЛЕНКИ С ПОВЕРХНОСТЬЮ НАГРЕВАТЕЛЯ ПРИ НАТЕКАНИИ СТРУИ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ НА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из перспективных и активно используемых в промышленности методов интенсивного охлаждения и закалки является охлаждение с помощью свободных струй недогретой жидкости, бьющих по охлаждаемой поверхности. В этом процессе не вполне понятен визуально фиксируемый контакт охлаждаемой жидкости с поверхностью при уровне температур, существенно превышающих как предельно допустимую температуру перегрева охлаждающей жидкости, так и критическую температуру этой жидкости [1, 2]. С термодинамической точки зрения при таком уровне температур прямой контакт жидкости с нагретой поверхностью невозможен.

В большинстве экспериментов реализуется следующая схема процесса: свободная сплошная струя жидкости подается сверху вниз из сопла под прямым углом на нагретую поверхность (см. обзоры [1, 3]). Первоначальная температура поверхности такова, что она препятствует прямому контакту с жидкостью, в результате образуется паровой слой и реализуется режим пленочного кипения. По мере охлаждения поверхности в области торможения струи образуется визуально наблюдаемая темная зона с гладкой блестящей поверхностью без внешних признаков кипения, интерпретируемая как смоченная область поверхности. За границей фронта смачивания жидкость обычно отклоняется от поверхности и разбрызгивается в виде капель.

Это явление обычно приписывается интенсивному парообразованию в области фронта смачивания, где наблюдаются наибольшие значения локальной плотности теплового потока.

Особый интерес представляет работа [2] в которой детально исследуются режим и условия теплообмена в смоченной области. Особенность данной работы в том, что одна из скоростных видеокамер была помещена внутрь резервуара для проведения съемки процесса через толщу жидкости, что позволило получить изображения структуры потока вблизи твердой поверхности. С помощью такого метода в приповерхностной области обнаружено присутствие паровых пузырей, свидетельствующих об активном кипении в смоченной зоне, в то время как при наблюдении процесса снаружи струи внешние признаки кипения отсутствуют.

В настоящей работе экспериментально исследовались наклонные струи, рассмотрено влияние угла наклона первоначальной струи, температуры нагревателя и скорости жидкости на форму смоченной области и параметры отскока струи. Сформулирована гипотеза о том, что развитие теплового

пограничного слоя по всей толщине жидкой пленки приводит к взрывному вскипанию и разбрызгиванию жидкой пленки на границах смоченной зоны.

Также рассматривается механизм отвода теплоты с поверхности паровой ультратонкой пленки в недогретую жидкость за счет генерации микротурбулентности на покрытых паровой пленкой шероховатостях поверхности нагревателя.

### 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Проведена серия экспериментов по охлаждению твердых стальных поверхностей наклонной струей дистиллированной воды с начальной температурой 25 °С. Эксперименты проведены на образцах из нержавеющей стали (сталь 12Х18Н10Т) размером 100х100х20 мм. Поверхность используемого стального образца гладкая, шлифованная наждачной бумагой с размером зерна 14—20 мкм. Подача жидкости на поверхность осуществляется из полого цилиндра с поршнем (шприца). Средняя скорость струи определена с погрешностью ~10% по времени опустошения цилиндра. Диаметр капилляра большинстве опытов 0.5 мм.

Исследуемый образец поверхности устанавливается на электронагреватель с предустановленной мощностью. Подача жидкости проводилась после стабилизации температуры поверхности образца. Контроль температуры рабочей поверхности образца перед проведением эксперимента производился при помощи хромель-алюмелевой термопары, устанавливаемой с внешней стороны поверхности, с притиркой к ней королька термопары. Дополнительный контроль температуры осуществлялся инфракрасным пирометром Flus IR-871. Характерная неоднородность температуры в пределах области взаимодействия струи с поверхностью (характерный размер 5—15 мм) не превышала 5 °С. Проводилась также видеозапись процесса экспериментов. Характерная картина течения, наблюдаемая в экспериментах представлена на рис.1(а), а также схематически на рис.1(б).

Для гладкой стальной пластины определена зависимость отношения максимальной длины  $l$  к максимальной ширине  $b$  смоченной зоны от угла натекания струи  $\alpha$ , рис.2(а). С ростом угла натекания данное отношение стремится к единице, что естественно. Температура нагревателя оказывает существенное влияние на протяженность смоченной зоны. Изменение температуры нагревателя на 50 °С приводит к изменению отношения длины к ширине  $l/b$  в 1.5—2 раза.

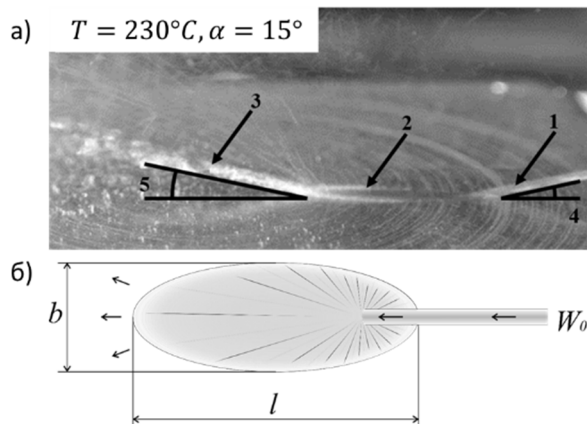


Рис.1. а) 1 – исходная струя, 2 – пленка жидкости на поверхности, 3 – отраженная струя, 4 – угол падения струи  $\alpha$ , 5 – угол разбрызгивания струи  $\beta$ , б) схема смоченной зоны поверхности: вид сверху.

В ходе экспериментов также получена зависимость угла  $\beta$ , под которым жидкость отскакивает от поверхности на границе переходной зоны, от угла натекания струи на поверхность, рис.2(б). С увеличением угла натекания струи на поверхность возрастает также и угол, под которым жидкость отталкивается от поверхности. Описанная тенденция сохраняется до углов  $\alpha = 40\text{—}45^\circ$  и затем, по-видимому, происходит спад до некоторого постоянного значения, сохраняющегося до  $\alpha = 90^\circ$ .

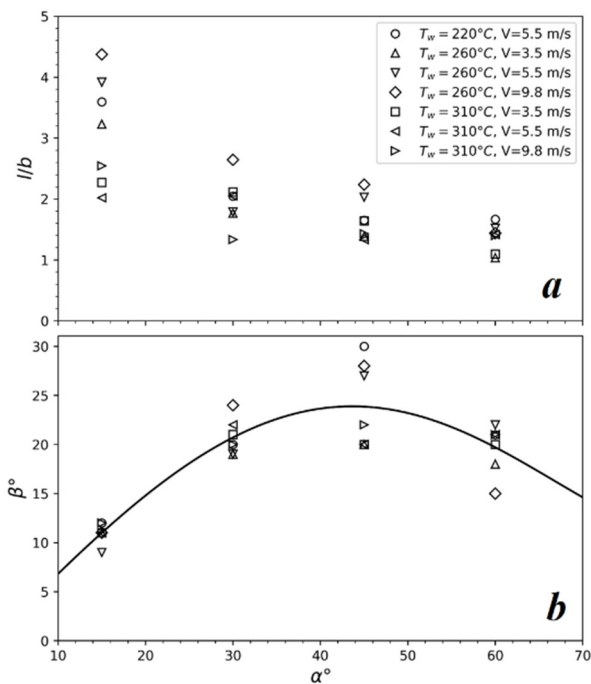


Рис.2. Параметры смоченной зоны, возникающей при взаимодействии струи с поверхностью: а – отношение длины смоченной зоны к ее ширине в зависимости от угла падения струи на поверхность, б – зависимость угла отскока струи от угла падения струи.

В результате решения двухслойной задачи теплопроводности, были оценены значения температуры  $T_w$  приповерхностного слоя жидкости (вода при начальной температуре  $T_0 = 25^\circ\text{C}$ ) при ее контакте с горячей поверхностью нержавеющей стали  $T_m = 340^\circ\text{C}$  (сталь 12X18H10T) дают температуру  $T_w$

в зоне контакта металл-жидкость, равную  $290^\circ\text{C}$ .

Полученная температура существенно превышает температуру нормального кипения воды, однако существует ряд работ, в которых удавалось реализовать кратковременный перегрев воды при атмосферном давлении до температуры  $270^\circ\text{C}$  [4]. Согласно расчетам авторов работы [5], максимальный расчетный динамический перегрев воды оценивается, как  $325^\circ\text{C}$ , поэтому полученное значение температуры в зоне контакта термодинамическим соображениям, по всей видимости, не противоречит.

### 3 ОЦЕНКА ТОЛЩИНЫ ТЕПЛООВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В ЗОНЕ КОНТАКТА

В процессе обработки экспериментальных данных была сформулирована следующая гипотеза [6]: когда тепловая волна, идущая от горячего металла в жидкость, достигает свободной поверхности жидкости, движущаяся по поверхности металла пленка начинает распадаться (вскипать) и отскакивает от поверхности с генерацией множества мелких капель.

По результатам экспериментов из баланса расходов жидкости в струе и в зоне контакта была оценена средняя толщина жидкой пленки  $\delta$ . С одной стороны, объемный расход жидкости в пленке определяется расходом жидкости в струе, с другой стороны, в предположении, что скорость жидкости в пленке составляет  $W_{0.5} \sim W_0 \cos(\alpha)$ , объемный расход жидкости в пленке может быть определен по экспериментальному значению ширины  $b$  смоченной области:

$$Q = \frac{W_0 \pi d^2}{4} = W_0 \cos(\alpha) b \delta,$$

где  $W_0$  – скорость жидкости в струе,  $d$  – диаметр струи. Отсюда для толщины пленки получаем

$$\delta = \pi d^2 / (4b \cos(\alpha)).$$

Толщину  $\delta_T$  прогретого слоя за время  $t$  слоя жидкости можно приближенно оценить из решения задачи о прогреве полубесконечного массива как:

$$\delta_T = (6at)^{1/2},$$

где  $a$  – температуропроводность воды (для численных оценок используется ее значение при  $25^\circ\text{C}$ ).

Таким образом, если гипотеза верна, то необходимо, чтобы толщина пленки жидкости в конце зоны контакта  $\delta$  была равна толщине прогретого слоя  $\delta_T$ , успевшего развиться за время  $t_w$  пребывания жидкости на нагретой поверхности.

Время нахождения жидкости в зоне контакта  $t_w$  можно оценить как

$$t_w = \frac{l}{W_0 \cos(\alpha)},$$

где  $l$  – длина зоны контакта (измеряется в эксперименте).

Проверка гипотезы проведена для различных углов наклона падающей струи. Полученные результаты представлены на рис. 3 в виде отношения толщины жидкой пленки, определенной в эксперименте, к толщине прогретого слоя жидкости в зависимости от температуры нагревателя.

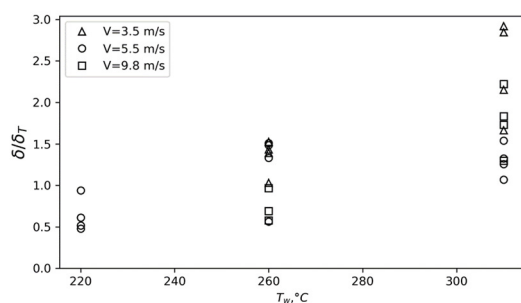


Рис.3. Зависимость отношения экспериментально определенного значения толщины жидкой пленки к расчетной толщине прогретого слоя жидкости от температуры нагревателя.

#### 4. МЕХАНИЗМ ОТВОДА ТЕПЛОТЫ С МЕЖФАЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Проведенные оценки температуры поверхности в момент контакта отнюдь не закрывают вопроса о том, не возникает ли в зоне контакта вблизи поверхности ультратонкий (5—10 мкм) очень гладкий паровой слой. Последний, надо заметить, снаружи пленки не может быть наблюдаем оптическими методами в принципе.

Наблюдаемые в работе [2] паровые пузырьки на поверхности нагревателя могут представлять собой неровности поверхности с характерными размерами ~5-20 мкм, покрытые тонкой паровой пленкой. Такие пузырьки могут действовать как генераторы вихрей (микротурбулентности), что может приводить к интенсификации теплосъема с межфазной границы внутрь недогретой жидкости и, впоследствии, к формированию фронта повторного смачивания.

Следует заметить, что при характерных скоростях течений, рассматриваемых в экспериментах, указанные размеры неровностей соответствуют числам Рейнольдса  $Re_d = W_0 d / \nu = 50 \div 500$ . При таких значениях чисел Рейнольдса можно ожидать, что за каждым из микровыступов, покрытых паровой пленкой, должна генерироваться вихревая дорожка, наподобие вихревой дорожки Кармана при обтекании твердого цилиндра. Таким образом на поверхности паровой микропленки можно ожидать наличие мощной генерации микротурбулентности, что существенным образом должно влиять на теплообмен вблизи поверхности пленки.

В настоящее время проводятся

предварительные попытки численного моделирования процесса генерации микротурбулентности на поверхности паровой микропленки над шероховатой поверхностью. Полученные результаты, как представляется, помогут улучшить понимание физики процесса закалки.

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных экспериментов определены геометрические характеристики смоченной области поверхности при взаимодействии недогретых водяных струй с твердой поверхностью при различных начальных температурах поверхности, углах наклона падающей на поверхность струи и скоростях жидкости. Также определены углы, под которыми жидкость отскакивает от нагретой поверхности, определена их зависимость от угла наклона падающей на поверхность струи. Указанная зависимость имеет максимум при значениях угла падения  $\alpha = 40\text{—}45^\circ$ .

Выполнены оценки температуры в зоне контакта жидкости с поверхностью нагревателя. Полученное значение  $T_w = 290^\circ\text{C}$  не противоречит существующим данным о кратковременном динамическом перегреве воды вплоть до температур  $325^\circ\text{C}$ .

Предложена гипотеза, объясняющая явление отскока жидкой пленки от поверхности нагревателя выходом перегретой жидкости на внешнюю границу жидкой пленки. Выполненные на основе экспериментальных результатов оценки свидетельствуют о справедливости высказанной гипотезы.

#### 6. СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Agrawal C.** Surface Quenching by Jet Impingement— A Review //steel research international. 2019. Т. 90. №. 1.
2. **Leocadio H., Passos J. C.** Experimental investigation of heat transfer characteristics during water jet impingement cooling of a high-temperature steel surface //Ironmaking & Steelmaking. 2021. Т. 48. №. 7. С. 819-832.
3. **Wolf D. H., Incropera F. P., Viskanta R.** Jet impingement boiling //Advances in heat transfer. 1993. Т. 23. С. 1-132.
4. **F.B. Kenrick, C.S. Gilbert, K.L. Wismer. J.** The Superheating of Liquids //Phys. Chem., 1924. Т. 28. №12. С. 1297.
5. **Lienhard J. H., Shamsundar N., Biney P. O.** Spinodal lines and equations of state: A review //Nuclear Engineering and Design. 1986. Т. 95. С. 297-314.
6. **Глазков В.В., Дуплянкин Р.А., Ильяхин А.А.** Вскипание жидкой пленки при столкновении водяной струи с нагретой стальной поверхностью //ЖТФ. 2022. №4. С.533-539.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОГО ВСКИПАНИЯ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ С ОБРАЗОВАНИЕМ ГОРЯЧЕЙ ЗАТОПЛЕННОЙ СТРУИ

На данный момент времени особенно малоизученными остаются вопросы кипения недогретой жидкости, образование паровой фазы в которой происходит в результате ее локального нагрева, что ведет к формированию в объеме жидкости локально перегретой области. Такой нагрев может быть осуществлен, например, при воздействии на жидкость сконцентрированного лазерного излучения, которое передается вглубь жидкости по тонкому оптоволокну [1]. Известно, что кипение недогретой жидкости характеризуется не только ростом, но и последующим коллапсом образующихся в ней паровых пузырьков. И если форма пузырьков в процессе их коллапса по каким-либо причинам теряет сферичность, при определенных условиях это приводит к генерации высокоскоростных горячих затопленных струй жидкости [2]. Именно сложные гидродинамические и теплофизические процессы в окрестности торца оптоволокну играют определяющую роль в их образовании.

Такие струи, невзирая на их маленькие размеры, за счет высокой скорости локально могут создавать большие гидродинамические давления. Кроме того, ими можно эффективно осуществлять направленное термическое воздействие. Это представляет большой практический интерес для различных практических приложений. Например, для селективной очистки поверхностей, разрушения твердых тел и жидкостей, в технологии струйной печати и т. п. Следует также указать на перспективу использования теплового воздействия лазерного излучения (посредством горячих струй жидкости) на биологические ткани для хирургического лечения различных заболеваний. Например, таким образом можно производить селективный разогрев стенок кист или патологически измененных кровеносных сосудов. Одним из достоинств данного метода является высокая интенсивность теплового воздействия, преимущественно локализованного, а также простота и хорошая степень контролируемости данного процесса. Такие хирургические вмешательства носят малоинвазивный характер, являются достаточно безопасными и перспективными для широкого применения. Очевидно, что для успешного проведения соответствующих хирургических манипуляций требуется детальное знание всей физики происходящего процесса, всех ключевых па-

раметров, его определяющих, а также умение эффективно управлять им.

В настоящей работе представлено комплексное экспериментальное и теоретическое исследование процесса нуклеации, роста и коллапса парового пузырька (с последующей генерацией высокоскоростной горячей затопленной струи, распространяющейся вглубь жидкости), образующегося в результате воздействия на существенно недогретую жидкость сконцентрированного лазерного излучения, передающегося в рабочий объем посредством тонкого оптоволокну. Представлено детальное описание всех стадий рассматриваемого процесса, которые неразрывно связаны друг с другом; выявлены ключевые механизмы, его определяющие.

В экспериментах использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 1.94 мкм (ИРЭ-Полус, Россия), непрерывное излучение которого подавалось по вертикально ориентированному кварц-кварц полимерному волокну с диаметром жилы 600 (или 400) мкм в оптическую кювету, заполненную жидкостью. В качестве рабочих жидкостей использовались дистиллированная вода и физраствор. Так как излучение с длиной волны 1.94 мкм достаточно хорошо поглощается водой, вблизи торца оптоволокну происходит интенсивное объемное тепловыделение и, как следствие, спонтанное образование одиночного парового зародыша, который в процессе своей эволюции претерпевает стадию быстрого роста и последующего не менее быстрого схлопывания, что обусловлено общим недогревом жидкости. Вообще говоря, данный процесс происходит с некой периодичностью, однако характерное время ожидания зарождения последующего пузырька много больше характерного времени эволюции предыдущего. Для фото- и видеофиксации процессов, протекающих в кювете, использовалась высокоскоростная видеокамера Photron FASTCAM Mini UX100 (Япония) со скоростью съемки до 100000 fps.

Эксперименты проводились при различных начальных условиях и режимных параметрах процесса. Так, в экспериментах варьировались мощность лазерного излучения, передаваемого в рабочий объем жидкости (в пределах от 1 до 10 Вт), начальная температура жидкости (в пределах от 20 до 50 °С), тип оптоволокну и характер обработки его боковой и торцевой поверхностей и т. п. В ре-



зультате проведенной серии экспериментов было выявлено влияние данных параметров как на динамику парового пузырька, так и на основные характеристики генерируемой при его коллапсе затопленной струи. К примеру, показано, что влияние мощности излучения (в оговоренном выше диапазоне) на динамику пузырька и, как следствие, на начальную скорость формирующейся струи, не столь существенно, чего не скажешь о времени ожидания появления зародыша паровой фазы, которое значительно возрастает с уменьшением мощности излучения. Существенное влияние на процесс оказывает и характер скола торца оптоволоконной струи, который играет роль обратного уступа для натекающей на него жидкости в процессе коллапса пузырька, что, очевидно, влияет на процесс образования струи.

Выполнено теоретическое описание рассматриваемого процесса. При теоретическом моделировании последовательно решаются следующие задачи: задача о прогреве изначально недогретой жидкости лазерным излучением с соответствующей длиной волны с формированием вблизи торца оптоволоконной области локально перегретой жидкости; задача о спонтанной нуклеации в этой области зародыша паровой фазы (здесь была использована теория гомогенной нуклеации, которая, как было показано ранее, хорошо работает при данных скоростях нагрева) [3]; задача о росте образованного пузырька в локально перегретой в условиях общего недогрева жидкости, решение которой строится на основе найденного ранее авторами полуаналитического решения задачи о росте парового пузырька в однородно перегретой жидкости [4,5], и последующем его коллапсе, который, как показано, с достаточной хорошей точностью описывается известным решением задачи о коллапсе кавитационной полости (естественно, здесь очень важно уметь определять момент времени, когда процесс испарения на межфазной границе сменяется процессом конденсации, что происходит в момент времени, когда область перегретой жидкости полностью истощается); задача о генерации в процессе коллапса парового пузырька горячей затопленной струи, механизм формирования которой впервые был предложен в работе авторов, где было показано, что он носит кумулятивный характер [1]; задача о распространении этой струи вглубь жидкости, сопровождающемся явлением вторичного вскипания жидкости, существенно влияющим на скорость распространения самой струи (аналогично, как это происходит при суперкавитации) [2]. Надо отметить, что каждая из сформулированных выше задач исключительно сложна для теоретического моделирования (особенно, если применять какие-либо аналитические подходы к их решению), так как является трехмерной (в первом приближении – псевдодвумерной), неравновесной и нестационарной. Кроме того, здесь тесно переплетаются как гидродинамические, так и тепломассообменные

процессы, к тому же, осложненные неравновесным фазовым переходом.

Для верификации разработанных моделей и найденных приближенных полуаналитических решений проведено прямое численное моделирование рассматриваемого процесса. Расчеты велись с использованием коммерческого пакета Comsol Multiphysics. Расчетная сетка в осесимметричной постановке состояла из более чем 350 тыс. элементов. Динамика роста и коллапса пузырька с образованием кумулятивной струи моделировалась при помощи уравнений Навье–Стокса без специфичной модели турбулентности. Фазовый переход описывался на основе апостериорных представлений. Построенная модель опиралась на применение Level-set модели, позволяющей описать движение двух фаз (воды и пара) и положение межфазной границы. Геометрия системы, начальные и граничные условия в расчетах в точности соответствовали условиям, при которых проводился эксперимент. Показано, что полученное численное решение не только качественно, но и количественно хорошо согласуется с экспериментом и полностью подтверждает сделанные при нахождении приближенных полуаналитических решений предположения и допущения.

*Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 22-19-00092).*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chudnovskii V.M., Levin A.A., Yusupov V.I., Guzev M.A., Chernov A.A. The formation of a cumulative jet during the collapse of a vapor bubble in a subcooled liquid formed as a result of laser heating, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2020. V. 150. P. 119286.
2. Чернов А.А., Гузев М.А., Пильник А.А., Адамова Т.П., Левин А.А., Чудновский В.М. Влияние вторичного вскипания на динамику струи, формирующейся при коллапсе парового пузырька, индуцированного лазерным нагревом жидкости, *Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки*. 2021. Т. 501, № 1. С. 54-58.
3. Chernov A.A., Pil'nik A.A., Levin A.A., Safarov A.S., Adamova T.P., Elistratov D.S. Laser-induced boiling of subcooled liquid: influence of the radiation power on the vapor bubble nucleation and growth, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2022. V. 184. P. 122298.
4. Chernov A.A., Pil'nik A.A., Vladyko I.V., Lezhnin S.I. New semi-analytical solution of the problem of vapor bubble growth in superheated liquid, *Scientific Reports*. 2020 V. 10, № 1. P. 16526.
5. Чернов А.А., Гузев М.А., Пильник А.А., Владыко И.В., Чудновский В.М. Новый подход к аналитическому описанию роста парового пузырька в перегретой жидкости, *Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки*. 2020. Т. 495, № 1. С. 73-77.

## РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ТЕПЛООВОГО ПОТОКА НА МОДЕЛЯХ ТВС С АКСИАЛЬНОЙ НЕРАВНОМЕРНОСТЬЮ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ И РЕШЕТКАМИ ИНТЕНСИФИКАТОРАМИ ТЕПЛОМАСООБМЕНА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Для повышения экономической эффективности и безопасности эксплуатации реакторных установок с реакторами типа PWR и ВВЭР широкое распространение в современной практике проектирования активных зон получило внедрение в конструкцию ТВС решеток-интенсификаторов тепло-массообмена (РИ).

Для оценки влияния РИ на распределение энтальпии по сечению ТВС и на величину критического теплового потока (КТП), а также пополнения банка данных с целью последующей валидации расчетных методик, на стенде КС в НИЦ «Курчатовский институт» был выполнен цикл экспериментов на многостержневых электрообогреваемых моделях ТВС.

Однако, на величину локального критического теплового потока в значительной степени может оказать влияние аксиальная неравномерность энерговыделения в ТВС.

Сочетание аксиальной неравномерности и решеток интенсификаторов теплоотдачи может значительно затруднить определение места возникновения кризиса теплоотдачи и, соответственно, величину критического теплового потока.

При обосновании методик, применяемых для определения величины КТП в ТВС, необходимо проведение экспериментов, максимально приближенным к условиям в активной зоне ядерного реактора. То есть эксперименты должны выполняться на полновысотной многостержневой модели ТВС, обладающей аксиальной неравномерностью энерговыделения и снабженной моделями решеток-интенсификаторов теплоотдачи.

Основная сложность в данном случае заключается в создании имитаторов твэлов, имеющих неравномерные по длине энерговыделение, изменяющееся по заданному закону, а также в термометрировании этих имитаторов для надежной фиксации возникновения кризиса теплоотдачи.

Данная задача была решена в Отделе теплофизических исследований НИЦ «Курчатовский институт». Были созданы модели тепловыделяющей сборки для реактора PWR ТВС-КВАДРАТ разработки АО «ОКБМ Африкантова». Модели обладали аксиальной неравномерностью энерговыделения и имели в своём составе модели РИ типа ПДР (пластинчатая дистанционирующая решетка) и ПР (перемешивающая решетка).

### 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СТЕНДА КС И МОДЕЛЕЙ ТВС

Эксперименты по исследованию перемешивания теплоносителя, гидравлического сопротивления и критических тепловых потоков на моделях ТВС-КВАДРАТ были выполнены на теплофизическом стенде КС в НИЦ «Курчатовский институт».

Стенд КС представляет из себя полномасштабный теплофизический стенд, состоящий из трех независимых петель – петли высокого давления ПВД-1, петли высокого давления ПВД-2 и петли низкого давления ПНД.

Основной петлей стенда КС является петля ПВД-1, имеющая в своем составе два экспериментальных канала, которые способны вмещать модели ТВС до 37 стержней при гексагональной упаковке имитаторов твэл и до 36 стержней при квадратной упаковке.

Экспериментальный канал В-37, на котором выполнялись эксперименты, способен вмещать в себя модели с длиной зоны тепловыделения до 5200 мм. Максимальная мощность, подведенная к модели, может достигать 12 МВт.

Петля ПВД-1 представляет из себя замкнутый циркуляционный контур, в котором помимо экспериментальных каналов присутствует герметичный циркуляционный насос с частотным регулятором оборотов, обеспечивающий расход через экспериментальные каналы до 65 т/ч, что позволяет добиваться массовых скоростей через поперечное сечение модели выше 5000 кг/(м<sup>2</sup>·с). В контур также включены три теплообменника, отводящие теплоту от первого контура стенда второму. Суммарная мощность теплообменников – 12 МВт, что позволяет добиваться низких температур на входе в модель при больших мощностях энерговыделения (возможность обеспечивать температуру на входе в модель порядка 100°С при мощности тепловыделения свыше 6 мегаватт). Данные характеристики стенда позволяют исследовать КТП на многостержневых моделях полной длины при отрицательных относительных энтальпиях в месте возникновения кризиса.

Модели исследованных тепловыделяющих сборок ТВС-КВАДРАТ состояли из 25 имитаторов твэлов (квадратная упаковка твэлов 5x5). Каждый имитатор имел неравномерное по длине энерговыделение.

Было исследовано четыре модели с аксиальной

неравномерностью – две модели с длиной зоны тепловыделения 3660 мм и две модели с длиной зоны тепловыделения 4185 мм. Модели различались между собой конструкцией и шагом расположения решеток-интенсификаторов теплоотдачи. Каждая пара моделей равной длины отличалась между собой наличием имитатора направляющего канала в одной из моделей.

Для моделирования аксиальной неравномерности энерговыделения был применен метод ступенчато аппроксимации заданного гладкого профиля (профиль COS, соответствующий высотному профилю энерговыделения на начало кампании реактора).

Каждая ступень аппроксимированного профиля имела свое значение линейного теплового потока. Имитатор твэла состоял из 22 (для модели длиной 3660 мм) или 24 (для модели длиной 4185 мм) ступеней различной длины и внутреннего диаметра. Отличие в электрическом сопротивлении соседних ступеней обеспечивало заданную высотную неравномерность энерговыделения.

Ступени, представляющие собой трубки из нержавеющей стали с одинаковым наружным диаметром 9,5<sup>-0.05</sup> мм и различным внутренним диаметром соединялись в единый имитатор с использованием лазерной сварки.

Для предотвращения возникновения кризиса теплоотдачи на периферийном ряде имитаторов твэлов, соседствующих с необогреваемой стенкой канала, модель имеет неравномерное радиальное энерговыделение – внутренний ряд имитаторов имеет большее энерговыделения, чем внешний.

Дистанционирование имитаторов в модели обеспечивалось моделями решеток-интенсификаторов теплоотдачи типа ПР и ПДР, а также гидравлически облегченными дистанционирующими решетками типа SS (simply support), которые выполняли функцию дополнительного дистанционирования имитаторов и предотвращали стягивание имитаторов под действием электромагнитных сил.

Модели ТВС имели развитое термометрирование. Каждая модель оснащалась термопарами, расположенными в межтвэльном пространстве выше зоны тепловыделения и измеряющими температуру теплоносителя на выходе из зоны тепловыделения модели. Кроме того, для детектирования возникновения кризиса теплоотдачи и измерения температурного режима имитаторов применялись термопарные зонды, расположенные внутри имитаторов твэла. Зонды имели в своем составе термопары, горячие спаи которых выведены из зонда в различных высотных координатах. Каждый зонд имел в своем составе до 9 термопар.

Гидравлические характеристики модели определялись с помощью дифференциальных манометров, подключенных к отборам давления, расположенных в различных точках по длине экспериментального канала

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

Исследования перемешивания теплоносителя выполнялись посредством измерения температур в межтвэльных подканалах термопарами, размещенными в выходном сечении модели. Для анализа выбирались стационарные некипящие режимы (режимы с относительной энтальпией в наиболее «горячем» подканале модели не более -0,03).

Полученные режимы лежат в диапазоне массовых скоростей от 1500 до 5000 кг/(м<sup>2</sup>·с), температур на входе в модель от 170 до 300 °С при давлениях 9, 12,5, 15,5 и 17 МПа.

Для обеспечения точности измерения температуры ячеевыми термопарами дополнительно выполнялись режимы для их тарировки, которых в рабочем диапазоне массовых скоростей – 1500 – 5000 кг/(м<sup>2</sup>·с) в интервале температур от 50 до 300 °С обеспечивалось изотермическое течение теплоносителя в модели. В этих режимах нагрев теплоносителя обеспечивался предварительным нагревателем стенда КС.

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ КРИТИЧЕСКИХ ТЕПЛОВЫХОДОВ

Исследования критических тепловых потоков выполнено в широком диапазоне режимных параметров:

- Диапазон давлений теплоносителя от 8,9, до 17,1 МПа;
- Массовые скорости от 1470 до 5120 кг/(м<sup>2</sup>·с);
- Температуры на входе в модель от 100 до 320 °С.

Критические мощности при этом достигали значений более 6400 кВт. Критические тепловые потоки при этом достигали значений 3,1 МВт/м<sup>2</sup>.

Заметное количество экспериментальных точек лежит в области низких относительных энтальпий в зоне кризиса, в частности, часть имеют отрицательную относительную энтальпию.

Исследования критических тепловых потоков в области больших недогревов до температуры насыщения являются важной и одновременно сложной задачей. Наступление кризиса в области отрицательных относительных энтальпий характеризуется резким ростом температуры стенки, что часто приводит к пережогу имитаторов.

На рисунках 1 и 2 приведено сравнение экспериментальной и расчетной величины локального критического теплового потока. Видно, что в случае наличия в модели имитатора направляющего канала, расчетная величина КТП имеет для некоторых групп точек большее значение, чем экспериментальная. Это может быть связано с недостаточно корректным учетом в корреляции для определения величины КТП влияния наличия в потоке не-

обогреваемой поверхности.

Корректировке этого недостатка, в частности, посвящена глава 5.

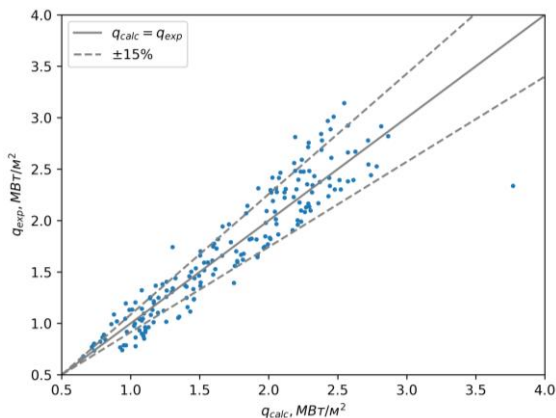


Рисунок 1 – Зависимость расчетной величины локального критического теплового потока от экспериментального для модели ТВС-КВАДРАТ L4185 без имитатора НК

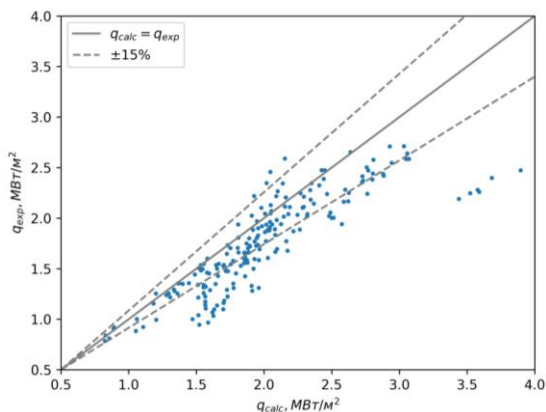


Рисунок 2 – Зависимость расчетной величины локального критического теплового потока от экспериментального для модели ТВС-КВАДРАТ L4185 с имитатором НК

## 5. РАСЧЕТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе также представлены результаты расчетного моделирования описанных экспериментов. Расчетное исследование выполнялось с помощью субканального (ячейкового) теплогидравлического кода SC-INT [1]. Применяемый при моделировании подход заключался в последовательном учете экспериментальных данных по перепадам давления, локальным температурам теплоносителя в подканалах, а также величине КТП при подготовке входных данных для данных математических моделей расчетного кода.

Величина локального критического теплового потока и координата возникновения кризиса теплоотдачи использовалась для коррекции и последующей валидации ячейковой методики расчета КТП RNC-SUB, разработанной в Отделе теплофизиче-

ских исследований НИЦ «курчатовский институт». Результаты, полученные по корреляции RNC-SUB, также сравниваются с широко применяемой при проектных расчетах реакторов типа ВВЭР корреляцией ОКБ «ГИДРОПРЕСС» (корреляцией Ю.А. Безрукова) [2,3].

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках работ по исследованию теплогидравлических характеристик и КТП в моделях ТВС-КВАДРАТ был выполнен большой спектр исследований влияния на величину КТП таких факторов, как наличие в потоке решеток интенсификаторов-теплоотдачи, необогреваемой поверхности в виде имитатора направляющего канала ПС СУЗ, в совокупности с аксиальной неравномерностью энерговыделения. Такие исследования максимально приближены к реальным условиям в активной зоне ядерного реактора. Экспериментальные данные по величине критического теплового потока в этом случае будут иметь наилучшую переносимость на реальную тепловыделяющую сборку, в связи с чем ценность их для валидации корреляций для КТП наиболее высока.

Эксперименты по перемешиванию теплоносителя и гидравлическому сопротивлению, выполненные на 25-ти стержневой модели, позволяют обоснованно использовать результаты экспериментов по отношению к реальной ТВС при разработке расчетных методов и валидации программных средств.

Примерами валидируемых параметров расчетных кодов могут служить такие исходные данные для расчетов, как коэффициенты гидравлического сопротивления дистанционирующих решеток, коэффициенты турбулентного обмена между подканалами ТВС, а также зависимости для коэффициента теплоотдачи, используемые в теплогидравлических кодах.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Олексюк Д.А.** Разработка и экспериментальное обоснование программы для ячейкового теплогидравлического расчета активных зон реакторов типа ВВЭР. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук по специальности 05.14.03.// Москва, 2002 г., - 194 с.
2. **Безруков Ю. А. и др.** Экспериментальные исследования и статистический анализ данных по кризису теплообмена в пучках стержней для реакторов ВВЭР //Теплоэнергетика. – 1976. – Т. 2. – С. 80-82.
3. **Астахов В. И. и др.** Исследование влияния профиля тепловыделения по длине на кризис теплообмена в пучках стержней //Семинар ТФ-78," Теплофизические исследования для обеспечения надежности и безопасности ядерных реакторов водо-водяного типа", Будапешт. – 1978. – Т. 2. – С. 589-600.

## СТЕНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ КИПЕНИЯ И КОНДЕНСАЦИИ ХЛАДАГЕНТА

### АННОТАЦИЯ

Создана экспериментальная установка для исследования процессов кипения и конденсации хладагентов, для энергоблоков, работающих по принципу органического цикла Ренкина (ОЦР). Представлено описание основных узлов экспериментального стенда, а также подробно описаны процессы, происходящие в них.

### 1 ВВЕДЕНИЕ

Свойства хладагентов хорошо изучены в области низких температур, так как основная их область применения в холодильной технике и криогенике. В связи с этим, в настоящее время практически отсутствуют надежные данные, дающие обобщенную формулу для определения коэффициента теплоотдачи и теплопередачи при кипении и конденсации хладагентов, что в свою очередь затрудняет проектирование теплообменного оборудования для перспективных теплоутилизирующих энергокомплексов [1].

### 2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ КИПЕНИЯ, ПЕРЕГРЕВА И КОНДЕНСАЦИИ ХЛАДАГЕНТОВ

#### 2.1 Описание экспериментального стенда

Представленная работа посвящена описанию экспериментального стенда для исследования процессов кипения, перегрева и конденсации хладагентов, созданного коллективом МНИЛ им.В.А.Федорова при ЗАО НПВП «Турбокон». Схема экспериментального стенда представлена на рисунке 1.

В состав экспериментального стенда входят 4 теплообменных аппарата, один из которых парогенератор вертикального типа (труба в трубе), парогенератор объемный горизонтальный (ПГ) и два конденсатора, один из которых наклонный по типу труба в трубе, а второй вспомогательный. Вертикальный парогенератор (рис.2) предназначен для исследования локальных процессов теплообмена разных фазовых состояний хладагента. Горизонтальный парогенератор (ПГ) (рис.3) позволяет исследовать процессы теплообмена для кипящего хладагента в большом объеме в трубном пучке при высоких значениях теплового потока.

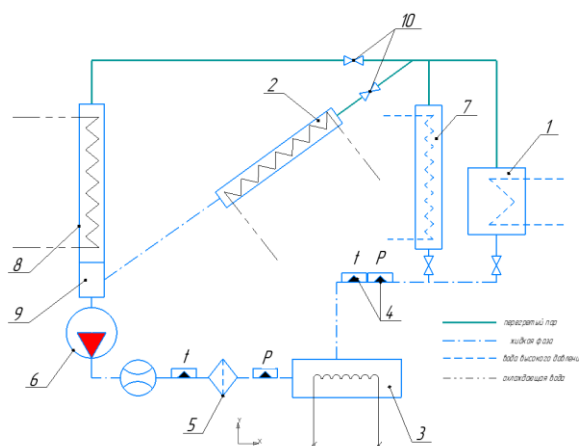
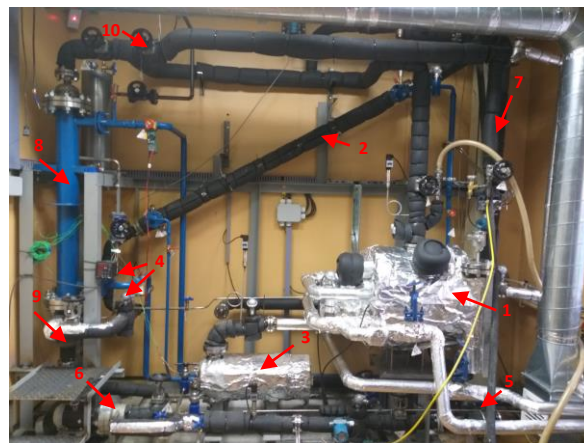


Рисунок 1 – Общий вид и схема экспериментального стенда

1 – горизонтальный парогенератор объемного кипения (ПГ); 2 – наклонный конденсатор; 3 – дополнительный электронагреватель на входе в ПГ; 4 – КИП; 5 - фильтр грубой очистки рабочего тела; 6 – циркуляционный насос; 7 – парогенератор вертикального типа; 8 – вспомогательный конденсатор; 9 – конденсатосборник; 10 – запорная арматура.

На рисунке 2 представлен эскиз вертикального парогенератора с детальным указанием места и способа крепления термопар для измерения температуры стенки и температуры греющей среды (ВВД).

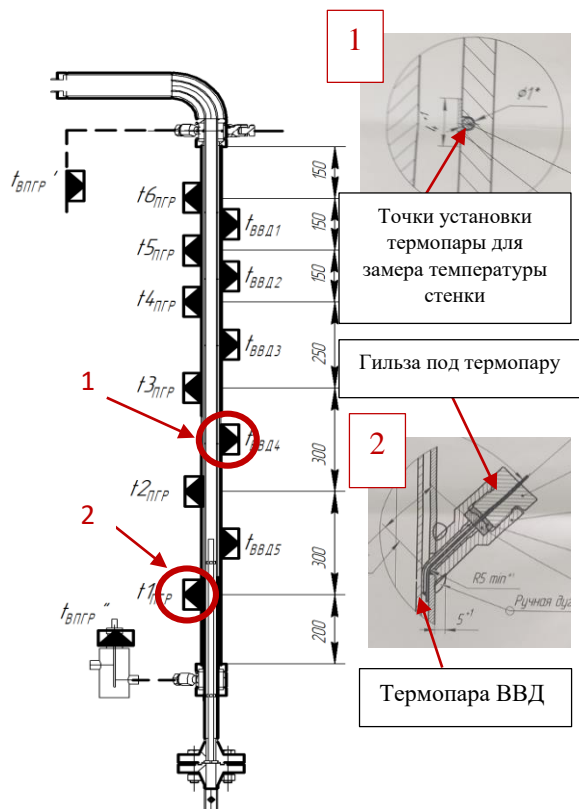


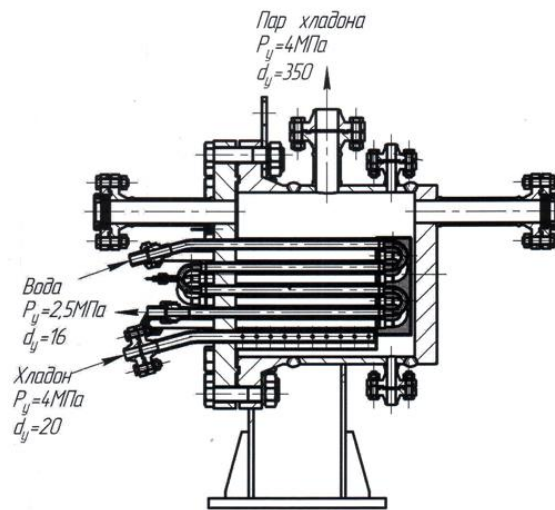
Рисунок 2 – Схема вертикального парогенератора с точками измерения температуры стенки и греющей среды

Движение сред в вертикальном парогенераторе осуществляется по противоточной схеме. В кольцевом зазоре движется греющая среда (ВВД), а внутри трубы движется фреон. Для контроля температуры стенки внутренней трубы, в нее впаяны 6 термопар по всей длине парогенератора. Для контроля температуры греющей воды высокого давления в кольцевом зазоре установлено 5 термопар. Это позволяет контролировать распределение теплового потока подлине парогенератора.

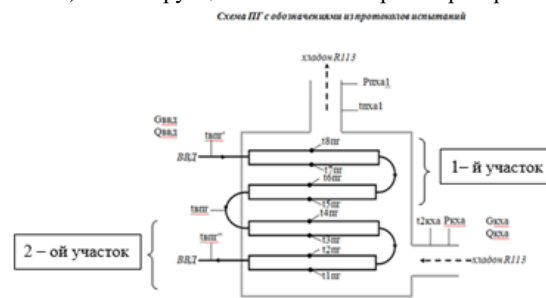
Вертикальный парогенератор позволяет проводить испытания с целью:

- Оценки коэффициента теплоотдачи при работе вертикального парогенератора в режиме экономайзера. Кипение внутри парогенератора полностью отсутствует;
- Оценки коэффициента теплоотдачи при работе вертикального парогенератора в режиме испарителя, определение критической тепловой нагрузки, соответствующей кризису кипения. Кипение внутри парогенератора присутствует, на выходе из него – влажный пар;
- Оценки коэффициента теплоотдачи при работе вертикального парогенератора в режиме пароперегревателя. В парогенератор подается близкий к насыщению фреон, на выходе из него – сухой перегретый пар.

На рисунке 3а приведена конструкция объемного парогенератора для исследования кипения фреона в трубном пучке.



а) – Конструкция объемного парогенератора



б) – Схема движения сред в объемном парогенераторе  
Рисунок 3 – Горизонтальный парогенератор

Рабочим телом в стенде является фреон марки R-113, а для дальнейших испытаний R-245. В качестве греющей среды используется вода высокого давления (ВВД). Фреон поступает в ПГ в жидкой фазе, нагревается и испаряется за счет тепла, отданного со стороны ВВД. Перед входом в ПГ установлен вспомогательный электронагреватель, предназначенный для дополнительного нагрева фреона на входе.

В парогенератор подается конденсат фреона, подогретый в электронагревателе до температуры насыщения или заданным недогревом и циркулирует в межтрубном пространстве. В трубный пучок подается теплоноситель (ВВД). Схема движения сред в парогенераторе противоточная (рис.3б).

На рисунке 4 представлена схема трубного пучка парогенератора

Трубный пучок состоит из 12 трубок. Центральный ряд образован из мерных трубок, а по бокам расположены ряды вспомогательных трубок. В трубках центрального ряда сверху и снизу впаяны термопары для контроля температуры стенки.



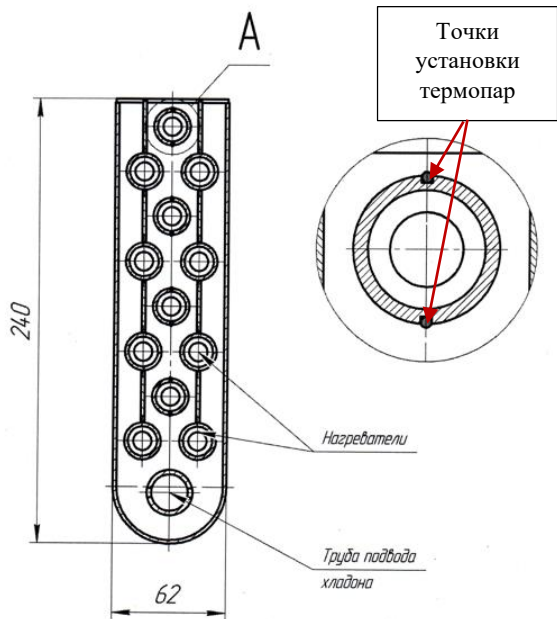


Рисунок 4 – Трубный пучок объемного парогенератора

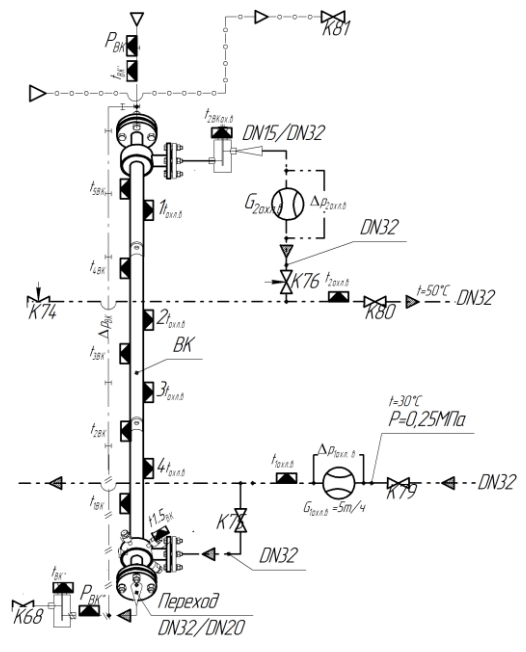
В верхней части корпуса парогенератора установлен специальное смотровое окно, через которое можно наблюдать процесс парообразования и кипения фреона (рис. 5).



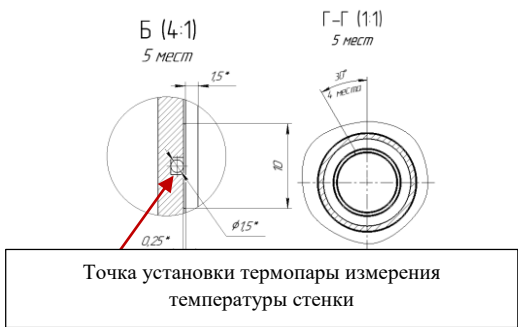
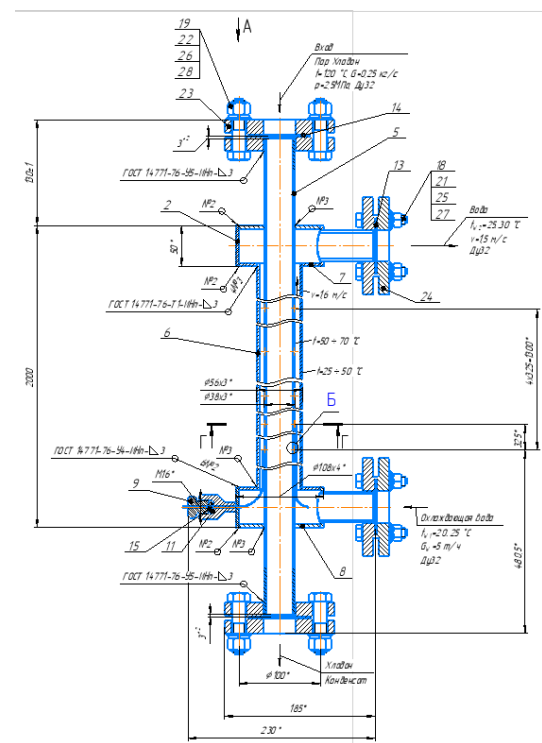
Рисунок 5 - Процесс парообразования хладона над теплообменным блоком парогенератора.

На рисунке 6а представлена схема наклонного конденсатора. Конструктивно конденсатор представляет собой теплообменный аппарат, устроенный по принципу труба в трубе. В кольцевом зазоре межтрубного пространства циркулирует охлаждающая вода, а по внутренней трубе циркулирует фреон.

На рисунке 6б представлен эскиз наклонного конденсатора и детализация крепления термопар в стенке, с одной стороны омываемой потоком фреона, с другой стороны потоком охлаждающей воды. По аналогии с вертикальным парогенератором в кольцевом зазоре установлены термопары для измерения температуры охлаждающей воды



а) – Схема конденсатора



Точка установки термопары измерения температуры стенки

б) – Эскиз наклонного конденсатора  
Рисунок 6 – Наклонный конденсатор

Экспериментальный стенд выполнен в соответствии с Соглашением №22-19-00495 о предоставлении гранта на проведение фундаментальных научных исследований и поисковых научных исследований.

### **3 ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Представленное в данной работе теплообменное оборудование позволяет проводить исследования процессов кипения и конденсации хладагента, получать необходимые теплотехнические характеристики в процессе проведения испытаний. Проведение испытаний и анализ экспериментальных данных дают возможность накопить экспериментальную базу, которая позволит разработать проекты отечественных утилизирующих энергомодулей, которые будут востребованы и конкурентноспособны на мировом рынке электрогенерирующих и теплогенерирующих компаний.

### **СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. **Сергиенко Р.В.** Пути повышения эффективности рабочего цикла энергетических утилизирующих установок с низкокипящими рабочими телами/ Р.В.Сергиенко, Б.Д.Билека, В.Я.Кабков // Авиационно – космическая техника и технология. -2012. – Вып.8(95). - С.38 - 422.
2. **Алтуни В.В.,** Геллер В.З.,Кременевская Е.А.,Перельштейн И.И.,Петров Е.К. Теплофизические свойства фреонов.- М.: Изд.стандартов -1980
3. **Любомир Янчошек,** Петер Кунц. Органический цикл Ренкина: использование в когенерации // Турбины и дизели /март-апрель 2012. – С. 50–53.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ НА ТЕПЛОБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ХЛАДОНА R125 В МИНИКАНАЛЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В работе выполнено экспериментальное исследование теплообмена в вынужденном потоке кипящего фреона R125 в канале малого диаметра с модифицированной поверхностью при высоких приведенных давлениях. Представлен метод модификации внутренней поверхности канала.

В современных системах, предназначенных для отвода тепла, продолжают активно развиваться и внедряться высокоэффективные теплообменные устройства с микрочаналами. При этом, повышаются требования к точности прогнозирования параметров потока, к общей эффективности энергетических систем и снижению воздействия на окружающую среду энергетического и холодильного оборудования. Для охлаждения элементов микроэлектронной техники в качестве теплоносителя могут использоваться различные диэлектрические жидкости и хладоны, для которых необходимый уровень теплового потока достигает 2-5 МВт/м<sup>2</sup>. Обеспечить необходимую плотность теплового потока возможно с использованием фазовых переходов охлаждающей жидкости и дополнительной интенсификации теплообмена.

В настоящее время широко исследуется вопрос о модификации внутренней, или внешней поверхности труб с целью интенсификации теплоотдачи [1]. Подобные исследования являются одними из наиболее востребованных направлений в теплофизике и теплотехнике. На данный момент разработано множество различных методов, таких как:

- МДР - методы деформирующего резания;
- Многослойные сеточные покрытия с градиентной пористостью;
- Различные способы создания наношероховатостей;
- Метод комбинированной модификации (одновременное использование МДР и наномодификации).

Известные механические способы обработки и новейшие методы структурирования поверхностей позволяют достигать значительных результатов по интенсификации теплообмена [2]. Часть из представленных методов удается реализовать внутри «обычных» труб, что является технически простой задачей. Целью данной работы является попытка создания простого метода модификации внутренней стенки микрочанала с диаметром  $d \approx 1$  мм.

В докладе представлено описание экспериментального стенда, метода модификации внутренней стенки микрочанала, показаны опытные данные о

коэффициенте теплоотдачи, КТП, гидродинамике и кривые кипения. Данные получены на одной трубке из нержавеющей стали до модификации и после.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

#### 2.1. Экспериментальные данные

Эксперименты проводились при вынужденном течении фреона R125 в вертикальном канале диаметром 1.1, длиной 50 мм, при двух значениях приведенного давления по отношению к критическому 0.43 и 0.56. Массовый расход теплоносителя изменялся в диапазоне  $G = 200 \div 1200$  кг/м<sup>2</sup>с. Температура потока на входе в рабочий участок была близка к комнатной. В ходе экспериментов измерялись значения температуры входа и выхода, температуры стенки в 5 сечениях по длине рабочего участка, давление, перепад давления и расход. Измерения выполнялись с помощью автоматизированной системы сбора данных при установлении стационарного режима. Максимальный тепловой поток ограничивался кризисом кипения. Критический тепловой поток наблюдался и фиксировался по резкому росту температуры стенки по показаниям термопары, расположенной вблизи выхода рабочего участка.

#### 2.2. Метод модификации

Модификация внутренней стенки канала осуществлялась с помощью воздействия лазерного импульса на внешнюю поверхность стенки канала. После воздействия на внутренней стенке образовывалось наплавление разной высоты и диаметра в зависимости от мощности излучения. Были получены различные образования в зависимости от мощности лазерного импульса. В результате анализа полученных поверхностей подобраны оптимальные параметры лазерного импульса.

В данной работе модификация канала была выполнена с использованием лазерного импульса с током  $I=130$  А. На рис. 1 показана фотография образования после воздействия и профиль сечения вдоль диаметра. Диаметр образования получился  $d=390$  мкм. Образования имеют форму скругленного конуса со впадиной по центру, находящейся в месте попадания лазерного импульса. При такой мощности на верхней части конуса образуются поры и кратеры с различными диаметрами, начиная от 5 до 60 мкм. В центре впадины распределение пор по размеру наиболее стабильно, их диаметр почти не меняется и составляет 15 мкм.

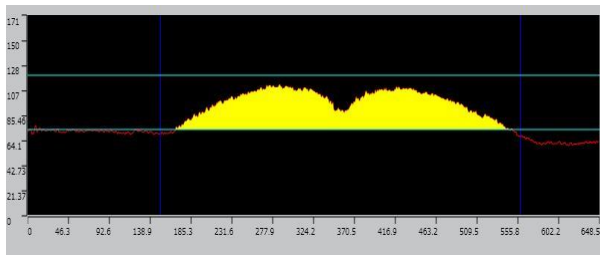
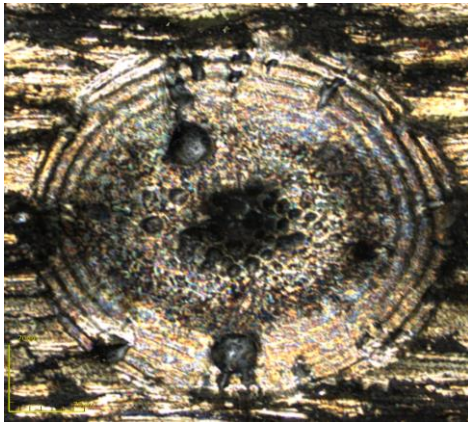


Рис. 1. Фотография и вид профиля сечения образования в результате воздействия лазерного импульса  $I=130$  А,  $d=390$  мкм.

По всей длине рабочего участка были нанесены с большой плотностью наплавления на внутренней стенке в количестве 300 штук (6 рядов по 50 образований в каждом, в шахматном порядке).

## 2.2. Анализ результатов

Для анализа влияния модифицированной поверхности внутренней стенки канала на гидродинамику были специальные тесты по гидродинамике до и после модификации. При постоянной температуре увеличивался расход жидкости и измерялся перепад давления. Данные о гидродинамике, полученные в канале после модификации показали незначительное увеличение потерь давления. В области малых расходов (до  $2000 \text{ кг/м}^2\text{с}$ ) максимальное увеличение потерь давления составило 11%. В рабочем диапазоне  $G = 200 \div 1200 \text{ кг/м}^2\text{с}$ , на котором были получены данные о теплообмене, увеличение потерь давления не наблюдалось. Выполненные опыты по теплообмену до и после модификации при однофазном течении показали, что значение конвективного коэффициента теплоотдачи осталось на уровне канала до модификации. Таким образом, данный способ модификации поверхности не повлиял на гидродинамику и однофазный теплообмен в области массовых скоростей  $G = 200 \div 1200 \text{ кг/м}^2\text{с}$ . Можно сделать вывод, что любое увеличение КТО после модификации в установленном диапазоне массовых скоростей будет происходить за счет пузырькового кипения.

По результатам экспериментов был выполнен анализ влияния модификации на КТО и КТП. На рис. 2 представлен пример изменения КТО после модификации в зависимости от плотности теплового потока.

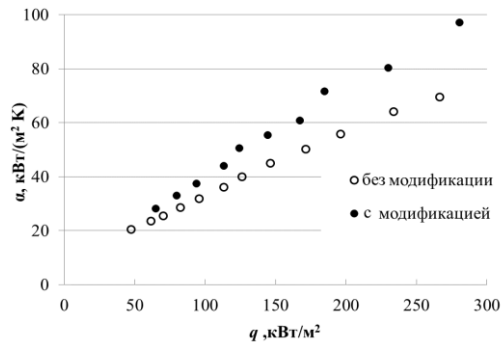


Рис 2. Зависимость КТО от теплового потока.  $p_r=0.43$ ,  $G=800 \text{ кг/м}^2\text{с}$ .

Наибольшее влияние интенсификации наблюдается при  $G=800 \text{ кг/м}^2\text{с}$ , максимальное увеличение КТО составило 38,5% (Рис 5.2), для расходов  $G=400$  и  $G=1200 \text{ кг/м}^2\text{с}$  увеличение составило 17% и 34% соответственно. На рис. 3 представлены кривые кипения, полученные до и после модификации при одинаковых условиях течения. На модифицированной поверхности наблюдается уменьшение перегрева стенки относительно температуры насыщения.

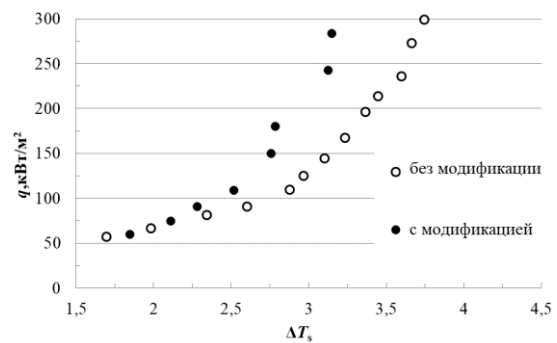


Рис 3. Кривая кипения.  $p_r=0.43$ ,  $G=1200 \text{ кг/м}^2\text{с}$ .

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный метод модификации внутренней поверхности микканала позволяет увеличить коэффициент теплоотдачи, что подтверждается выполненными экспериментами. В дальнейшем изменяя параметры лазерного импульса и соответственно структуру образовавшихся наплавлений можно подобрать наиболее эффективную модифицированную поверхность для интенсификации кипения.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда 19-19-00410-П

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **О. А. Володин**, Н. И. Печеркин, А. Н. Павленко, Интенсификация теплообмена при кипении и испарении жидкостей на модифицированных поверхностях, Январь 2021, Теплофизика высоких температур 2021, том 59, № 2, с. 280–312.
2. **Jaikumar A.**, Kandlikar S.G. Ultra-High Pool Boiling Performance and Effect of Channel Width with Selectively Coated Open Microchannels // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. V. 95. P. 795.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЯ АДДИТИВНЫХ МИКРОСТРУКТУР ДЛЯ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ В МИНИКАНАЛЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема охлаждения компонентов микроэлектроники (чипы, процессоры, транзисторы) с высоким нагревом генерация на поверхности — одна из важных задач в области прикладной теплофизики. Одно из требований современных систем охлаждения является низкое энергопотребление. В современных дата-центрах существенная часть всей энергии расходуется на работу систем охлаждения. В продвинутой солнечной концентрической систем возникают проблемы отвода высоких тепловых потоков (более 500 Вт/см<sup>2</sup>) [1]. Существует несколько различных методов охлаждения микроэлектроники: 1) кипение в микроканалы [2], 2) спреи [3], 3) микроструи [4].

Аддитивные технологии находят все более широкое применение в энергетике, а именно при проектировании теплообменников, тепловых труб, интенсификации процессов кипения [5]. В настоящее время перспективным является применение сложных и интеллектуальных поверхностей для интенсификации процессов теплообмена в двухфазных системах со стратифицированным течением. Для повышения эффективности отвода тепла предлагается использовать высокоразвитые поверхности с микроструктурой для усиления процессов теплообмена за счет образования мениска и увеличения длины контактной линии. Это связано с бурным развитием аддитивного производства. Высокорастворимые поверхности предлагается изготавливать на основе аддитивных технологий, поскольку такая технология изготовления открывает новые возможности в техническом плане, и имеет ряд преимуществ перед традиционными технологиями, такие как возможность создания сложных микромасштабных структур, сокращение производственного цикла, отсутствие дефектов в образце за счет изготовления из наноразмерных порошков, высокая прочность изделий и точность изготовления, широкий выбор материалов для решения любых задач (авиа, автомобилестроение, медицина, тяжелая промышленность и др. отрасли промышленности). Аддитивные технологии могут стать ключом к разработке и созданию систем охлаждения нового поколения со сложной структурой поверхности и формой.

### 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

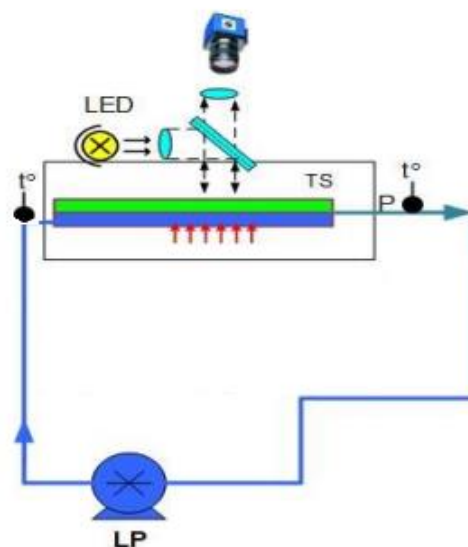


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки, где TS – экспериментальный участок; LP – шестеренчатый жидкостный насос;

Система имеет замкнутый жидкостный контур. Шестеренчатый насос Grundfos DDE 15-4 используется для циркуляции рабочей жидкости в контуре. В экспериментах используется сверхчистая вода в качестве рабочей жидкости, очищенная с помощью системы водоочистки Merck Millipore Direct-Q 3. В установку вмонтированы датчики давления на входе и выходе из рабочей части. Двухфазный поток формируется в микроканале с прямоугольным сечением 30x0,9 мм<sup>2</sup> и длиной 50 мм (рис. 2).

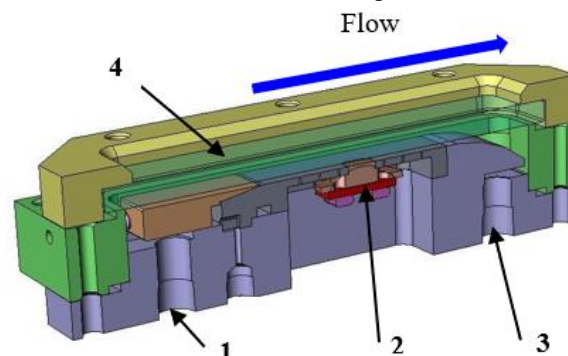


Рисунок 2. Схема экспериментального участка, где 1 – вход жидкости, 2 – нагревательный элемент, 3 – выход жидкости, 4 – сапфировое окно.

Рабочая часть имеет текстолитовую основу. Нижняя стенка канала изготовлена из нержавеющей стали, в которой нагревательный элемент монтируется для обеспечения локального нагрева. Составной нагре-



ватель состоит из нескольких частей. Нагревательный элемент изготовлен из алюминиевого порошкового композита методом аддитивных технологий с помощью оборудования ЭОС М 290.

Поверхность изготовленного элемента имеет периодические вертикальные выступы диаметром и высотой 300 мкм, расстояние между центрами выступов около 1 мм. Шероховатость поверхности составляет 40 мкм. Керамический нагревательный элемент вставлен в медную державку, которая вставляется совместно с изготовленной структурированной насадкой в пластину из нержавеющей стали. Контроль температуры и тепловых растечек осуществлялся с помощью термопар, установленных в нагревательном элементе, медной рамке и пластине из нержавеющей стали по периметру нагревательного элемента. Для уменьшения растечек тепла в текстолит и окружающую среду, нагреватель был снабжен теплоизоляцией. Плотный тепловой контакт между медным каркасом и нагревательным элементом, а также медным каркасом и керамическими нагревателями обеспечивался с помощью теплопроводной пасты.

Процессы в микрочанале наблюдаются с помощью скоростной видеокамеры Photron FASTCAM SA1.1 и тепловизора Titanium HD 570M.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Процесс кипения при тепловом потоке 113 Вт/см<sup>2</sup> приведён на рисунке 3. Картинка сделана при помощи тепловизора. Видно, что перенос тепла происходит в основном по потоку. В дальнейшем будут обработаны полученные данные, сделан сравнение с имеющимися в литературе данными по критическому тепловому потоку и коэффициенту теплоотдачи.

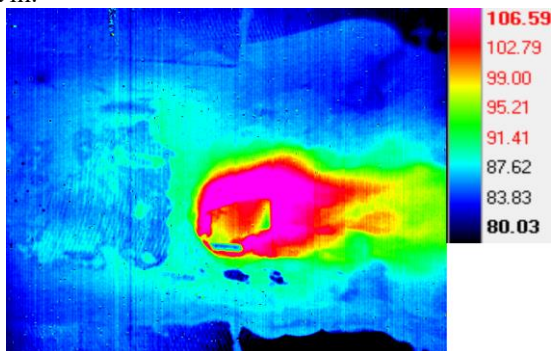


Рисунок 3. ИК-изображение процесса кипения на микроструктурах, при средней приведённой скорости потока воды 0,1 м/с и тепловом потоке 113 Вт/см<sup>2</sup>.

Сравнение критического теплового потока от расхода жидкости для гладкого нагревателя и с микроструктурами показано на Рис. 4. Видно, что с ростом теплового потока наблюдается рост критического теплового потока, а также на микроструктурах критический тепловой поток выше, чем на гладком. Этот факт объясняется наличием множества центров парообразования.

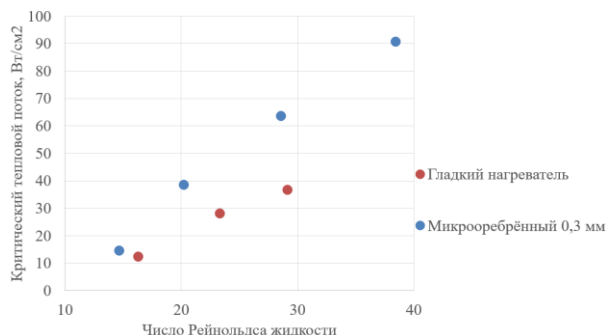


Рисунок 4. Критический тепловой поток для гладкого и микрооребрённого (0,3 мм) нагревателей.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Собран экспериментальный стенд для исследования процесса кипения при течении воды в микрочанале на поверхности с микроструктурами. Получены первые экспериментальные данные о распределении температуры на поверхности нагревательного элемента.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФ № 22-29-01655.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bar-Cohen A, Wang P**, On-chip Hot Spot Remediation with Miniaturized Thermoelectric Coolers // *Microgravity Sci. and Technology*, Vol. 21, 351–359, 2009
2. **Thome J R**, Boiling in microchannels: a review of experiment and theory // *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 25, 128–139, 2004
3. **Kim J.**, Spray Cooling Heat Transfer: The State of the Art. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 28, 753-767, 2007
4. **Robinson A J** and Schnitzler E, An experimental investigation of free and submerged miniature liquid jet array impingement heat transfer // *Exp. Therm Fluid Sci.* Vol. 32, 1–13, 2007.
5. **J. Davoud** and W. W. Wits, The utilization of selective laser melting technology on heat transfer devices for thermal energy conversion applications: A review // *Energy Rev.*, 91, 420–442, 2018.







## **Секция 5**

# **Испарение, конденсация**



## CFD-МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБЪЕМНОЙ КОНДЕНСАЦИИ В ОСЕВОМ ТУРБОДЕТАНДЕРЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Объемная конденсация является очень важным процессом, на основе которого построено большое количество машин и аппаратов, работающих в самых различных сферах – начиная с бытовых приборов и заканчивая научно-техническими, а также военными разработками. Однако, это явление может быть не только полезным, но и опасным. Например, для турбинной техники возникновение крупных капель при конденсации компонентов рабочего тела в проточной части устройств может привести к множественной эрозии лопастной части агрегатов, что повлечет за собой снижение ресурса деталей машин, а также может вызвать аварийные ситуации. Основная цель настоящей работы заключается в локализации областей возможных фазовых переходов при наличии одной или нескольких ступеней в расширительной машине, а также оценка возможной эрозийной нагрузки на элементы проточной части. Для решения поставленной задачи используется ранее разработанный модуль для решения кинетического уравнения для функции распределения [1], интегрируемого в CFD-пакет.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается процесс объемной конденсации парогазовой смеси, состоящей из воздуха как неконденсирующегося газа-носителя и конденсирующихся паров воды при расширении в проточной части осевого турбодетандерного агрегата (ТДА). Задача решается в двухтемпературной постановке, т.е. температура капель не равна температуре газа. При этом, фактически, рассматривается три варианта проточной части – с одной, двумя и тремя ступенями соответственно.

#### 2.1. Математическое описание

Математическое описание поставленной задачи включает в себя систему уравнений Навье-Стокса для сжимаемого газа, усредненную по Рейнольдсу и Фавру [2], уравнения состояния для каждой фазы, а также уравнений турбулентности для замыкания системы. В настоящей работе, как и в [3] используется обновленная  $k-\omega$  SST модель турбулентности, так как она показала наилучшую устойчивость для сжимаемых течений [4]. Ударные волны не моделируются, поэтому объемная вязкость не учитывается в уравнениях движения [5]. Так как рассматривается смесь из трех компонентов (газа, пара и жидкости), необходимо использовать три уравнения сохранения массы: одно для смеси в целом (уравнение неразрывности) и два для компонентов.

#### 2.2. Описание кинетики конденсации

Для описания процесса объемной конденсации применяется кинетическое уравнение для функции распределения капель по размерам, которое в общем виде записывается следующим образом [6]:

$$\frac{\partial f_r}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla f_r + \frac{\partial}{\partial r}(if_r) = \frac{I}{\rho} \delta(r - r_{cr}) \quad (1)$$

где  $f_r$  – функция распределения капель по размерам, нормированная на количество капель в единице массы,  $\delta$  – дельта-функция Дирака,  $I$  – скорость нуклеации,  $\dot{r}$  – скорость роста капель,  $r_{cr}$  – критический радиус капель.

Для того, чтобы определить интегральные характеристики конденсационного аэрозоля, например, числовую плотность капель в единице массы, средний размер капель, а также произвести расчет объемных источников массы и энергии, следует рассмотреть моменты функции распределения [6]:

$$\Omega_n = \int_{r_{cr}}^{\infty} r^n f_r dr \quad (2)$$

Если принять, что скорость роста не зависит от радиуса капли, то путем преобразования кинетического уравнения с учетом определения момента функции распределения можно получить систему моментных уравнений, решение которой положено в основу специального модуля [1]:

$$\frac{d\Omega_n}{dt} = n \dot{r} \Omega_{n-1} + \frac{I}{\rho} r_{cr}^n - \vec{v} \cdot \nabla \Omega_n \quad (3)$$

Помимо представленной системы уравнений также нужно определить некоторые характеристики модели. Так, критический радиус определяется из классической формулы Томпсона [6]:

$$r_{cr} = \frac{2\sigma(T)}{\rho_l(T)RT \ln s} \quad (4)$$

где  $s = p_v / p_s(T)$  – степень пересыщения,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $R$  – индивидуальная газовая постоянная,  $\rho_l$  – плотность конденсата,  $p_v$  – давление пара,  $p_s$  – давление насыщения при температуре  $T$ .

Для расчета скорости нуклеации используется известная формула Френкеля – Зельдовича [6]:

$$I = A_0 \exp \left[ -\frac{A}{T^3 (\ln s)^2} \right] \quad (5)$$

где  $A_0 = (\alpha/\rho_l(T))(p_v/RT)^2 \sqrt{2\mu_v\sigma(T)N_A^3/\pi}$ ,

$A = 16\pi N_A (\sigma(T)/R)^3 (\mu_v/\rho_l(T))^2 / 3$ ,  $\alpha$  – коэффициент конденсации.

Для определения скорости роста капель используется формула Герца – Кнудсена:

$$\dot{r} = \frac{\alpha}{\rho_l} \left( \frac{p_v}{\sqrt{2\pi R_v T}} - \frac{p_s T_d}{\sqrt{2\pi R_v T_d}} \right) \quad (6)$$

где  $T_d$  – температура капель.

### 2.3. Расчетная модель

Расчетная модель представляет собой осевой турбодетандерный агрегат в трех вариациях по количеству элементов проточной части. Первый вариант имеет один сопловой аппарат (СА) и одно рабочее колесо (РК), второй и третий – по два и три СА и РК соответственно. Геометрические характеристики СА и РК были получены по методике [7], разработанной для одноступенчатых ТДА. Для получения геометрических характеристик последующих ступеней указанная методика была усовершенствована. На рис. 1 представлен эскиз двухступенчатого турбодетандера. Модель имеет подвод 1, входной аппарат 2, сопловые аппараты 3, рабочие колеса 4, выходной обтекатель 5 и отвод 6.

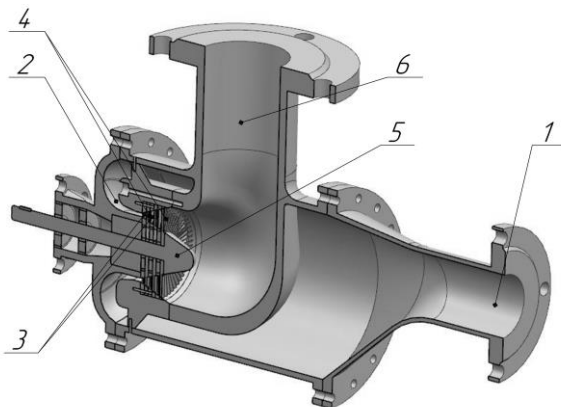


Рис. 1. Продольный разрез двухступенчатого осевого турбодетандерного агрегата.

### 2.4. Расчетная сетка

Для исключения влияния разбиения модели проточной части на элементы на результаты расчетов выполнено исследование сеточной сходимости как в целом по сгущению сетки в области высоких градиентов, так и по призматическому подслою. Так, например, при подготовке сетки с призматическим подслоем для высоты первого пристеночного элемента  $y^+$  принимался равным 0,8, а в ходе исследования сеточной сходимости было отмечено, что требуется не менее 15 элементов в подслое.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В ходе расчетов получены распределения давления, температур, скорости нуклеации, объемной

доли образовавшегося конденсата в зависимости от количества ступеней и начальной доли пара в смеси. А также, например, как на рисунке 2, распределения скоростей в сечениях проточной части. Получены распределения массового источников члена, которые позволяют сделать выводы о локализации областей фазовых переходов.

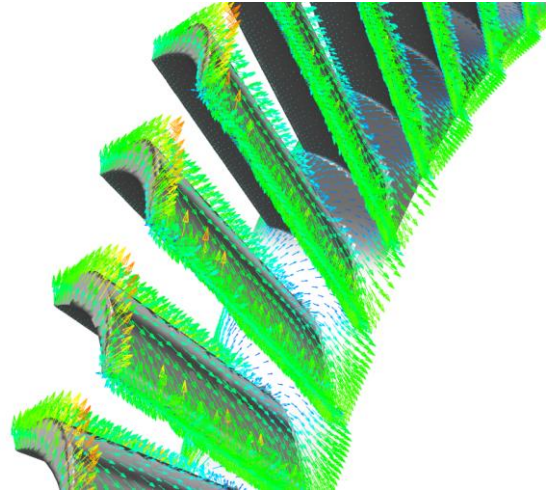


Рис. 2. Векторная диаграмма скоростей в рабочем колесе ступени осевого турбодетандерного агрегата.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью ранее разработанного специального модуля для решения кинетического уравнения для функции распределения капель по размерам проведено исследование процесса объемной конденсации в проточной части осевого турбодетандерного агрегата.

Локализованы области возможных фазовых переходов при наличии одной, двух и трех ступеней в расширительной машине, проведена оценка возможной эрозийной нагрузки на элементы проточной части.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.А. Сидоров, А.К. Ястребов. Интеграция модуля численного решения кинетического уравнения в CFD-пакет для задачи объемной конденсации при истечении парогазовой смеси через сопло // Вестник ДГТУ. Технические науки. 2021. Т. 48. №1. С. 65–75.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. Издание 6-е. М.: Физматлит, 2015. 728 с. (Теоретическая физика, т. VI).
3. А.А. Сидоров, А.К. Ястребов. Численное моделирование процесса детандирования в турбоагрегате расширительного типа методом конечных объемов // Теплоэнергетика, 2021, №8, С. 17–25.
4. Wilcox D. C. Formulation of the  $k-\omega$  Turbulence Model Revisited//AIAA 2007 1408, 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada. -2007.
5. Fluent Theory guide 14, <https://www.ansys.com>
6. Стернин Л.Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974.
7. Коротков В.А., Татаренко Ю.В., Данилов М.М. Расчет осевого холодильного детандера: Учеб.-метод. пособие. СПб.: Университет ИТМО, 2015.

## ПЕРЕХОД К ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОСТАНОВКЕ В МОДЕЛИ ОБЪЕМНОЙ КОНДЕНСАЦИИ ПРИ ИСТЕЧЕНИИ ПАРОГАЗОВЫХ ПОТОКОВ ЧЕРЕЗ РАСШИРИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Объемная конденсация является одним из наиболее часто встречающихся явлений, нашедших свое применение в науке и технике. Исследование современного состояния вопроса показывает, что образование и рост капель в парогазовых потоках при наличии переохлаждения и последующая эволюция двухфазных систем является направлением, актуальным для целого ряда отраслей начиная с турбомашиностроения и энергетики, вплоть до нефтегазовой и пищевой промышленности. При этом современные подходы к математическому моделированию, такие как, например, активно развивающееся направление конечнообъемного моделирования (т.н. CFD-коды) позволяют решать подобные задачи с минимальным количеством допущений, очень высокой точностью и высокой наглядностью, что особенно важно для междисциплинарных исследований.

Настоящая работа посвящена модернизации разработанной ранее модели объемной конденсации [1] и ее программной реализации в виде специального модуля для решения кинетического уравнения для функции распределения капель по размерам для интеграции в CFD-пакет путем перехода от однетемпературной модели, при которой температуры капель и потока считаются одинаковыми, что накладывает серьезное ограничение – объемная доля конденсирующейся примеси в потоке не должна превышать 3-5%, к двухтемпературной модели, которая не имеет таких ограничений.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается процесс объемной конденсации парогазовой смеси, состоящей из азота как неконденсирующегося газа-носителя и конденсирующихся паров тяжелой воды при сверхзвуковом истечении через плоское щелевое сопло с малым углом раскрытия. Выбор компонентов обусловлен наличием экспериментальных данных. Задача решается в одно- и двухтемпературной постановках. Для оценки целесообразности перехода к двухтемпературной модели проводится сравнительное исследование при различных значениях начальной объемной доли паровой фазы, а также сравнение с известными экспериментальными данными [2]. Сравнение производится по распределениям температуры и относительного давления вдоль центральной оси канала, а также в сечении канала.

#### 2.1. Математическое описание

Математическое описание поставленной задачи включает в себя систему уравнений Навье-Стокса для сжимаемого газа, а также уравнения состояния для каждой фазы. Так как рассматривается смесь из трех компонентов (газа, пара и жидкости), необходимо использовать три уравнения сохранения массы: одно для смеси в целом (уравнение неразрывности) и два для компонентов. Также, в качестве допущения принимается, что турбулентность не оказывает влияния на объемную конденсацию в настоящей постановке задачи. Процессы в пограничном слое не моделируются в явном виде. Рассматривается смесь идеальных газов.

#### 2.2. Описание кинетики конденсации

Для описания процесса объемной конденсации применяется кинетическое уравнение для функции распределения капель по размерам, которое в общем виде записывается следующим образом [3]:

$$\frac{\partial f_r}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla f_r + \frac{\partial}{\partial r} (i \dot{r} f_r) = \frac{I}{\rho} \delta(r - r_{cr}) \quad (1)$$

где  $f_r$  – функция распределения капель по размерам, нормированная на количество капель в единице массы,  $\delta$  – дельта-функция Дирака,  $I$  – скорость нуклеации,  $\dot{r}$  – скорость роста капель,  $r_{cr}$  – критический радиус капель.

Для определения интегральных характеристик конденсационного аэрозоля, а также расчета объемных источников массы и энергии, следует рассмотреть моменты функции распределения [3]:

$$\Omega_n = \int_{r_{cr}}^{\infty} r^n f_r dr \quad (2)$$

Если скорость роста не зависит от радиуса капли, то путем преобразования кинетического уравнения с учетом (2) можно получить систему моментных уравнений, решение которой положено в основу специального модуля [1]:

$$\frac{d\Omega_n}{dt} = n \dot{r} \Omega_{n-1} + \frac{I}{\rho} r_{cr}^n - \vec{v} \nabla \Omega_n \quad (3)$$

Помимо представленной системы уравнений также нужно определить некоторые характеристики модели. Так, критический радиус определяется из классической формулы Томпсона [3]:



$$r_{кр} = \frac{2\sigma(T)}{\rho_l(T)RT \ln s} \quad (4)$$

где  $s = p_v/p_s(T)$  – степень пересыщения,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $R$  – индивидуальная газовая постоянная,  $\rho_l$  – плотность конденсата,  $p_v$  – давление пара,  $p_s$  – давление насыщения при температуре  $T$ .

Для расчета скорости нуклеации используется известная формула Френкеля – Зельдовича [3]:

$$I = A_0 \exp \left[ -\frac{A}{T^3 (\ln s)^2} \right] \quad (5)$$

где  $A_0 = (\alpha/\rho_l(T))(p_v/RT)^2 \sqrt{2\mu_v\sigma(T)N_A^3/\pi}$ ,

$A = 16\pi N_A (\sigma(T)/R)^3 (\mu_v/\rho_l(T))^2 / 3$ ,  $\alpha$  – коэффициент конденсации.

Для определения скорости роста капель используется формула Герца – Кнудсена:

$$\dot{r} = \frac{\alpha}{\rho_l} \left( \frac{p_v}{\sqrt{2\pi R_v T}} - \frac{p_s T_d}{\sqrt{2\pi R_v T_d}} \right) \quad (6)$$

где  $T_d$  – температура капель.

### 2.3. Взаимодействие специального модуля и CFD-пакета

Отличительная особенность реализации модели объемной конденсации в виде специального модуля – использование в качестве исходных данных результатов решения уравнений газовой динамики, поступающих из CFD-пакета. Расчетная схема представлена на схеме ниже. Более подробное описание алгоритма работы специального модуля представлено в работе [1].



Рис. 1. Схема взаимодействия специального модуля и CFD-пакета.

### 2.4. Граничные и начальные условия

На входе в сопло устанавливается граничное условие pressure-inlet (при этом опорное давление задается равным нулю), задается полное давление

смеси, начальная температура, а также объемная доля пара. На выходе ставится условие pressure-outlet. Схема представлена на рисунке ниже.

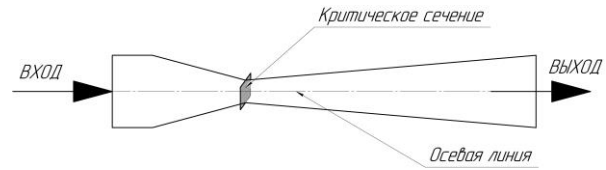


Рис. 2. Схема постановки граничных условий.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В ходе расчетов получены распределения давления, температур, скорости нуклеации, объемной доли образовавшегося конденсата, а также числовой плотности капель на единицу массы как вдоль центральной оси, так и в сечении канала для нескольких значений начальной объемной доли пара в смеси. Для примера, на рисунке ниже представлено распределение температуры в сечении сопла.

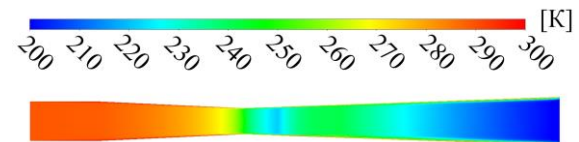


Рис. 3. Распределение температуры в сечении сопла.

Также, проведено сравнение результатов двух-температурной модели с результатами экспериментов других авторов [2]. Получено качественное и количественное согласование.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Специальный модуль для решения кинетического уравнения для функции распределения капель по размерам модернизирован для использования двухтемпературного приближения. Проведено сравнительное исследование моделей объемной конденсации в одно- и двухтемпературной постановках, показано, что учет температуры капель существенно влияет на адекватность результатов при большом значении начальной объемной доли пара в смеси. Работу планируется продолжить модернизацией специального модуля учетом коагуляции капель.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.А. Сидоров, А.К. Ястребов. Интеграция модуля численного решения кинетического уравнения в CFD-пакет для задачи объемной конденсации при истечении парогазовой смеси через сопло // Вестник ДГТУ. Технические науки. 2021. Т. 48. №1. С. 65–75.
2. Н. Pathak, S. Tanimura. Nonisothermal Droplet Growth in the Free Molecular Regime // Aerosol Science and Technology, 47:1310–1324
3. Стернин Л.Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974.

## ОХЛАЖДЕНИЕ ПОТОКА ПАРОГАЗОВОЙ СМЕСИ ИСПАРЯЮЩИМИСЯ КАПЛЯМИ ВОДЫ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Испарение капель является предметом изучения в течение длительного времени. Тем не менее, это направление исследований продолжает быть актуальным [1], в том числе, в связи с возможными приложениями. Среди них – получение наночастиц методом LPSP (low-pressure spray pyrolysis), включающим испарительное охлаждение капель с образованием в них пересыщенного раствора и его последующим распадом по нуклеационному механизму [2]. Капельные кластеры, образующиеся над локально нагретой поверхностью воды, имеют потенциал использования в качестве уникальных биохимических микрореакторов. Результаты исследования процессов испарения – конденсации в таких кластерах представлены в [3]. Моделирование процесса горения в двигателях и топках котлов, работающих на жидком топливе, невозможно без корректного описания процессов нагрева и испарения капель применительно к указанным объектам [4]. Газокапельные потоки, в том числе импульсные, предлагается использовать для испарительного охлаждения поверхностей различных аппаратов, включая мощные светодиоды [5]. Способность испаряющихся капель охлаждать окружающий их газ предлагается использовать для пожаротушения с помощью «водяного тумана» (water mist fire suppression systems) [6], а также как способ охлаждения потока газа в многоступенчатых компрессорах [7]. В химической технологии быстрое охлаждение продуктов реакции может предотвратить образование нежелательных побочных продуктов. В этом случае также может быть предложено охлаждение реакционного объема испаряющимися каплями воды. В [8] представлены результаты численного моделирования капельного охлаждения продуктов конверсии метана для предотвращения образования сажи.

Объектом рассмотрения данной работы является поток горячей парогазовой смеси и холодных капель воды. Цель работы – получить соотношения, связывающие время охлаждения парогазовой смеси в заданном температурном интервале, начальные значения радиуса капель, массовой доли капель и состава парогазовой смеси. Будет использовано обобщение результатов численного моделирования. На основе указанных соотношений, полученных без привязки к конкретному объекту, можно будет оценивать возможности охлаждения потока парогазовой смеси испаряющимися каплями воды в различных приложениях.

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА

Использованная модель процесса установления теплового равновесия в потоке горячей парогазовой смеси и холодных капель воды включает уравнения энергии и неразрывности для газа, пара и капель, а также уравнение для скорости испарения капель (с начальным радиусом  $\sim 10$  мкм) в диффузионном режиме с учетом стефановского течения.

Принятые допущения в модели охлаждения и соответствующие им временные ограничения:

1. Быстрое выравнивание температур пара и газа в межмолекулярных столкновениях позволяет использовать для газовой фазы одно уравнение энергии ( $t > \tau_{vg}$ )
2. Температурный профиль внутри испаряющихся капель однородный ( $t > \tau_{0,05}^c$ )
3. Процесс испарения капель квазистационарный ( $t > \tau_{0,05}^D$ )
4. Имеет место независимое испарение отдельных капель ( $\rho_d^0 \leq \pi r_1 N^{-3} / 6$ ), где  $N$  – отношение среднего расстояния между каплями к диаметру капли.
5. Распределение капель по размерам монодисперсное, капли заморожены в поток.

Согласно оценкам на основе [9-10] для капель с начальным радиусом 10 мкм и  $N=10$ ,  $\tau_{vg}=0,01$  мкс,

$$\tau_{0,05}^c=5,5 \text{ мкс}, \tau_{0,05}^D=500 \text{ мкс}, \rho_d^0=0,52 \text{ кг/м}^3.$$

Численное моделирование процесса охлаждения проведено с использованием авторской программы COND-KINET-1 [11]. Определены временные зависимости (вдоль оси потока) температуры парогазовой смеси, а также массы и температуры капель. Справедливость принятых упрощающих предположений о квазистационарном режиме испарения и однородном температурном профиле в каплях подтверждена результатами расчетов. Потенциальное влияние учета полидисперсного распределения капель оценено на основе сопоставления с литературными данными.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты численного интегрирования системы уравнений модели получены для парогазовой смеси водяной пар-азот с начальным массовым содержанием пара от 0 до 100%. Начальная температура парогазовой смеси 973К, капель воды – 293К. Варьируемыми величинами были начальные

значения радиуса каплей  $r_d^0$ , массовой доли каплей  $g_d^0$  и содержания водяного пара в смеси  $g_v^0$ . Пример результатов расчета на рис.1.

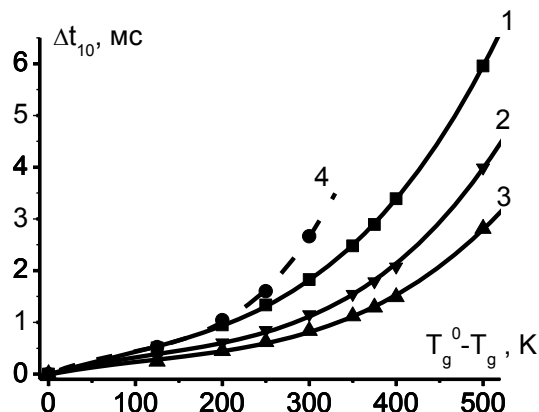


Рис. 1. Время охлаждения парогазовой смеси испаряющимися каплями ( $r_d^0 = 10$  мкм, сплошные кривые) и неиспаряющимися шариками радиусом 10 мкм (штриховая кривая) в зависимости от величины температурного интервала при различных значениях  $g_d^0$ : 1 – 0,2; 2 – 0,3; 3 – 0,4; 4 – 0,2.  $g_v^0 = 0$ . Значки – результаты расчета, кривые – аппроксимация полиномами третьей степени.

Видно, что в заданном температурном интервале испаряющиеся капли обеспечивают охлаждение парогазовой смеси за меньшее время, чем неиспаряющиеся шарики, радиус которых равен начальному радиусу каплей, а материал обладает плотностью и теплоемкостью воды.

Для спектра значений  $g_v^0$  получены аппроксимационные выражения для времени охлаждения (мс) от начального значения  $T_g^0$  до заданного значения  $T_g$  в зависимости от начального радиуса каплей  $r_d^0$  (мкм) и массовой доли каплей  $g_d^0$ :

$$\Delta t_T = 0,01A(r_d^0)^2(g_d^0)^{-n} \quad (1)$$

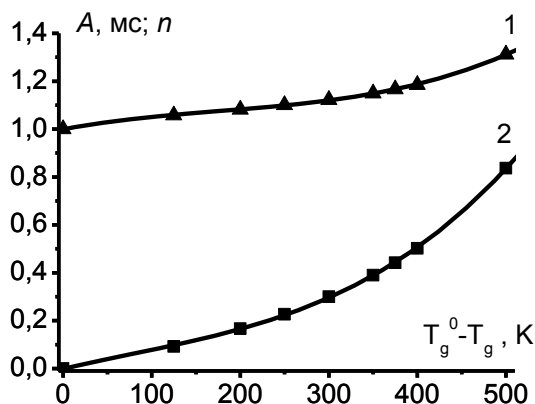


Рис.2. Параметры степенной аппроксимации величины  $\Delta t_T$  согласно выражению (1): 1 – n, 2 – A. Значки – результаты расчета при  $g_v^0 = 0$ , кривые – аппроксимация полиномами третьей степени.

В рассмотренном интервале значений  $g_v^0$  (0; 0,3; 0,5; 0,7; 1) для величин A и n определены коэффициенты разложения полиномами третьей степени по параметру  $Y = (T_g^0 - T_g)/1000$ . Коэффициенты разложения (по модулю) возрастают с увеличением  $g_v^0$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты дают оценку сверху времени охлаждения потока парогазовой смеси испаряющимися каплями, поскольку не учитывают возможного обдува каплей вследствие скоростного скольжения. Учет этого обстоятельства является задачей дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (ГЗ № 075-01056-22-00 от 24.12.2021г).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Duyang Zang, Sujata Tarafdar, Yuri Yu.Tarasevich, Moutushi Dutta Choudhury, Tapati Dutta.** Evaporation of a Droplet: From physics to applications // Physics Reports. 2019. V. 804. P. 1-56.
2. **Fisenco S. P., Wang W. N., Lenggoro I. W., Okuyama K.** Evaporative cooling of micron-sized droplets in a low pressure aerosol reactor // Chem. Eng. Sci. 2006. V. 61. № 18. P. 6029–6034.
3. **Dombrovsky L. A., Fedorets A. A., Levashov V. Yu., Kryukov A.P., Bormashenko E., Nosonovsky M.** Stable cluster of identical water droplets formed under the infrared irradiation: experimental study and theoretical modeling // Int. J. Heat Mass Transfer. 2020. V. 161.
4. **Sazhin S. S.** Modelling of fuel droplet heating and evaporation: Recent results and unsolved problems // Fuel. 2017. V. 196. P. 69-101.
5. **Khandekar S, Sahu G., Muralidhar K., Gatapova E. Ya., Kabov O. A., Hu R., Luo X., Zhao L.** Cooling of high-power LEDs by liquid sprays: challenges and prospects // Appl. Thermal Engineering. 2020. 115640.
6. **Zhdanova, A.O.; Volkov, R.S.; Voytkov, I.S; Osipov, K.Y.; Kuznetsov, G. V.** Suppression of forest fuel thermolysis by water mist // Int. J. Heat Mass Transf. 2018. V. 126. P. 703–714.
7. **Беркович А. Л., Полищук В. Г., Назаренко А. В.** Форсирование стационарных газотурбинных установок оптимальным впрыском воды в компрессор // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского политехнического университета. 2015. № 2 (219). С. 33-40.
8. **Деревич И. В., Фокина А. Ю.** Численное моделирование капельного охлаждения продуктов конверсии метана в синтез-газ // Инженерный журнал: наука и инновации, 2013, вып. 8. Url: <http://engjournal.ru/catalog/mathmodel/hidden/886.html>.
9. **Лыков А. В.** Теория теплопроводности. М.: «Высшая школа», 1967.
10. **Fuchs N.A.** Evaporation and Droplet Growth in Gaseous Media. New York: Pergamon Press, 1959.
11. **Корценштейн Н. М., Герасимов Г. Я., Петров Л. В., Шмельков Ю. Б.** Программный комплекс для моделирования физико-химических процессов и свойств рабочих тел // Теплоэнергетика. 2020. № 9. С. 6-19.

## ИССЛЕДОВАНИЕ КАПЕЛЬНО-РУЧЕЙКОВОЙ КОНДЕНСАЦИИ МЕТОДОМ ГРАДИЕНТНОЙ ТЕПЛОМЕТРИИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Теория теплообмена при плёночной конденсации позволяет с приемлемой точностью оценить значение коэффициента теплоотдачи (КТО) при ламинарном, ламинарно-волновом и турбулентном режимах течения конденсата [1-2]. Экспериментальные исследования подтвердили, что течение конденсата зависит от ориентации поверхности в пространстве [3-4], плотности теплового потока [5], состава паровой смеси [6] и других факторов. При малом расходе конденсата его распределение по поверхности может быть неравномерным: образуются отдельные капли, ручейки, жидкие мостики или сухие участки, что характерно для капельно-ручейковой и пленочно-ручейковой конденсации. Совмещение возможностей визуализации и термометрии позволяет оценить распределение конденсата, его местную толщину, но не обеспечивает определение местной плотности теплового потока. В настоящей работе измерение местной плотности теплового потока методом градиентной теплотметрии совмещено с визуализацией течения конденсата на охлаждаемой пластине.

### 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты [7], выполненные в однофазной среде, подтвердили высокую информативность комплексного подхода. Пилотные опыты по совмещению градиентной теплотметрии [8] и визуализации течения выполнены на модели охлаждаемой вертикальной пластины (рис. 1).

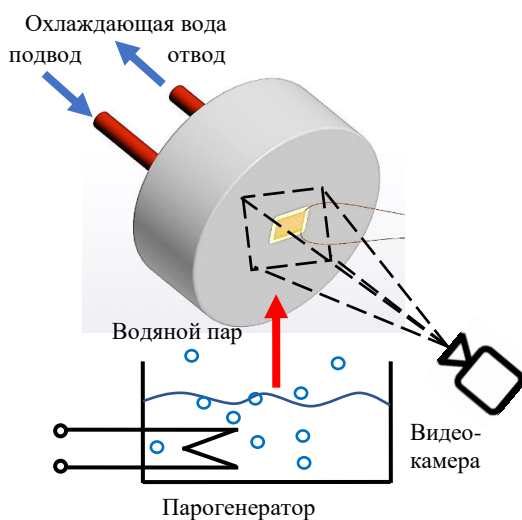


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Модель представляет собой коробчатую конструкцию с патрубками для подвода и отвода охлаждающей воды. Расход охлаждающей воды составил 40 мл/с, температура –  $t_{\text{в}} = 24$  °С. На поверхности стальной пластины установлен гетерогенный градиентный датчик теплового потока (ГГДТП) с размерами  $10 \times 15 \times 0,2$  мм из композиции медь-никель. Датчик установлен заподлицо с поверхностью пластины и подключен по трехпроводной схеме [9], что позволило измерить температуру в месте установки датчика.

Установка представляет собой «открытую систему» (рис. 1): пар из парогенератора подавался на вертикальную пластину снизу.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 2 в качестве примера представлено распределение конденсата по поверхности вертикальной пластины. Ввиду малого расхода конденсата не формируется сплошная плёнка конденсата не формируется: заметны участки с каплями различного размера и течение отдельных ручейков. Режим конденсации – капельно-ручейковый. На рис. 2 видно, что одна часть поверхности ГГДТП покрыта неподвижными каплями разного размера, другая – стекающим потоком.

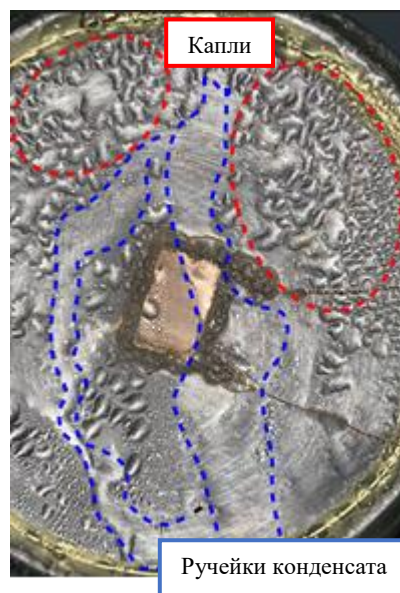


Рис. 2. Распределение конденсата по поверхности экспериментальной модели

На рис. 3 представлена временная термограмма, построенная по показаниям ГГДТП при конденсации водяного пара на поверхности вертикальной пластины. Сигнал ГГДТП соответствует осреднё-

ной по его поверхности плотности теплового потока. Средняя плотность теплового потока составила  $17 \text{ кВт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ . Пульсации плотности теплового потока составляют до 35% от среднего сигнала ГГДТП.

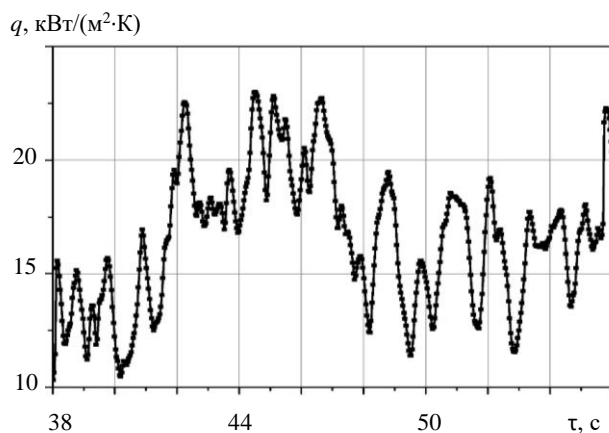


Рис. 3. Временная теплограмма при конденсации водяного пара на поверхности вертикальной пластины

Одновременно с теплотрией велась видеозапись течения конденсата. На рис. 4 представлены фотографии поверхности ГГДТП, выполненные в разные моменты времени.

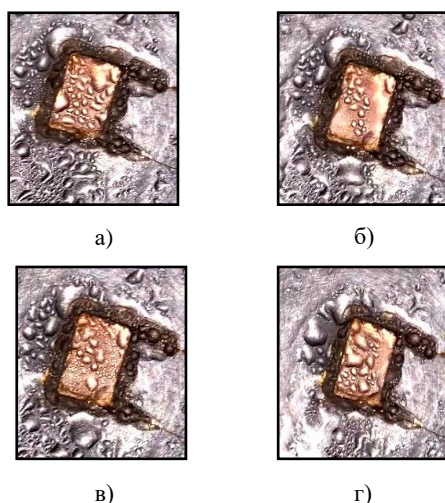


Рис. 4. Распределение конденсата по поверхности ГГДТП при  $\tau$  равном: а) 39 с; б) 42 с; в) 45 с; г) 51 с

Сопоставление показаний ГГДТП и распределения конденсата по поверхности подтвердили, что пульсации плотности теплового потока связаны с формированием капель и течением конденсата. Наименьшая плотность теплового потока наблюдается при формировании больших неподвижных капель на поверхности ГГДТП (рис. 4, а). После объединения и стекания капель средняя толщина конденсата на поверхности ГГДТП уменьшалась (рис. 4, б), а плотность теплового потока увеличивалась.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совмещение градиентной теплотрии и визуализации течения позволяют комплексно исследо-

вать теплообмен при капельно-плёночной конденсации. Сопоставление сигнала ГГДТП и фотографий течения конденсата подтвердили, что пульсации плотности теплового потока обусловлены изменениями в образовании капель и течением конденсата. Предлагаемый подход применим к изучению различных режимов конденсации.

*Работа поддержана грантом РФФ 22-29-00152.*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Механика** двухфазных систем: учебное пособие для вузов / Д.А. Лабунцов, В.В. Ягов. М.: Издательский дом МЭИ, 2007. 384 с.
2. **Гогонин И.И.** Исследование теплообмена при плёночной конденсации пара. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2015. 236 с.
3. **Nada S.A., Hussein M.S.** General semi-empirical correlation for condensation of vapor on tubes at different orientations // *Int. J. of Thermal Sciences*, 2016. V. 100. P. 391-400.
4. **Tan B., Tian W.X.** et al. Experimental study of air-steam-mixture condensation underneath containment vessel surface // *Nuclear Science and Engineering*, 2021.
5. **Kuznetsov G.V., Ponomarev K.O.** et al. Heat transfer in a two-phase closed thermosyphon working in Polar Regions // *Thermal science and engineering progress*, 2021.
6. **Чиндяков А.А., Смирнов Ю.Б.** Исследование теплообмена при конденсации Марангони // *Труды шестой российской национальной конференции по теплообмену*, 2014. С. 778–781.
7. **Mityakov V.Yu., Seroshtanov V.V.** et al. Study of the heat flux fluctuations intensity during flow around a circular cylinder // *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2021, 2039 012022
8. **Heatmetry: The Science and Practice of Heat Flux Measurement.** S. Sapozhnikov, V. Mityakov and A. Mityakov. Switzerland: Springer Int. Publ. 2020.
9. **Pavlov, A V; Bobylev, P G.** et al. Gradient heatmetry in the study of boiling on spherical surface // *J. of Phys.: Conf. S.* 2021.



## РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕРАВНОМЕРНОГО ТЕПЛОСЪЕМА НА СОВМЕСТНУЮ РАБОТУ ВАКУУМНОГО КОНДЕНСАТОРА ПАРА И ГАЗОУДАЛЯЮЩЕГО УСТРОЙСТВА

### АННОТАЦИЯ

Создана экспериментальная установка для исследования влияния неравномерного охлаждения частей поверхности модели конденсатора пара и проведено экспериментальное исследование совместной работы конденсатора и газоудаляющего устройства в условиях неравномерного теплосъема в том числе с разработанным техническим решением по повышению эффективности – дроссельными вставками в линию эжектирования. Разработана методика расчета оптимального диаметра дросселя для многосекционных конденсаторов с заданным неравномерным охлаждением из  $n$  числа секций, которая позволяет определить оптимальный размер дросселей для конкретного многосекционного конденсатора.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Проектирование вакуумных конденсаторов паровых турбин осуществляется на расчетных условиях, когда все части конденсатора охлаждаются одинаково, расходы охлаждающей воды (воздуха – для воздушных конденсаторов) и присосы воздуха также одинаковы. Отклонение работы от расчетного режима работы возникает по ряду причин, одна из которых загрязнения теплообменной поверхности. Для многосекционных воздушных конденсаторов с большим числом секций причиной неравномерного теплосъема может являться неисправность вентиляторов секций [1].

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СОВМЕСТНОЙ РАБОТЫ КОНДЕНСАТОРА ПАРА И ГАЗОУДАЛЯЮЩЕГО УСТРОЙСТВА

#### 2.1. Описание экспериментального стенда и методики обработки экспериментальных данных

Целью данной работы являлось проведение расчетно-экспериментального исследования совместной работы макета конденсатора и газоудаляющего устройства в условиях неравномерного теплосъема в том числе с дроссельными вставками в линию эжектирования несконденсированного пара [2]. Был создан экспериментальный стенд модели конденсатора, описанный в [3].

Модельный конденсатор состоит из двух параллельно работающих каналов, имеющих общий подвод пара. Каждый канал - «труба в трубе»: - во внутренней трубе сверху вниз движется пар, в наружной - охлаждающая вода. Схема движения – противоток. Внутренняя теплообменная труба

Ø25×2 мм, наружная – Ø32×2 мм. Длина труб составила 2000 мм, а угол установки – 45°.

Массовый расход пара  $G_n$  на модельный конденсатор составил около 14,4 кг/ч, давление в конденсаторе 8 – 20 кПа. Диаметры отверстий устанавливаемых дросселей – 2,7;3,5;4,9 мм. Для некоторых режимов в общий коллектор пара перед конденсаторами подавался воздух через ротаметр. С помощью этого моделировались присосы воздуха в конденсатор. Массовые расходы подаваемого в пар воздуха составляли от 0 до 1,6% от расхода пара на конденсатор.

Обработка результатов испытаний выполнялась через следующие параметры:

- располагаемая разность температур конденсатора, которая определяется из уравнения

$$\Delta = t_s - t_{\text{ов вх}} , \quad (1)$$

где  $t_s$  — температура насыщения в конденсаторе, °С;  $t_{\text{ов вх}}$  - температура охлаждающей воды на входе в конденсатор, °С;

- относительный расход охлаждающей воды на первый канал конденсатора

$$\bar{G}_{\text{ов}} = \frac{G_{\text{ов1}}}{G_{\text{ов2}}} \cdot 100\% , \quad (2)$$

где  $G_{\text{ов1}}$  - массовый расход на охлаждение первого канала, кг/с;  $G_{\text{ов2}}$  - массовый расход на охлаждение второго канала, кг/с;

- доля воздуха в паре рассчитывалась как  $\bar{G}_{\text{вз}}$

$$\bar{G}_{\text{вз}} = \frac{G_{\text{вз}}}{G_n} \cdot 100\% , \quad (3)$$

где  $G_n$  - массовый расход пара на конденсатор, кг/с.

#### 2.2. Результаты экспериментальных исследований

На рис. 1 показаны графики зависимости располагаемой разности температур конденсатора  $\Delta$  от относительного расхода охлаждающей воды на первый канал  $\bar{G}_{\text{ов}}$ .

Влияние дросселей обнаруживается при уменьшении расхода охлаждающей воды от 50% до 10% - располагаемый перепад температур в конденсаторе увеличивается не так сильно, как вариантах без дросселей и при  $\bar{G}_{\text{ов}} = 11\%$  разница со-



ставляет 3,5<sup>0</sup>С для режимов №1 и 2 и 2,8<sup>0</sup>С для режимов №3 и 4.

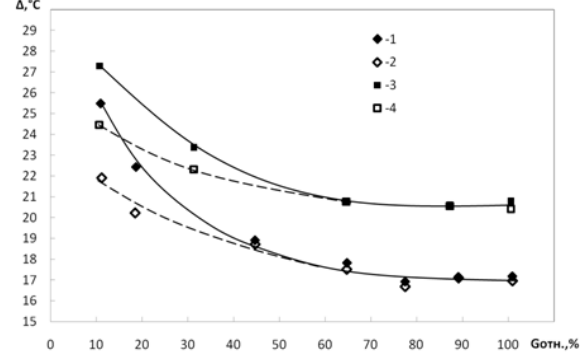


Рис. 1. Зависимость располагаемой разности температур конденсатора  $\Delta$  от относительного расхода охлаждающей воды на первый канал  $\bar{G}_{ов}$  с дросселями  $\varnothing 3,5$  мм: 1 - реж.№1 без дросселей; 2 – режим №2 с дросселями; 3 – режим №3 без дросселей, с  $\bar{G}_{вз} = 1\%$ ; 4 – режим № 4 с дросселями, с  $\bar{G}_{вз} = 1\%$ .

Были проведены испытания по определению оптимального размера дросселя для данной экспериментальной модели конденсатора (рис.2). Как следует из результатов [3], оптимум лежит между  $\varnothing 3$  и  $\varnothing 4$  мм.

### 3. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ОПТИМАЛЬНОГО ДИАМЕТРА ДРОССЕЛЕЙ ДЛЯ МНОГОСЕКЦИОННЫХ ВАКУУМНЫХ КОНДЕНСАТОРОВ

#### 3.1. Описание методики

Была разработана методика расчета оптимального диаметра дросселя для многосекционных конденсаторов с заданным неравномерным охлаждением из  $n$  числа секций. В формулах (4)-(7) показаны основные расчетные величины.

$$\Delta P_{тр} = K' \frac{\rho w_0^2}{2} C_x \left[ \left( \frac{w_1}{w_0} \right)^2 - 1 \right] \quad (4)$$

$$\Delta P_{др} = L' \frac{\rho w_0^2}{2} \frac{x_1^2}{(\bar{n}_1 + \bar{n}_2 M)^2} \quad (5)$$

$$K' = z \lambda \frac{l}{d_r} \quad (6)$$

$$L' = \xi n_{тр}^2 \left( \frac{d_{тр}}{d_{др}} \right)^4 \quad (7)$$

где  $\Delta P_{тр}$  - потери давления в трубе конденсатора, Па;  $\Delta P_{др}$  - потери давления на дросселе;  $n_1$  и  $n_2$  - число секций с равномерным и неравномерным охлаждением;  $w_0$  - скорость пара на входе в конденсатор;  $z$  - количество ходов;  $d_r$  - диаметр дросселя;  $x_1$  и  $x_2$  - паросодержание на выходе из модуля при равномерном и неравномерном охлаждении;  $l$  -

длина теплообменных труб;  $d_{вн}$  - внутренний диаметр теплообменных труб;  $\xi_{др}$  - сопротивление дросселя;  $n_{тр}$  - количество теплообменных труб в модуле;  $\lambda$  - коэффициент трения.

#### 3.2. Пример расчета

Выполнен пример расчета ВКУ для случая, когда 1 из 10 секций не охлаждается. Вычисления выполняются для некоторого диапазона значений дросселей с диаметрами отверстий  $0,025 \div 0,2$  м. Целью является определение минимального расхода в эжекторе и минимального  $P_3$ . Оптимальный диаметр дросселя составил 0,1 м.

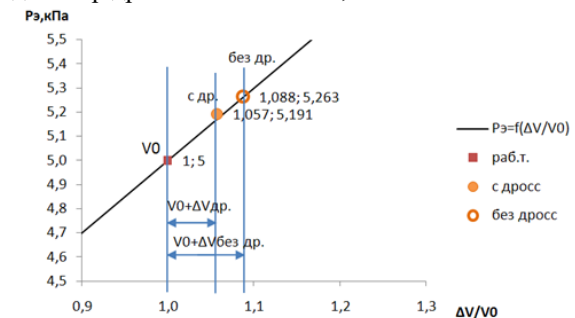


Рис. 2. График зависимости  $\Delta V/V_0 = f(P_3)$  с расчетными точками с оптимальным диаметром дросселя и без дросселя.

Результаты расчета показали снижение расхода пара в эжекторе на 35% относительно расчета режима без дросселя (см. рис.2). Как следствие, давление в эжекторе и конденсаторе снижается

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты, полученные при выполнении данного исследования, вносят значительный вклад в понимание процессов работы конденсационных установок на нерасчетных режимах и способа борьбы со снижением тепловой эффективности вследствие возникающей неравномерности охлаждения и локальных присосов воздуха. Они могут быть использованы для:

- оценки влияния факторов неравномерности на показатели работы конденсационной установки;
- повышение эффективности работы конденсаторов при отклонении от расчетных условий.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федоров В.А. Конденсаторы паротурбинных установок/ В.А. Федоров, О.О. Мильман.-М.: Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2013. – 560 с.
2. Картуесова А.Ю. Методика расчета распределения потоков пара в секции воздушно-конденсационной установки// Современные тенденции развития науки и технологий. Тр.6-й Междунар. научно-практической конференции г. Белгород, 2015 г. Ч. 2 с.52
3. Milman O. O., Kartuesova A. Yu., Yankov G. G., Ptakhin A. V., Krylov V. S., Korlyakova M. O. Investigation of parallel operation of vacuum condenser sections with nonuniform cooling//Thermal Engineering, 2019, Vol. 66, No. 2, pp. 77–83.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАДАЧИ О ПЕРЕКОНДЕНСАЦИИ АРГОНА С УЧЕТОМ МНОГОЧАСТИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЖИДКОСТИ И ПРИГРАНИЧНОМ СЛОЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Работа посвящена исследованию процессов тепло и массопереноса, реализующихся вблизи межфазной поверхности жидкость-пар с учетом взаимного влияния каждой фазы друг на друга. Для этих целей представлен подход, позволяющий осуществлять описание как жидкой, так и паровой фазы на базе единого вычислительного алгоритма. Предлагаемый подход базируется на численном решении кинетического уравнения Больцмана, но при этом предположения о неизменности состояния (параметров) конденсированной фазы не используется. Рассматривается вопрос о влиянии многочастичного взаимодействия на величины макропараметров в области пара и в конденсированной фазе. Продолжается исследование вопроса о влиянии столкновений нескольких частиц в конденсированной фазе на процессы тепло- массопереноса.

### 2. МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

В представленной работе предлагается решать кинетическое уравнение внутри конденсированной фазы, а также в паре:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} = \Omega_M. \quad (1)$$

Величина  $\Omega_M$  в правой части является аналогом парного интеграла столкновений в кинетическом уравнении Больцмана [1], но призвана учесть одновременное взаимодействие  $M$  атомов (молекул) конденсированной фазы. В данной работе она заменена вычислительной процедурой, описанной ниже. Такой способ позволяет использовать общий численный алгоритм для определения макропараметров как внутри пара, так и жидкости.

Суть подхода, описывающего столкновение нескольких частиц, состоит в следующем. Выделим в жидкости группу из  $M$  атомов (молекул), находящихся в непосредственной близости друг от друга. Предположим, что эту группу можно рассматривать, как единую систему, в которой все атомы одновременно взаимодействуют со всеми. При прохождении через положение равновесия каждой частицы можно зафиксировать ее скорость  $\xi(\xi_x, \xi_y, \xi_z)$ .

Каждая частица жидкости движется в пространстве  $(x, y, z)$ , т.е. обладает тремя степенями свободы. Тогда система из  $M$  частиц будет иметь

$N = 3M$  степеней свободы. Состояние этой системы можно описать с помощью вектора  $\mathbf{P} = \mathbf{P}(p_1, p_2, \dots, p_N)$ , компонентами которого являются все скорости (импульсы) атомов (молекул).

Взаимодействие между всеми частицами выделенной группы приведет к изменению состояния системы, и, следовательно, компонентов вектора:  $\mathbf{P} \rightarrow \mathbf{P}'$ . При этом длина вектора  $|\mathbf{P}|$  останется неизменной в силу закона сохранения энергии. Поэтому процесс многочастичного взаимодействия можно интерпретировать как поворот вектора  $\mathbf{P}$  в многомерном пространстве  $(e_1, e_2, \dots, e_i, \dots, e_N)$  размерностью  $N$ . Каждой степени свободы будет соответствовать своя ось координат. Например,  $e_1 \leftrightarrow \xi_{x1}, e_2 \leftrightarrow \xi_{y1}, e_3 \leftrightarrow \xi_{z1}$ .

Для вычисления поворота вектора можно использовать математический аппарат, разработанный для описания поворота системы координат на некоторый случайный угол. Например, в двумерном случае  $\mathbf{P} = \mathbf{P}(p_1, p_2)$  такой поворот на угол  $\varphi$  может быть формально записан следующем образом:

$$\begin{bmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} p_1 \\ p_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p'_1 \\ p'_2 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где  $p'_1, p'_2$  – компоненты нового вектора состояния  $\mathbf{P}' = \mathbf{P}'(p'_1, p'_2)$ .

Чтобы описать математически такое преобразование  $\mathbf{P} \rightarrow \mathbf{P}'$ , необходимо построить матрицу поворота  $\mathbf{A}$ . В случае, когда размерность пространства равна  $N$ , используется матрица  $\mathbf{A}$  размера  $N \times N$ . Вектор  $\mathbf{P}'$  вычисляется, как произведение матрицы поворота  $\mathbf{A}$  на исходный вектор столбец  $\mathbf{P}$ :

$$\mathbf{P}' = \mathbf{A}\mathbf{P}. \quad (3)$$

Таким образом, расчет столкновения  $M$  частиц сводится к построению матрицы поворота и вычислению нового вектора состояния системы. Более подробно данный метод описан в работе [2].

Далее на основе этого подхода построен метод сквозного решения задачи о переконденсации, где жидкость и пар рассматриваются как единая система, описываемая единым кинетическим уравнением.

### 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Постановка тестовой задачи представлена на рис. 1. Исследуемая область разделена на две основные части: жидкость и область пара. Предполагается, что в жидкости количество взаимодействующих частиц  $M = 5$ . Обоснование такого выбора дано в работе [2]. Область пара, в свою очередь, имеет два тонких приграничных слоя, где  $M = 4$  и  $M = 3$ , соответственно. В оставшейся паровой области  $M = 2$ . Таким образом, вместо резкого перехода жидкость-пар, как правило, имеющего место при использовании кинетического подхода, происходит постепенное уменьшение взаимодействующих частиц от 5-ти до 2-х.

Исследуемая область ограничена слева поверхностью с температурой  $T_1 = 120K$  и справа –  $T_0 = 110K$ . В начальный момент времени температура газа и жидкости равна  $T_0$ , плотность пара –  $n_0$  соответствует  $T_0$  по линии насыщения.  $\lambda_0$  – средняя длина свободного пробега при  $n_0$  и  $T_0$ . На границе справа поддерживается плотность и температура  $n_0$  и  $T_0$ . В течение времени слой жидкости слева прогревается, и возрастает интенсивность испарения с межфазной поверхности.

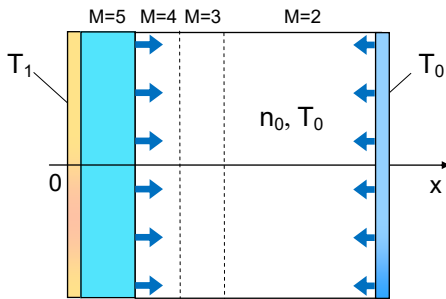


Рис. 1. Постановка задачи.

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ РЕШЕНИЯ

Результаты расчета представлены на рис. 2, 3. Показаны макропараметры для трех тестовых вариантов:

1. Количество столкновений меняется от 5-ти до 2-х, как показано на рис. 1.
2. Метод поворота в жидкости реализован для  $M=5$ , а во всей области пара  $M=2$ .
3. Решение кинетического уравнения Больцмана в области пара с парным интегралом столкновений и уравнения (1) с  $M=5$  в жидкости.

Анализ результатов расчета показывает, что различие между данными, полученными тремя разными способами, не превышает 5% как для плотности, так и для температуры. Однако характер линии, полученной с помощью кинетического уравнения Больцмана с парным интегралом столкновений (КУБ), отличается от соответствующих результатов метода поворота. При этом из рис. 2 можно видеть, что плотность пара, полученная при  $M=4, 3, 2$  в области пара, несколько ближе к анало-

гичной зависимости, найденной с помощью КУБ.

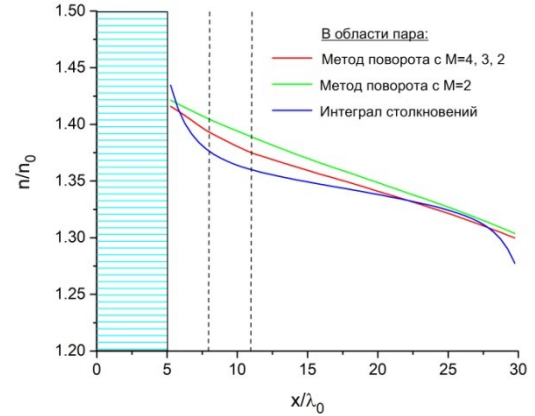


Рис. 2. Зависимость плотности пара от  $x$ .

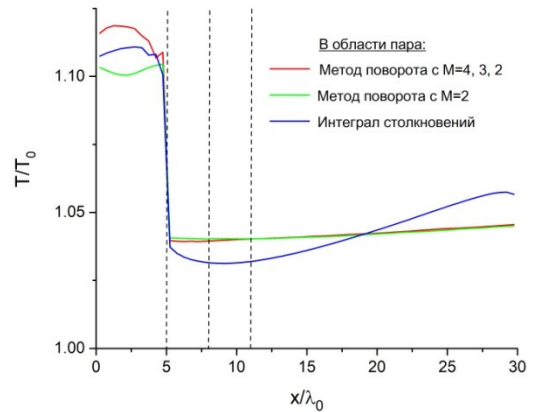


Рис. 3. Зависимость температуры пара и жидкости от  $x$ .

Также были получены значения безразмерной плотности потока массы  $j / (mn_0 \sqrt{RT_0})$ , где  $m$  – масса атома Ar,  $R$  – индивидуальная газовая постоянная Ar. Они составляют 0.32 для задач 1 и 2, и 0.30 для задачи 3.

### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, предложен подход, позволяющий принять во внимание многочастичное взаимодействие внутри конденсированной фазы, а также в тонких слоях вблизи межфазной поверхности. Разработан алгоритм сквозного решения жидкость-пар. Получены тестовые результаты для задачи перекоденсации аргона. Проведено сравнение полученных результатов с решением кинетического уравнения Больцмана в области пара.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-08-00342).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **М.Н. Коган.** Динамика разреженного газа. М.: Наука. 1967. 440 с.
2. **I. Shikhova, A. Kryukov.** Development of a Unified Numerical Kinetic Approach, Taking into Account Many-Particle Interactions in Liquid-Vapor Systems // American Journal of Physics and Application. 2021. Vol. 9, Issue 5. P. 116-120. doi: [10.11648/j.ajpa.20210905.13](https://doi.org/10.11648/j.ajpa.20210905.13)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДЕАЭРАЦИИ ВОДЫ С ПРИМЕНЕНИЕМ УХОДЯЩИХ ГАЗОВ ГАЗОПЛОТНОГО КОТЛА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс термической деаэрации подпиточной воды теплосети и добавочной питательной воды котлов является сложным синтезом одновременного протекания двух составляющих – теплообмена и массообмена. Теплообмен является процессом нагрева деаэрируемой воды до температуры насыщения. Массообмен обеспечивается выделением коррозионно-агрессивных газов из деаэрируемой воды в паровую среду. Водяной пар при этом считается традиционным видом десорбирующего агента и на сегодняшний момент является единственной широко применяемой средой, обеспечивающей процесс дегазации добавочной питательной воды котлов и подпиточной воды теплосети.

Необходимость дополнительных затрат пара на деаэрацию, дополнительные потери теплоты с выпаром, а также потери пара и конденсата при подготовке подпиточной воды теплосети в атмосферных деаэраторах являются неизбежными недостатками метода термической деаэрации за счет пара. Кроме того, во многих средних и мелких городах России от 30 до 100 % тепловой энергии в целях теплоснабжения вырабатывается котельными [1]. Для котельных, имеющих в составе установленного оборудования парогенераторы, проблема термической деаэрации решается достаточно просто. Однако на большинстве водогрейных котельных вынуждено применяется антикоррозийная обработка воды без термической деаэрации из-за отсутствия пара.

Таким образом, для обеспечения требуемого качества подпиточной воды теплосети, а также упрощения самой технологии деаэрации с целью применения ее в водогрейных котельных, обоснованным является поиск новых энергетически эффективных способов дегазации воды [2].

Данная технология предложена для реализации процесса дегазации питательной воды с использованием атмосферного деаэратора. При этом не требуется существенного изменения конструкции самого аппарата, необходимо только обеспечить подвод десорбирующей среды к колонке деаэратора.

### 2. ИССЛЕДОВАНИЕ МАССООБМЕННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕХНОЛОГИИ

#### 2.1. Расчетная схема деаэратора

Для оценки массообменной и энергетической эффективности данного решения произведен рас-

чет теоретически необходимого удельного расхода десорбирующего агента для удаления из воды растворенного кислорода  $d_{\text{газа}}^{\text{min}}$ , кг/т. Расчет выполняется на основе решения балансовых уравнений процессов массообмена и теплообмена при термической деаэрации при условии, что на выходе из деаэратора достигается равновесие между фазами [3]. При этом принимается, что максимальная массообменная и энергетическая эффективность термического деаэратора достигается при минимально возможных расходах десорбирующего агента и смеси выделившихся газов, выпускаемым деаэратором.

Уходящие газы котла практически не содержат кислорода вследствие его полного расходования на процесс горения топлива (природного газа) в топке котла. В связи с несовершенством аэродинамики топочных устройств и невозможностью идеального (т.е. на молекулярном уровне) смешения топлива и окислителя в реальных условиях, для полного сгорания топлива необходимо несколько большее количество воздуха, чем теоретический объем воздуха, полученный из стехиометрических уравнений горения. Концентрация кислорода в десорбирующем агенте на выходе из деаэратора зависит от схемы движения воды и пара в аппарате.

Для оценки сферы применения предложенного решения следует определить значения теоретически необходимого расхода десорбирующего агента (уходящих газов котла). При этом принимается, что максимальная массообменная и энергетическая эффективность термического деаэратора достигается при минимально возможных расходах десорбирующего агента и выпара, удаляемого из деаэратора.

Расчетная схема деаэратора приведена на рис. 1.

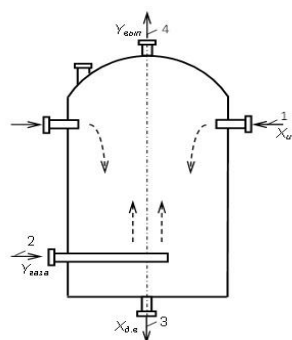


Рис. 1. Схема деаэрационной колонки противоточного типа: 1 – подвод исходной воды; 2 – подвод десорбирующего агента; 3 – отвод деаэрированной воды; 4 – отвод выпара деаэратора.

### 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИ НЕОБХОДИМОГО РАСХОДА

#### 3.1. Расчет концентрации кислорода в воде

Для расчета принимаются параметры работы типового котла серии ДКВР и атмосферного струйно - барботажного деаэрата типа ДА-25 конструкции НПО ЦКТИ производительностью 25 т/ч.

Для оценки сферы применения предложенного решения следует определить значения теоретически необходимого расхода десорбирующего агента (уходящих газов котла Уравнение материального баланса деаэрации для определения концентрации кислорода можно записать в виде:

$$G_{у.в.} X_{у.в.}^{O_2} + D_{дым.г.} Y_{дым.г.}^{O_2} = G_{д.в.} X_{д.в.}^{O_2} + D_{вып.} Y_{вып.}^{O_2} \quad (1)$$

где  $G_{у.в.}$  и  $G_{д.в.}$  – количество исходной и деаэрированной воды, кг/ч;  $D_{дым.г.}$  – расход дымовых газов, подаваемых в деаэратор, кг/ч;  $D_{вып.}$  – расход выпара деаэрата (смеси выделившихся из воды коррозионно-агрессивных газов и дымовых газов), кг/ч;  $X_{у.в.}^{O_2}$ ,  $X_{д.в.}^{O_2}$  – концентрации кислорода в воде на входе в деаэратор и на выходе из него;  $Y_{дым.г.}^{O_2}$ ,  $Y_{вып.}^{O_2}$  – содержание кислорода в дымовых газах на входе в деаэратор и в выпаре на выходе из деаэрата.

Если использовать закон Генри, уравнение материального баланса примет вид:

$$G_{у.в.} X_{у.в.}^{O_2} + D_{дым.г.} \frac{K^{O_2} X_{д.в.}^{O_2}}{p} = G_{д.в.} X_{д.в.}^{O_2} + D_{вып.} \frac{K^{O_2} X_{у.в.}^{O_2}}{p}, \quad (2)$$

где  $K^{O_2}$  – коэффициент Генри (константа фазового равновесия для кислорода [4]), Па;  $p$  – давление в деаэраторе, Па.

Подставляя полученные значения в уравнение, находим концентрацию кислорода в деаэрированной воде. Она составляет 48 мг/дм<sup>3</sup>. Допустимое содержание кислорода в подпиточной воде 50 мг/дм<sup>3</sup>, следовательно, применение уходящих газов котла в качестве десорбирующего агента в атмосферных деаэраторах позволяет обеспечить нормативное значение кислорода.

#### 3.2. Расход дымовых газов

В случае применения в качестве десорбирующего агента уходящих газов котла согласно приведенным расчетам, теоретически необходимый удельный расход газа для деаэрации составит 2,86 м<sup>3</sup> на 1 т деаэрированной воды. Результаты расчета процесса деаэрации, выполненного по формулам (1) и (2) при значении концентрации растворенного кислорода в воде на входе в атмосферный деаэратор 8 мг/дм<sup>3</sup>, представлены на рис.2.

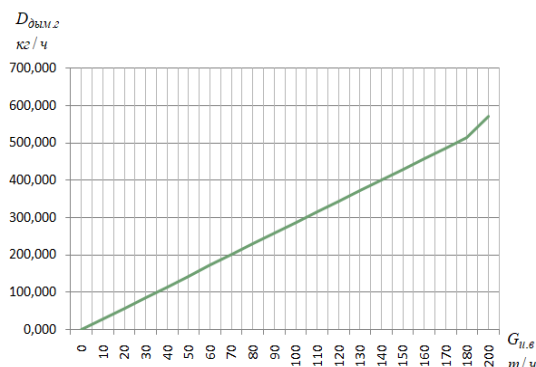


Рис. 2. Теоретически необходимый расход уходящих газов для десорбции растворенного кислорода при противоточном движении воды и уходящих газов в деаэраторе.

Таким образом, произведенные расчеты не только показывают возможность применения технологии деаэрации воды уходящими газами котла, но и доказывают ее эффективность в случае применения с деаэраторами распространенной конструкции [5].

В связи с высоким содержанием в дымовых газах оксида углерода, остро встает вопрос о нейтрализации углекислоты до минимальных нормативных значений для осуществления возможности применения данного метода для деаэрации питательной воды без ущерба для котельного оборудования. Авторы предлагают дозировать в трубопровод питательной воды после деаэрата щелочной агент, например, гидроксид натрия.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты доказывают применимость новой технологии деаэрации подпиточной воды теплосети с использованием в качестве десорбирующего агента уходящих газов газоплотного котла.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Семенов В.Г. О реконструкции котельных в ТЭЦ // Новости теплоснабжения. 2006. № 1. С. 35–38.
2. Sharapov V., Kudryavtseva E. Energy Efficiency of Low-Temperature Deaeration of Makeup Water for a District Heating System // Power Technology and Engineering. Issue 2, 2016. Volume 50. P. 204-207.
3. Sharapov V., Malinina (Pazushkina) O. Determining the Theoretically Required Vapor-Venting Rate for Thermal Deaerators // Power Engineering. Issue 2, 2004. Volume 51. P. 321-324.
4. Примеры и задачи по курсу процессов и аппаратов химической технологии. Учебное пособие для вузов / Павлов К. Ф., Романков П. Г., Носков А. А.; Под ред. П. Г. Романкова. Л.: Химия, 1987. 576 с.
5. Zamaleev M., Pazushkina O. and Kamalova R. Technology of desorption of dissolved oxygen from water by boiler exhaust gases // 3rd Conference "Problems of Thermal Physics and Power Engineering" - Actual Issues of Thermal Power Engineering and Thermal Engineering. IOP Publishing Ltd, 2020. Volume 1683, Number 41. С. 042062.



## ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ИСПАРЕНИИ И КИПЕНИИ КАПЕЛЬ НА НЕОДНОРОДНЫХ ГРАФЕНОВЫХ ПОДЛОЖКАХ ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОГО ТЕРМОМЕНЕДЖМЕНТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Растущий интерес к процессам охлаждения энергетических и электронных устройств связан, как с постоянным уменьшением размеров компонент, так и с растущей удельной мощностью тепловыделения. Особенно это наблюдается в задачах термостабилизации топливных элементов, солнечных модулей, систем хранения электрической энергии (например, литий-ионных батарей) и т.п. [1,2]. Стандартные методы воздушного, конвективного (как однофазного, так и двухфазного) методов термостабилизации, системы микроканального охлаждения не могут обеспечить необходимых рабочих режимов (теплоотвод на уровне 120-160 Вт/м<sup>2</sup>), поэтому в последнее время основной интерес вызывает использование графеновых структур и нанокompозитов, а также активное капиллярно-пористое и испарительное охлаждение [3,4].

Одной из основных целей работы является исследование свойств материалов термоинтерфейсов для интенсификации теплообмена и повышение эффективности систем охлаждения в энергетике, микроэлектронике и силовоточной электронике. Для этих целей используются функциональные поверхности различных материалов. Физико-химические и термогидродинамические свойства таких поверхностей важны для более эффективного отвода тепла в системах охлаждения, использующих капельный метод охлаждения. Схемы монодисперсного и конусного струйно-капельного охлаждения объектов показаны на рис.1. При любом из указанных методов важное значение имеют проблемы смачивания и растекания капель по поверхности, температура поверхности и ее морфология.



Рис.1. Схемы монодисперсного и конусного струйно-капельного охлаждения объектов

Если температура поверхности достаточно высока, то помимо испарения капель и охлаждения поверхности за счет скрытой теплоты испарения рабочей охлаждающей жидкости, возможны и процессы пузырькового и, даже, пленочного кипения (левитация капель – эффект Лейденфроста). В случае пленочного кипения капель эффективность тепло-

отвода резко снижается и необходимо управлять температурой Лейденфроста для интенсификации теплообмена [3,4]. По этой причине, изучение испарения и кипения рабочей жидкости на поверхности, а также условия перехода от пузырькового режима кипения к пленочному, являются важными научными и прикладными задачами.

В настоящей работе исследованы процессы смачивания и растекания капель рабочей охлаждающей жидкости, испарение и кипение с целью нахождения закономерностей влияния графеновых компонент (нанохлопьев) на теплофизические свойства поверхности в различных режимах. При этом изучены как однородные поверхности (подложки, покрытые микрослоем графена), так и неоднородные структуры - металлические сетки+графеновые хлопья. Образцы изготовлены в форме таблеток (см. ниже) и нагреваются омическим нагревателем, меняя температуру и моделируя источник тепловыделения электронного или энергетического устройства.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА, ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКИ

#### 2.1. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на установке, представленной на рис.2. Блоками установки являются автоматизированный дозатор капель, скоростная видеокамера, фотодетектор, подсветка, регулируемый нагреватель, термометр и система терморпар.



Рис.2. Схема установки для исследования смачивания, растекания, испарения и кипения

Экспериментальный стенд (рис.2) позволяет измерять контактные углы капель рабочих жидкостей на подложках при различных температурах, визуализировать процессы смачивания, испарения и кипения, измерять температуры подложек и капель. Этих данных достаточно для определения, например, таких



параметров, как скорость испарения капель и тепловые потоки при охлаждении элемента охлаждения.

Для всех типов образцов исследованы краевые углы и скорости испарения. Kruss EasyDrop использовался в качестве системы для измерения краевого угла и скорости испарения капель на композитах. Помимо этого (рис.2), к измерительной системе был добавлен специальный нагреватель с регулировкой температуры, реализованной ПИД-регулятором, для проведения исследований в широком диапазоне температур. Скорость испарения и краевые углы были измерены для всех образцов. Для каждого образца и каждой температуры производилось не менее 3-х измерений при температурах 30-40°C и не менее 5-ти измерений при 50°C и выше. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода или другие рабочие жидкости.

## 2.2. Материалы и образцы

Наночешуйки графена со средним размером 10-30 мкм (толщиной 1,5-3,5 нм) были получены от ООО "Институт графена" (Россия). Использовались химически чистые микрочастицы графита ~300 мкм. В качестве сетки использовали медную сетку М1 (Cu>99,6%) с размером сторон ячейки 0,3 мм и диаметром проволоки 0,1 мм производства ТДМК, Россия. Образцы прессовали на гидравлическом прессе под давлением 180-300 бар в таблетки диаметром в один дюйм. Всего было приготовлено 4 образца: а) графеновые нанохлопья под давлением 300 бар; б) графеновые нанохлопья с медной сеткой до 300 бар; в) графеновые нанохлопья с медной сеткой до 180 бар; г) микрочастицы графита с медной сеткой под давлением 300 бар (рис.3).

Методика измерения краевого угла и скорости испарения аналогична представленной в наших работах [ ].

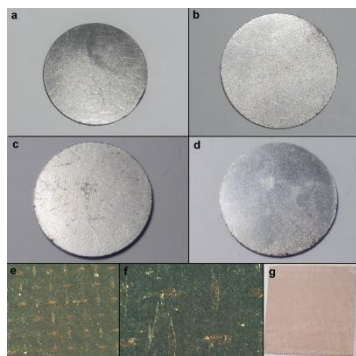


Рис.3. Фотографии и микроскопия образцов. а) графеновые нанохлопья р=300 бар; б) графеновые нанохлопья с медной сеткой р=300 бар; в) графеновые нанохлопья с медной сеткой р=180 бар; г) микрочастицы графита с медной сеткой р=300 бар; д) оптическая микроскопия образца Б, увеличение x4; е) оптическая микроскопия образца Б, увеличение x10; ж) образец бондарной сетки 03x01.

Таблица начальных контактных углов для различных образцов

Образцы	Состав	Давление запрессовки	Контактный угол <sup>о</sup>	Время испарения, с
A	100% графен (сухой)	300 бар	67,7±3,3	2206
B	Графен (сухой) + медная сетка	300 бар	74,4±3,5	2246
C	Графен (сухой) + медная сетка	180 бар	72,9±2,8	1829
D	Графит + медная сетка	300 бар		
E	Медная сетка	-	128,1±1,4	2590
F	Графен (из водного раствора) + медная сетка	300 бар	43,2±3,4*	242**

Помимо этого, В этом исследовании изучаются тепловые характеристики нанокompозитов металл-графен для регулирования температуры. Нанохлопья графена и микрочастицы графита прессовали медными сетками под разным давлением. Приготовленные образцы были охарактеризованы с помощью оптической микроскопии. На изготовленных образцах медно-графеновых композитов определялись скорости испарения капель и краевые углы смачивания при различных температурах, в том числе при пленочном кипении.

В области температур выше температуры пленочного кипения (температура Лейденфроста) обнаружены важные особенности поведения капель, как в процессе соударения с неоднородной поверхность, так и при применении графеновых компонент. Показано, что структура поверхности способна управлять температурой Лейденфроста (заметно повышая ее), а также повышать скорости испарения и кипения.

## 3. ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В данном разделе описаны процессы испарения и кипения, вплоть до температуры Лейденфроста, капель жидкости (преимущественно воды) на поверхности неоднородных графеновых и графитовых подложек с металлическими сетками. Показано влияние неоднородной поверхности на скорость испарения капель, а также поведение краевых углов в зависимости от температуры и параметров поверхности подложки. Характерные типы поведения капель воды (5 мкл) на графеновых подложках представлены на рис.4 (а – режим испарения, б – режим пузырькового кипения, в – режим переходного кипения, г – режим Лейденфроста).

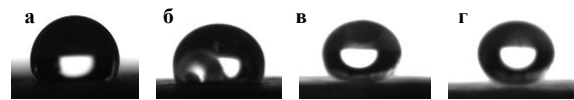


Рис.4. Характерные типы поведения капель воды (5 мкл) на графеновых подложках

### 3.1. Контактные углы и их температурные зависимости

Динамическое поведение контактных углов при различных температурах для образца А (без сеток) представлено на рис.4. Хорошо видно, что в начальной фазе контактный угол  $\theta$  меняется слабо (мода постоянного контактного угла), а затем, в зависимости от температуры,  $\theta$  угол резко падает (мода постоянной контактной линии). В целом в динамике контактных углов никаких особенностей не обнаружено, если не отметить сравнительно длительную по времени динамику эволюции кон-

тактного угла при температурах 20<sup>0</sup>С и 30<sup>0</sup>С.

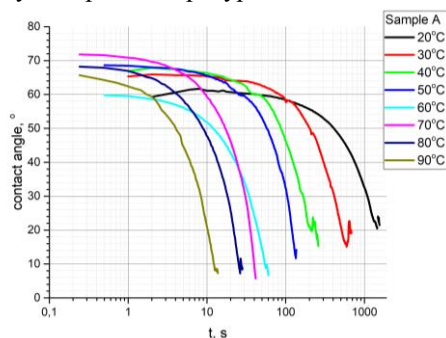


Рис.4. Динамическое поведение контактных углов при различных температурах для образца А

Это означает, что контактная линия меняется достаточно сильно в этот промежуток времени. Нами не найдено объяснения этому факту, поскольку для других материалов, в том числе и углеродных, такой эффект отсутствует. С другой стороны, следует заметить, что какой-либо стабильной зависимости угол-температура не обнаружено, если еще учесть, что в данном методе измерений оценивается только одна проекция капли. В целом динамика контактного угла примерно одинакова для образцов на графене и графене с сеткой. Разброс контактного угла при изменении температуры не превышает  $\theta \sim 12^\circ$ .

### 3.2. Скорости испарения капель на графеновых подложках

В работе изучены темпы испарения капель воды (около 5 мкл) на вышеперечисленных образцах (рис.5). Для начала отметим заметно более низкие времена для образцов графита и графена при низком давлении запрессовки в области до 50 °С. Для образца #7, очевидно, это связано с пористостью и впитыванием части воды внутрь образца. Что касается образца #8, для него характерны самые низкие времена испарения на промежутке до 80 °С. Это связано с тепловым потоком, поступающим к капле на поверхности образца. Т.к. на образце графита было выявлено, что контактные углы значительно меньше, чем на других образцах, очевидно, что площадь контакта капли с поверхностью больше. Эта гипотеза подтверждается результатами на температуре 90 °С, т.к. разница в углах смачивания там меньше, разница в темпе испарения тоже минимальна. По этим же причинам образец с сеткой на поверхности испаряет воду хуже, а образец #7 частично впитывает воду в себя, что сильно влияет на температурах, близких к комнатной.

При температуре выше 100 °С характер испарения изменяется. В случае с образцом #6 характер кривой сложный, что может быть вызвано неоднородностью поверхностью и необходимостью большего количества измерений, чтобы определить среднее время испарения точнее. Однако значение времен испарения довольно схожи с образцом #5. Результаты на образце #8 и #7 представляют большой

интерес. Образец #7 эффективней других испаряет воду на температурах от 100 °С и до точки Лейденфроста, т.к. часть пара уходит в поры. Образец #8 же имеет более высокое давление запрессовки, но судя по разрушениям и временам испарения, за счет худшей адгезии графит-графит по сравнению с графен-графен, во-первых, в образце существуют поры по аналогии с образцом #7, во-вторых, характер поверхности непрерывно меняется из-за отрыва частиц от поверхности, что изменяет локальную шероховатость и площадь соприкосновения капли с поверхностью образца.

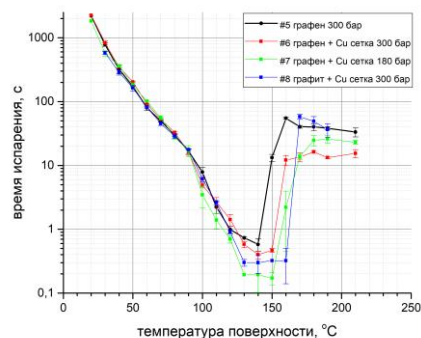


Рис.5. Зависимость времени испарения от температуры поверхности образца

### 3. Краевые углы для образцов нанокompозитов и скорость испарения

Смачивание оказывает сильное влияние на теплообмен между рабочей жидкостью и рабочей поверхностью. Для этой цели могут быть использованы различные материалы и более разнообразные методы модификации поверхности [4-7]. В нашей работе мы изготовили металл-графеновый композит регулярной структуры из переплетенных проволоч медной сетки (рис.3 д, е).

В результате мы видим, что добавление медной сетки в графеновую таблетку приводит к увеличению краевого угла от нескольких градусов до 20 градусов при разных температурах поверхности. (рис.6) Но с другой стороны мы видим, что на образце С краевой угол смачивания падает относительно образца А. Для правильного описания необходимы дальнейшие исследования, но предварительно мы объясняем это пористостью образцов графена, изготовленных при относительно низком давлении. Также давление сильно влияет на износостойкость поверхности при высоких температурах, что более подробно описано в следующем разделе.

На эффект Лейденфроста давление запрессовки оказывает колоссальное влияние. Графен очень сложно спрессовать и даже при высоких давлениях в нём могут оставаться поры. Поэтому при высоких температурах поверхности движения пара внутрь образца мешает созданию паровой прослойки между каплей и образцом. В связи с этим были получены температуры Лейденфроста для всех образцов. Для образца #5 это 160-170 °С. С уменьшением давления прессования растет количество пор и

объем пара, который уходит в образец, и для образца #4 температура Лейденфроста составляет 200 °С, а для образца #5 температура Лейденфроста составила 210 °С.

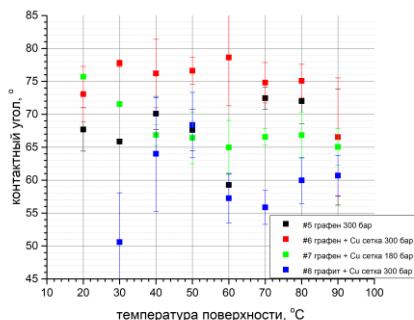


Рис.6. Краевые углы начала испарения капель воды для нанокompозитов

Что касается скоростей испарения, то мы видим относительно одинаковые времена при 40-90 °С. Но ближе к температуре кипения воды мы видим большую разницу между образцами. Как видно из рис.5, добавление сетки к поверхностям уменьшает время испарения в обоих диапазонах от 100 °С до точки Лейденфроста и выше точки Лейденфроста. На образце с более низким давлением мы видим еще более быстрое испарение при 100 °С до точки Лейденфроста, но над ней, при этом скорость испарения при пленочном кипении ниже, чем на образце В. Еще более точка Лейденфроста выше примерно на 10 °С. На образце графита мы видим среднюю ситуацию относительно образца В и С в диапазоне от 100 °С до точки Лейденфроста, но после него наблюдается очень быстрая разница в скорости испарения.

#### 4. Поверхностное разрушение

Ранее нами было описано разрушение поверхности графеновых таблеток [6]. В данной работе мы изготовили 3 образца под давлением 300 бар. Для этих образцов не наблюдается визуального разрушения даже в оптическом микроскопе с 40-кратным увеличением. Однако, эксперименты показали, что как бы ни очищался образец перед испарением капли, при температурах выше точки Лейденфроста, левитирующая капля содержит мельчайшие частицы, что означает, по существу, испарение коллоидного раствора (вода + графеновые нанохлопья) (рис.8).



Рис.7. Левитирующая капля воды на поверхности графеновыми нанохлопьями

Интересно отметить, что не помогала и очистка

поверхности после испарения каждой капли. Микроскопические частицы не видны на поверхности, а появляются только ближе к концу процесса испарения, поскольку визуально цвет воды в процессе испарения меняется от прозрачного на черный и в конце остается конгломерат графеновых нанохлопьев (рис.8).

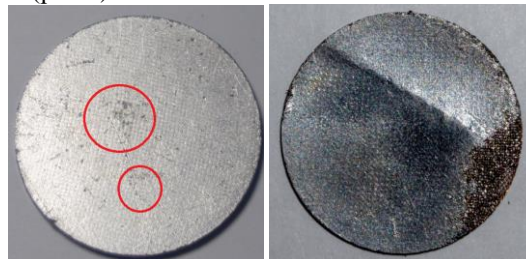


Рис.8. Локальное разрушение поверхности графеновых композитов под испаряющейся каплей

частичного разрушения ограничивается размерами металлической ячейки (рис. 5). Также сохраняется возможность отрыва графена от поверхности проволоки. Так при длительном использовании можно получить шероховатую поверхность, кардинально отличающуюся от исходной.

Для образца D мы наблюдали несколько иную ситуацию. Если для графеновых образцов давления 300 бар достаточно для получения стабильной поверхности, то графит имеет меньшую силу сцепления между частицами, и после всех измерений наблюдалось значительное разрушение поверхности на краю образца (рис. 5). Проволоки сетки отделялись от графита по краю, а внутренние слои графита в большей степени подвергались разрушению, поэтому при движении капли по краю образца характер испарения радикально менялся и на раннем этапе ограничивалась поверхность образца, а позже сделал 2-й такой же образец для измерений на высоких температурах. Чтобы подтвердить точность результатов, мы сравнили скорость испарения на обоих образцах и не обнаружили существенных различий. Поэтому мы не делали никаких других образцов, содержащих графит, так как разрушение поверхности слишком велико для использования. Для предотвращения этого разрушения существует возможность процессов спекания при изготовлении или добавления некоторых полимеров для сохранения плотности образца.

#### 4. КАПЕЛЬНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ НА ПОВЕРХНОСТЯХ С ГРАФЕНОВЫМИ ПОКРЫТИЯМИ

В данном разделе приводится сравнение полученных опытных данных с расчетами скоростей испарения и теплообменом при капельном охлаждении элементов энергетического оборудования. В основу расчетов положены соотношения для испарительного капельного охлаждения [8].

Температуру капель при испарении можно найти из соотношения:



$$T_d = T_\infty - \frac{L_{lv} D M P_v}{\lambda_d R T_\infty}$$

Здесь  $T_\infty$  - температура окружающей среды,  $D$  - коэффициент диффузии пара в воздухе,  $M$  - масса молекул пара,  $\lambda_d$  - теплопроводность жидкости капле,  $R$  - универсальная газовая постоянная.

Тепловой поток в области испарительного охлаждения и пузырькового кипения (вплоть до критического теплового потока) может быть найден из соотношения:

$$q_L = \rho_l (L_{lv} + C_l \Delta T_{sub}) \eta + \alpha \Delta T_{sub}^\beta d \cdot u \cdot N_d$$

где  $\rho_l$  - плотность жидкости,  $L_{lv}$  - скрытая теплота испарения,  $\Delta T_{sub}$  - разница температур между каплей и поверхностью,  $\eta$  - коэффициент теплоотдачи для монодисперсного потока капель с заданным массовым расходом, близкий к единице,  $\alpha \approx 0,5$ ,  $d$  - диаметр капле,  $N_d$  - число капель в единицу времени,  $u$  - скорость подлета капель к поверхности.

Коэффициент теплоотдачи для капельного монодисперсного потока может быть записан в форме [ ]:

$$\eta = \frac{q_L}{G \{L_{lv} + C_l \Delta T_{sub} + C_v \Delta T_s\}}$$

где  $G$  - массовый расход жидкости. Для параметров экспериментов были проведены вычисления по указанным соотношениям, результаты которых представлены на рис.9.

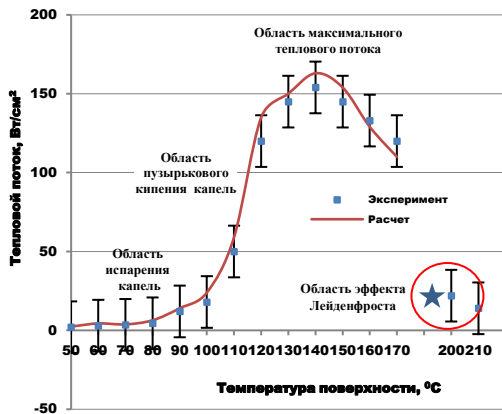


Рис.9. Зависимость теплового потока от температуры поверхности

В области эффекта Лейденфроста массу генерируемого пара и время испарения можно определить из соотношения:

$$\frac{dM}{dt} = \pi r^2 (\lambda_v / L) \Delta T / \delta$$

$$\tau = 2 \left( \frac{4 \rho r L}{\lambda \Delta T} \right)^{3/4} \left( \frac{3 \eta}{\rho_v g} \right)^{1/4} R_0^{1/2}$$

Рис.9. показывает, что тепловые потоки при испарении капле и их пузырьковом кипении соответствуют значениям 15-30 Вт/см² и 120-150 Вт/см²,

соответственно.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Структура с сеткой на поверхности сокращает время испарения в интервале температур между температурой кипения рабочей жидкости и температурой Лейденфроста, причем для образца с меньшим давлением прессования, как следствие, с большей пористостью, на более чем в 4 раза. На образце с графитом и сеткой также удалось добиться улучшения скорости испарения, а также значения краевых углов меньше, чем на образцах с графеном, но образцы графита также менее водостойки, а также как образец С, что их становится почти невозможно использовать в реальных аранжировках. Более того, очень высокие времена испарения при пленочном кипении могут быть несовершенными при рабочих температурах, близких к точке Лейденфроста. Использование структур с высокой пористостью позволяет увеличить точку Лейденфроста, а также добавление медной сетки на поверхность приводит к тому же результату, но следует признать, что время испарения после точки Лейденфроста на образце с высокой пористостью выше, чем на той же поверхности, спрессованной под более высокое давление с меньшим количеством пор. Разрушение образцов с спрессованными графеновыми нанохлопьями требует изучения, но, как мы видим, давления в 300 бар достаточно, чтобы избежать значительного разрушения поверхности.

Проведенные расчеты по соотношениям для тепломассообмена капле в областях испарения, пузырькового кипения и пленочного кипения (эффекта Лейденфроста) и полученные результаты хорошо совпадают с полученными в настоящей работе опытными данными.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Структура и морфология образцов сильно влияет на процессы смачивания, испарения и кипения. В частности установлено, что давление прессования при изготовлении графенового композита сильно влияет на указанные выше процессы и на возможное разрушение поверхности при высоких температурах. Структура с сеткой на поверхности была выбрана для проверки влияния на время испарения и краевые углы в широком диапазоне температур. В данной работе исследуются процессы охлаждения поверхности элементов тепловыделения с помощью одиночных капле и капельных потоков рабочих жидкостей (вода, 50% водный раствор этилового спирта, этиловый спирт, ацетон, специальная охлаждающая жидкость 3M Novec 7100), взаимодействующих с перегретой поверхностью (диапазон температур - от 30 до 450 °C) на основе новых подходов, связанных с использованием сеточных структур (размер регулярных металлических сеток - от 30 до 300 мкм), а также нанопористых структур из графеновых хлопьев, а также их комбинаций. Изучение процессов смачивания (из-

мерение контактных углов в широком температурном диапазоне), скоростей испарения и кипения капель, показали, что такой метод позволяет обеспечить весьма высокие скорости охлаждения, сравнимые с использованием микроканального охлаждения и пузырькового кипения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Дмитриев А.С.** Введение в нанотеплофизику. М.: БИНОМ, 2015. 756 с.
2. **Dmitriev A.** (2019). Hybrid Graphene Nanocomposites: Thermal Interface Materials and Functional Energy Materials. 10.5772/intechopen.89631.
3. **Kim J.** Spray cooling heat transfer: The state of the art. //Int. J. Heat and Fluid Flow. 2007. 28. P. 753–767.
4. **Chabicoovsky M., Kotrbacek P., Bellerova H. et al.** Spray Cooling Heat Transfer above Leidenfrost Temperature. Metals. 2020. 10. P. 1270.
5. **Geraldi N., McHale G., Xu B. et. al.** Leidenfrost transition temperature for stainless steel meshes. Materials Letters, Vol. 176, 2016, Pp 205-208.
6. **Babenco D. D., Dmitriev A.S., Mikhailova I. A.** Thermohydrodynamic processes of droplet evaporation and boiling on functional nanomaterials surfaces. J. Phys.: Conf. Ser. 2020. 1565 012010.
7. **Gunay A., Kim M., Yan X., Miljkovic N., Sett S.** Droplet evaporation dynamics on microstructured biphilic, hydrophobic, and smooth surfaces. Experiments in Fluids (2021) 62:153.
8. **Liang G., Mudawar I.** Review of spray cooling – Part 2: High temperature boiling regimes and quenching applications. Int. J.Heat and Mass Transfer. V. 115, Part A, 2017, P. 1206-1222.

## ВЛИЯНИЕ НЕКОТОРЫХ ФАКТОРОВ НА КАЧЕСТВО НАСЫЩЕННОГО ПАРА НА ТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЯХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Современное состояние отечественной тепловой энергетики характеризуется рядом проблем, требующих неотложного решения. Одна из таких проблем - старение основного и вспомогательного энергетического оборудования, являющиеся причиной снижения показателей надежности и экономичности электрических станций [1]. По данным обзора аварийности на электростанциях Российской Федерации одними из повреждаемых узлов энергоблоков являются паротурбинные установки. Основные повреждения наблюдаются, как правило, в зоне фазового перехода от перегретого пара к насыщенному. Анализ ведения водно-химических режимов подтверждает, что основной причиной коррозионных повреждений в турбинах является наличие в паре коррозионно-активных примесей, таких как хлориды, сульфаты, ацетаты, форматы, которые концентрируются в первичном конденсате и жидкой пленке на поверхности турбинных лопаток и приводят к резкому снижению рН первичного конденсата и жидкой пленки [2].

### 2. МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Известно, что выработка котлом пара, удовлетворяющего нормам [3], обеспечивает длительную и надежную работу котла и турбины. Примеси, содержащиеся в насыщенном паре котла, поступают в пар двумя путями: унос с каплями котловой воды и путем непосредственного растворения примесей в паре [4]. Для стационарных паровых котлов с естественной циркуляцией и давлением перегретого пара на выходе из котла 3,9...7,0 МПа значения коэффициентов распределения соединений между паром и водой, которые характеризуют поступление примесей в пар за счет растворимости, для основных примесей, таких как: натрий, кремниевая кислота незначительны. Следовательно, для этих параметров концентрация примесей, выносимых в пар, связана в основном с капельным уносом [5]. Капли влаги, образующиеся при разрыве оболочек паровых пузырей, имеют некоторый запас энергии. За счет этой энергии капли влаги выбрасываются в паровое пространство. Чем больше начальная энергия, тем выше выбрасываются капли. Как известно [6], закономерности уноса влаги и методы уменьшения влажности пара зависят прежде всего от скорости движения пара, высоты парового пространства и солевого содержания котловой воды. Уменьшение высоты парового пространства связано с «набуханием» котловой воды. Стоит

отметить, на сегодняшний день благодаря автоматическому поддержанию уровня котловой воды в барабане, высота парового пространства незначительно изменяется в период штатного режима эксплуатации котла и, как следствие, практически не оказывает влияния на солевого содержание пара, о чем свидетельствуют результаты тепло-химических испытаний паровых котлов с естественной циркуляцией. Например, результаты испытаний котлов с давлением пара 3,9 МПа показали, что изменение уровня котловой воды в диапазоне -50...+50 мм не приводило к изменению солевого содержания, концентрации натрия, кремниевой кислоты и железа в насыщенном и перегретом паре. В период штатных режимов работы котлов с давлением 3,9 МПа на унос капель влаги в большей степени влияет солевого содержание котловой воды, что подтверждают экспериментальные данные солевого содержания пара и коэффициента уноса от солевого содержания котловой воды. Результаты тепло-химических испытаний котлов среднего давления позволили подтвердить закономерность о том, что увеличение солевого содержания котловой воды до некоторого значения, так называемого критического, приводит к повышению солевого содержания пара пропорционально солевого содержанию котловой воды. Следовательно, коэффициент механического уноса остается постоянным. Далее при достижении критического солевого содержания котловой воды наблюдается резкое увеличение солевого содержания пара и коэффициента уноса. Результаты испытаний котлов с естественной циркуляцией среднего давления показали, что одним из возможных способов предотвращения достижения критического солевого содержания возможно за счет недопущения работы котла на максимальной нагрузке.

Повышение параметров пара на тепловых электростанциях с паровыми котлами с естественной циркуляцией и давлением перегретого пара на выходе из котла 13,8 МПа приводит к более интенсивному переходу различных примесей воды в пар за счет растворимости. Переход нелетучих примесей котловой воды в насыщенный пар происходит в условиях термодинамического равновесия и на основе закона распределения веществ между водой и паром [4]. Количественно равновесие характеризуется коэффициентом распределения:

$$K_p = C_{п} / C_{кв}$$

$C_{п}$  – концентрация примеси в насыщенном паре;  
 $C_{кв}$  – концентрация примеси в котловой воде.

Коэффициенты распределения между водой и насыщенным паром отличаются для разных примесей, поэтому загрязнение пара за счет растворимого



сти неодинаково для отдельных примесей, присутствующих в тракте энергоблока. Коэффициент распределения примеси при постоянной температуре является неизменной величиной при условии, что примесь при переходе в другую фазу не диссоциирует и не образует ассоциатов. Если примесь существует в различных формах существования, например в виде ионов и молекул, постоянство коэффициента распределения будет соблюдаться для каждой из форм существования примесей.

Использование для подпитки котлов высокого давления обессоленной воды высокой степени чистоты с удельной электропроводностью менее 0,5 мкСм/см, уплотнение конденсаторов турбин позволяют свести к минимуму концентрацию примесей в питательной воде. Поэтому примеси, содержащиеся в воде и паре котлов высокого давления, состоят преимущественно из продуктов коррозии конструкционных материалов. Практически эти примеси являются оксидами железа и меди, которые могут переходить в пар за счет растворимости.

На загрязнение насыщенного пара влияют не только термодинамические параметры, но и состав примесей, содержащихся в воде, из которой генерируется пар. В частности, большое влияние оказывают соединения, способные образовывать комплексы, например, аммиак, трилон Б. На рис. 1 приведены зависимости, показывающие влияние рН на видимый коэффициент распределения оксидов меди между водой и паром при использовании для коррекции рН двух реагентов: гидроксида натрия и аммиака.

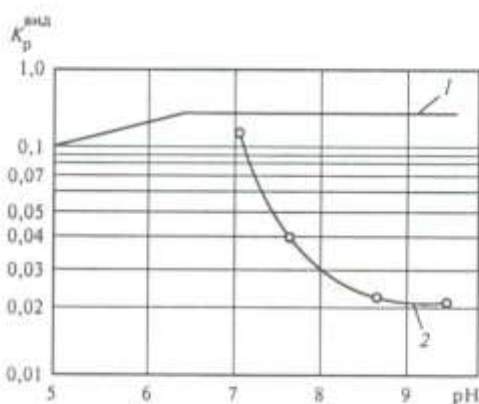


Рис.1. Влияние рН на коэффициент распределения оксида меди: 1 – в присутствии гидроксида натрия; 2 – в присутствии аммиака.

Из приведённых на рис. 1 данных следует, что в присутствии аммиака видимый коэффициент распределения меди значительно меньше, чем в присутствии гидроксида натрия, следовательно, загрязнение пара медью в присутствии аммиака меньше. Это связано с образованием комплексов меди с аммиаком. На видимый коэффициент распределения некоторых соединений влияют также органические соединения, например, уксусная кислота.

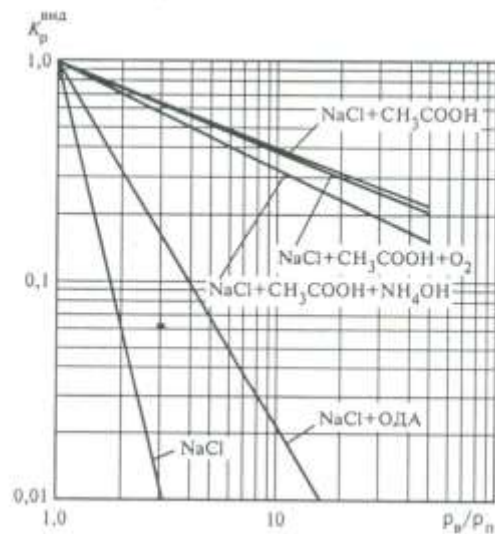


Рис.2. Видимый коэффициент распределения хлоридов в присутствии различных корректирующих реагентов (ОДА – октадециламин).

Как показано на рис. 2 присутствие уксусной кислоты в кипящей воде увеличивает коэффициент распределения хлоридов.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Анализ литературных данных и опыта эксплуатации котлов с естественной циркуляцией показал, что уменьшение влажности пара до минимальных значений не позволяет предотвратить загрязнение пара примесями. Содержание примесей в паре зависит от их концентрации в молекулярной и истинно растворенной форме существования в воде.
2. Анализ результатов тепло-химических испытаний котлов среднего давления показал, что основным фактором, влияющим на качество насыщенного пара, является солесодержание котловой воды при условии работы котла на номинальной нагрузке.
3. Переход в пар одной и той же примеси зависит от условий водно-химического режима, определяющего форму существования этого соединения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сурба А.С. Краткий обзор аварийности на электростанциях ЕЭС России за 2001-2007 гг. // Энергетик, 2009, № 6, с.8 - 12.
2. Комаров Н.Ф., Юрков Э.А. Коррозионные повреждения лопаточного аппарата и дисков паровых турбин // Теплоэнергетика. 1991. № 2. с.10-13.
3. СО 153-34.20.501-2003 Правила технической эксплуатации электрических станций и сетей РФ.
4. Воронов В.Н., Петрова Т.И. Водно-химические режимы ТЭС и АЭС. М.: МЭИ, 2009. 240 с.
5. Рекомендации по наладке внутрикотловых устройств барабанных котлов, СПО, ОРГРЭС, 2001.
6. Стырикович М.А. О загрязнении пара кипящих реакторов вследствие растворения в нем примесей воды // Атомная энергия. Том 15, выпуск 3, 1963, с. 214-218.

## КАПЕЛЬНАЯ ЭМИССИЯ ПРИ ПЛАВЛЕНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ИНДУКТОРЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Индукционный нагрев широко используется в науке и технике, особенно в металлургии и машиностроении. При проведении исследований, связанных с повышением безопасности атомной энергетики, применение индукционного нагрева позволяет, в ряде случаев, упростить эксперименты, заменяя сложные опыты с ядерным топливом физическим моделированием теплообменных процессов посредством использования наведенных вихревых токов. При проведении подобных экспериментов по индукционному плавлению на воздухе шариков от шарикоподшипника, моделирующих сферический твэл, был обнаружен не встречающийся в литературе физический эффект, связанный с эмиссией мелких светящихся капель из расплавленного образца в окружающее пространство [1]. Ниже представлено краткое описание этого эффекта и его возможное объяснение.

### 2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ МЕТОДИК

Опыты выполнены на индукционной установке мощностью 4.5 кВт, в которой образцы (обычно, металлические шары диаметром 10 мм) размещались на керамической подставке в центре кольцевого одновиткового индуктора. Характерная частота тока индуктора составляла 60 кГц. Температура поверхности образца, максимальное значение которой достигало 2500К, измерялась методом спектральной пирометрии с помощью спектрометра типа Ava Spec-3648. Видеозаписи плавления и испарения осуществлялись посредством трех видеокамер со скоростью съемки 50, 250 и 960 кадр/с. При видеосъемке процесса плавления использовались светофильтры и отражающие стекла, что позволило наблюдать вихревое движение на боковой поверхности расплавленной капли. В качестве материалов образцов использовались шарикоподшипниковые стали типа ШХ15 и 95Х18Ш, а также чистые металлы: медь, свинец, никель. Опыты проводились как в атмосфере аргона, так и на воздухе.

Температура пламени нагреваемого образца определялась по углу наклона линейного участка измеренного спектра, представленного в координатах Вина. Работоспособности данной методики подтверждается удовлетворительным совпадением

с результатами измерений температуры с помощью термпары, размещенной внутри образца-шара.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Результаты видеосъемки свидетельствуют о значительном отличии в характере протекания плавления и интенсивного испарения (потери массы) для образцов из различных металлов. Даже схожие по свойствам шарикоподшипниковые стали марок ШХ15 и 95Х18Ш при их индукционном нагреве испаряются совершенно по-разному. В отличие от других материалов плавление шарикоподшипниковой стали ШХ15 сопровождается интенсивной эмиссией массы – выбросом из объема капли, ограниченного пористой оксидной оболочкой, в окружающую среду светящихся мелких брызг диаметром  $0.1 \div 1$  мм (рис. 1).

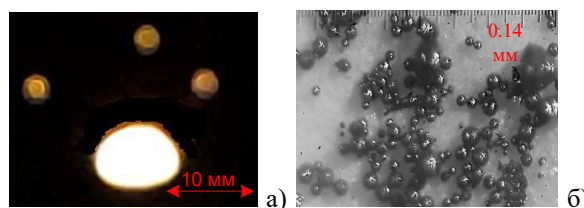


Рис. 1. Фотографии: а) - выброса из расплавленного образца мелких капель; б) - вторичных капель.

Начальная скорость вылетающих капелек  $0.5 \div 3.5$  м/с. Эти капельки при попадании в окружающую среду уменьшаются в размерах до  $0.01 \div 0.4$  мм за счет испарения и дробления. Дробление движущихся вторичных капель, происходит либо спонтанно, либо при столкновении частиц друг с другом, либо вследствие внешнего триггера, вызванного взрывной фрагментацией соседних вторичных капель. Оценки температуры вылетающих вторичных капель, выполненные на основе полученного видеоматериала, свидетельствуют о значениях, близких к температуре плавления стали ( $\sim 1450$  °С).

Результаты рентгеноструктурного анализа металлических брызг и оболочки показали, что материал вторичных капель состоит из аморфной и кристаллической части, в которой присутствуют следующие четыре фазы:  $Fe_3O_4$ , FeO,  $Fe_2O_3 \cdot H_2O$  и аустенит (твердый раствор на основе  $\gamma$ -Fe). Фаза  $Fe_3O_4$  занимает 16 % объема образца, FeO – 8 % ,  $Fe_2O_3 \cdot H_2O$  – 5%, аустенит – 8 % . Остальная часть материала находится в аморфном состоянии. Материал оболочки также находится как в аморфном, так и кристаллическом состоянии. В состав кри-

сталлической части образца входят оксиды железа ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ) и феррит (твердый раствор на основе  $\alpha\text{-Fe}$ ). По приблизительной оценке на долю приходится 17 % объема,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  – 5 %, феррита – 7%.

Процесс плавления образцов из всех материалов в индукторе сопровождается относительно интенсивными механическими колебаниями объема расплава с сопутствующими волнами на его поверхности. Подобные эффекты обусловлены, в частности, вихревыми течениями внутри капли, которые вызваны силами Архимеда и Ампера.

#### 4. УПРОЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ВОЗНИКНОВЕНИЯ КАПЕЛЬНОЙ ЭМИССИИ

Предполагается, что процесс плавления на воздухе стального образца, сопровождающийся капельной эмиссией, протекает в следующей последовательности. В начальный момент нагрева в среде, содержащей кислород, на шаровой поверхности происходит образование пористой оксидной пленки, состоящей, главным образом, из  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . Окислы исходного металла имеют более высокую температуру плавления по сравнению с сталью шарика (приблизительно на 100 К), обладают существенно более низкими значениями электропроводности, теплопроводности и термического расширения. Все это приводит к тому, что при дальнейшем нагреве происходит плавление внутренней части шара в условиях ограниченного объема, созданного твердой оксидной оболочкой. Расплав металла находится в движении под действием сил Ампера и Архимеда и состоит из множества вихрей. Взаимодействие между вихрями приводит к механическим колебаниям всей капли и образованию волн на ее поверхности. Перемешивание расплава приводит к выравниванию его температуры, а последующий нагрев вызывает дальнейшее увеличение давления на оксидную оболочку и рост в ней термомеханических напряжений. Термомеханические напряжения в тонкой оболочке приводят к образованию дефектов разного размера. Через дефекты расплав выбрасывается в окружающее пространство, причем из-за поверхностного натяжения выбросы принимают форму мелких шариков.

#### 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ ОЦЕНОК

С целью проверки описанных выше качественных соображений были выполнены оценочные численные расчеты распределения температуры, скорости и давления при плавлении металлических шаров в условиях близких к экспериментальным. Модель представляет собой одновитковый кольцевой индуктор, в центре которого размещен металлический шарик. Использовалась осесимметричная постановка задачи.

Результаты расчетов согласуются с описанной выше схемой протекания процесса, а их справедливость подтверждается удовлетворительным соот-

ветствием экспериментальных и расчетных значений времени нагрева образцов до температуры плавления. Максимальная температура образца, расположенная внутри ее объема, может на десятки градусов превышать температуру поверхности, что подтверждает возможность плавления стали внутри твердой оксидной оболочки. Характерная скорость роста толщины окисленного слоя при температуре образца выше  $1000^\circ\text{C}$  составляет  $\sim 1$  мкм/с. Скорость движения расплава внутри капли (рис. 2) может достигать несколько десятков см/с.

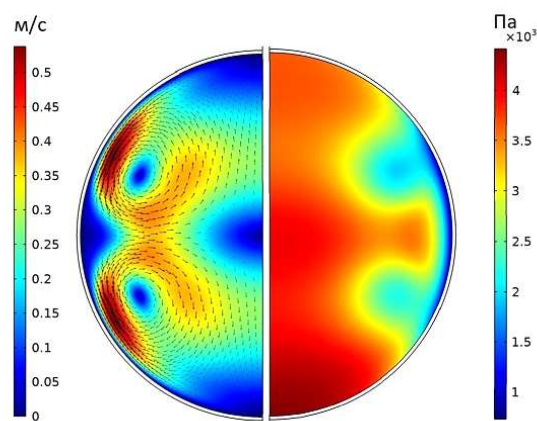


Рис. 2. Характерный вид распределения скорости (левая часть рисунка) и гидродинамического давления (правая часть) в жидкометаллической капле.

#### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты экспериментального исследования теплофизического эффекта, связанного с образованием капельной эмиссии в процессе плавления стальных шариков в кольцевом индукторе. Предложен возможный сценарий протекания этого явления. Полученные результаты представляет интерес для разработчиков перспективного способа плавления титана [2]. Данные по генерации капельной эмиссии при индукционном нагреве, а также по взаимодействию вторичных горячих частиц, могут быть использованы для лабораторного моделирования различных процессов, включая разрушение метеоритов и извержение вулканов на экзопланетах.

Авторы выражают благодарность Т.И. Бородинной, Д.А. Виноградову, В.Г. Глазкову, А.Р. Ахмадуллиной за помощь в проведении экспериментов и обсуждении результатов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vinogradov D.A., Glazkov V.V., Ivochkin Yu.P., Kubrikov K.G., Teplyakov I.O., Sinkevich O.A., Borodina T.I. Features of intensive evaporation of liquid-metal steel drops heated in a high-frequency inductor // JPCS 2088 (2021) 012050.
2. Khatsayuk M., Demidovich V., Timofeev V. The destruction model of cylindrical billet's hard shell during heating and melting by internal sources // Proc. UIE 2021 XIX Int. UIE Congress on Evolution and New Trends in Electrothermal Processes. P. 73 – 74.

## АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИСПЫТАНИЙ СВАРНОГО ПЛАСТИНЧАТОГО ТЕПЛООБМЕННОГО АППАРАТА ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА ИЗ ПАРО-ГАЗОВОЙ СМЕСИ.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На стенде ОАО «НПО ЦКТИ» были проведены испытания опытного образца теплообменного аппарата пластинчатого с сварным пакетом теплообменных пластин (далее – ТА). Испытания проводились при различных режимах работы ТА с целью дальнейшей верификации методик расчёта теплоотдачи, а также гидравлического и аэродинамического сопротивления ТА аналогичной конструкции. При проведении испытаний в качестве охлаждающей среды использовалась вода. В качестве греющей среды поочередно применялись: вода, сжатый воздух, чистый пар, пар - газовая смесь.

### 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ.

#### 2.1. Описание испытанного ТА.

Испытаниям подвергался теплообменный аппарат со сварным пакетом пластин круглой формы импортного производства, имевший следующие геометрические характеристики: гидравлический диаметр канала – 4,14 мм, площадь поверхности теплообмена – 4,8 м<sup>2</sup>; площадь проходного сечения одного канала – 6,1·10<sup>-4</sup> м<sup>2</sup>; общее число пластин – 70. Число ходов по каждому из контуров: 1. Профиль пластины – синусоидальный, выступы располагаются под углом 75° относительно направления потока.

#### 2.2. Описание испытательного стенда.

Испытания ТА были проведены на комплексном стенде КС 10606 Испытательного центра энергетического оборудования (ИЦЭО) ОАО НПО ЦКТИ. При проведении испытаний измерялись следующие параметры: расходы охлаждающей воды, охлаждаемой среды; давление каждой из сред на входе в ТА; перепад давления между входом и выходом каждой из сред; температуры сред на входе и выходе из ТА. Для возможности однозначного определения энтальпии пара при испытаниях в режиме: «паро-газовая смесь – вода» во всех режимах в камеру смешения подавался перегретый пар, также в камеру смешения подавался воздух, нагретый до температуры, превышающей температуру пара, что исключало возможность частичной конденсации пара при смешении с холодным воздухом. Также при проведении опытов проводилось измерение уровня конденсата пара для того, чтобы не допустить «затопления» части площади теплообменных пластин конденсатом,

что привело бы к снижению эффективной площади поверхности теплоотдачи.

#### 2.3. Средства измерения.

Все измеряемые параметры автоматически регистрировались с частотой 1Гц. В качестве экспериментальных данных, принимаемых для дальнейшей обработки и анализа, принимались средние значения измеряемых параметров за 50 секунд, после достижения стационарного режима (изменение температур сред не более 0,1 °С / мин). Относительная погрешность цепи измерения температуры составила не более 0,75 °С, измерения давления и разности давлений не более 0,3%, измерения расхода не более 1%.

#### 2.3. Экспериментальные данные.

В ходе проведения экспериментов в режиме: «паро-газовая смесь – вода» было получено 10 стационарных режимов в следующем диапазоне изменения параметров сред:

Расход пара: 0,032-0,087 кг/с;  
Расход воздуха: 0,0022-0,0050 кг/с;  
Расход охлаждающей воды: 0,46-1,83 кг/с;  
Давление паро-газовой смеси: 0,101-0,121 МПа;  
Температура охлаждаемой среды:  
на входе: 101,3-112,5 °С;  
на выходе: 48,2 – 85,5 °С;  
Температура охлаждающей воды:  
на входе: 18,6 °С;  
на выходе: 33,1-90,1 °С.

### 3. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ.

Сопоставление экспериментальных данных, полученных при охлаждении воды, воздуха, а также при конденсации чистого пара, показало их удовлетворительную сходимость с расчётными значениями, полученными при расчетах в программном обеспечении производителя и при расчетах, проведенных специалистами ОАО «НПО ЦКТИ» по общепринятым методикам [1-4].

При обработке экспериментальных данных полученных для режима: «паро-газовая смесь – вода» были выявлены значительные отклонения полученных экспериментально величин, от их расчётных значений. В соответствии с результатами расчётов, выполненных в программном обеспечении производителя ТА в режиме конденсации пара из паро-газовой смеси, а также охлаждения неконденсируемых



газов из данной смеси расчётный коэффициент теплоотдачи от паро-газовой смеси к стенке в несколько раз превысил его экспериментальное значение. Для анализа причин возникновения данных расхождений был выполнен расчет коэффициента теплоотдачи от паро-газовой смеси к стенке на основе методики [1-4].

Коэффициент теплоотдачи ( $\alpha$ ) определялся, как сумма коэффициента конвективной теплоотдачи ( $\alpha_{\text{конв}}$ ) от потока газа и коэффициента диффузионной теплоотдачи ( $\alpha_{\text{диф}}$ ), учитывающий конденсацию пара из смеси и дальнейшее охлаждение пленки конденсата.

Была выдвинута гипотеза о снижении эффективности теплоотдачи, вызванном наличием байпасных протечек охлаждаемой среды между входным и выходным патрубком через зазоры между пакетом теплообменных пластин и корпусом ТА.

Удовлетворительная сходимость экспериментальных данных в режимах: «вода – вода», «газ – вода», «чистый пар – вода», вероятно, связана с наличием значительных запасов при расчётах.

Была выполнена работа по герметизации зазоров, после чего байпасные протечки составили не более 5% от общего расхода. Однако, несмотря на значительное снижение байпасных протечек, экспериментальный коэффициент теплоотдачи по-прежнему был ниже расчётного.

Теплообменная пластина имеет синусоидальный профиль, выступы на профиле имеют величину, соизмеримую с общей шириной канала между двумя пластинами, а также располагаются перпендикулярно направлению потока стекающего конденсата. В связи с вышеописанными факторами, толщина пленки конденсата на поверхности может значительно превышать значения, имеющие место при конденсации пара на вертикальной стенке или гладкой трубе. В соответствии с техническим заданием на серийные ТА аналогичной конструкции температура конденсата пара и охлажденного газа на выходе из ТА должна быть не более 40 °С. Как показали результаты экспериментов при имеющейся конструкции может быть достигнута необходимая температура конденсата на выходе. Однако, охлаждение газа затруднено наличием дополнительного термического сопротивления в виде толстого слоя пленки конденсата между стенкой и охлаждаемым газом. Расчеты, проведенные по скорректированным соотношениям показали, что для обеспечения необходимых режимов работы, требуется увеличение площади поверхности теплообмена. Для исключения влияния термического сопротивления пленки при охлаждении газа, было предложено изменить конструкцию следующим образом: уменьшить число теплообменных пластин с 70 до 64, но разделить пластины на 2 пакета (24 и 40 пластин, соответственно), размещенных в одном корпусе, но разделенных перегородкой, занимающей большую часть сечения корпуса. Таким образом, схема движения охлаждаемой среды в ТА стала двухходовой. Пар из паро-газовой смеси конденсируется, при опускном

движении через первый ход ТА, после чего конденсат стекает в сборник, а поток газа разворачивается, проходя через щель между корпусом и перегородкой, затем доохлаждается поднимаясь через второй ход ТА. Схема движения теплоносителей до (А) и после изменений конструкции (Б) представлена на рисунке 1.

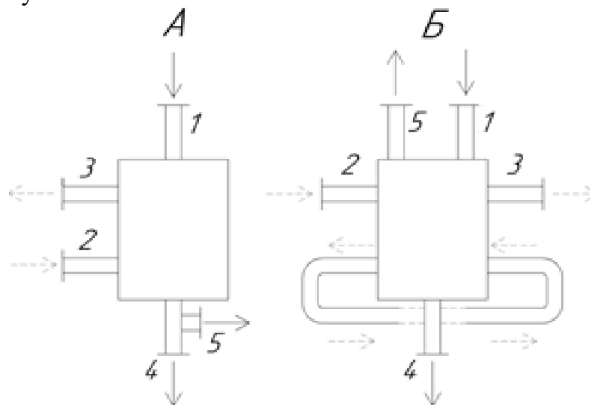


Рисунок 1. Схема движения теплоносителей.

1 – вход паро-газовой смеси; 2 – выход охлаждающей воды; 3 – вход охлаждающей воды; 4 – выход конденсата пара; 5 – выход охлажденного газа.

После внесения указанных изменений были проведены повторные испытания, результаты которых показали, что применение данной конструкции значительно увеличило эффективность конвективной теплоотдачи при охлаждении газа. Применение новой конструкции позволяет обеспечить все режимы работы, заявленные в ТЗ.

По результатам анализа данных результатов специалисты ООО «Корпорация АК“ЭСКМ” выполнили разработку собственной теплообменной пластины для применения в сварных пластинчатых ТА круглой формы. При разработке пластины и конструктивных элементов были учтены все недостатки зарубежных аналогов. Получен патент RU 201 866 U1

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

По результатам тепло-гидравлических испытаний выполнено уточнение методики расчета теплоотдачи при конденсации пара и охлаждении газа из паро-газовой смеси. Предложено изменение конструкции, позволяющее при незначительном увеличении габаритов и металлоемкости значительно увеличить коэффициент теплоотдачи от паро-газовой смеси к стенке.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **РД 24.035.05-89.** Тепловой и гидравлический расчет теплообменного оборудования АЭС. НПО ЦКТИ. Л. 1991.
2. **РБ 040-09.** Расчетные соотношения и методики расчета гидродинамических и тепловых характеристик элементов и оборудования водоохлаждаемых ядерных энергетических установок. НТЦ ЯРБ, М. 2009
3. **Барановский Н.В., Коваленко Л.М., Ястребенский А.Р.** Пластинчатые и спиральные теплообменники. Москва, «Машиностроение», 1973, 288с.
4. **VDI Heat Atlas. 2 ed.** Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2010.

## ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ ТЕМПЕРАТУР ВБЛИЗИ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ ДЛЯ СИСТЕМЫ ВОДА-ВОДЯНОЙ ПАР ПРИ ПОНИЖЕННОМ ДАВЛЕНИИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы с фазовыми переходами в микросистемах управляются гидродинамическими, поверхностными и межмолекулярными силами, которые влияют на обмен масс, моментов и энергией между фазами и определяют расход и степень изменений, которые могут произойти. Одной из до конца нерешенных задач в данной области является понимание механизмов тепло- и массообмена на границе раздела жидкость-пар в ограниченных областях, которые не могут быть описаны в континуальном приближении, так как влияние эффектов, происходящих в слое Кнудсена на общий теплообмен, может быть значительным. Неравновесные явления такие как скачки температур и давления на межфазной границе жидкость-пар должны быть исследованы посредством высокоточных экспериментов на микроуровне [1], а также посредством точных расчетов на основе кинетических уравнений Больцмана [2-4].

Особенностью исследований, представленных в данной работе, является то, что измерения проведены для случая испарения жидкости в собственный пар внутри климатической камеры в условиях пониженного давления. Данные получены на микроуровне, а именно, температура определена с разрешением 3 мкм и точностью 0.03К. Такие данные в литературе практически отсутствуют.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Фотография экспериментального стенда приведена на рис. 1. Была изготовлена термостатируемая вакуумная камера из нержавеющей стали. Предусмотрено специальное крепление для подвижки, которая используется для передвижения микротермопары внутри камеры через сильфон. Используется подвижка Zaber шагом 48 нм.

Кратко опишем методику наших экспериментов, которая достаточно непростая и требует большой аккуратности. Воздух откачивается безмасляным вакуумным насосом со всей линии и рабочего участка в несколько этапов до установления стабильного пониженного давления внутри вакуумной камеры. Давление контролировалось с помощью двух откалиброванных датчиков давления. Перед этим в дегазационной системе собственного изготовления и сборки готовилась дегазированная вода, которая также подогревалась до нужной температуры. Включался термостат на заданную температуру, вводилась жидкость в вакуумную камеру, и

вакуумная камера принимала заданную температуру. Через некоторое время достигалось условие насыщения внутри вакуумной камеры. Осесимметричный рабочий участок был сделан аналогично предыдущей нашей кювете [1] из фторопласта. Диаметр кюветы 35 мм, глубина 1 мм. Был изготовлен новый нагреватель из высококачественной меди М06, две стандартные термопары были впаяны в нагреватель для контроля температуры. Диаметр нагревателя 1.5 мм, нагреватель расположен посередине на нижней стенке. Специально изготовленная микротермопара К-типа с поперечным размером королька 3 мкм и другие стандартные термопары были заведены внутрь климатической камеры с помощью специального фланца. Микротермопара устанавливалась на элемент, связанный с подвижкой для точного перемещения по вертикали от паровой фазы к жидкой. Микротермопара и уровень жидкости были доступны для оптического обзора теньвым методом высокого разрешения 2 мкм/пиксель (рис. 1). Были проведены эксперименты для системы вода-водяной пар для температур паровой фазы 3, 6, 10, 22, 30 °С.

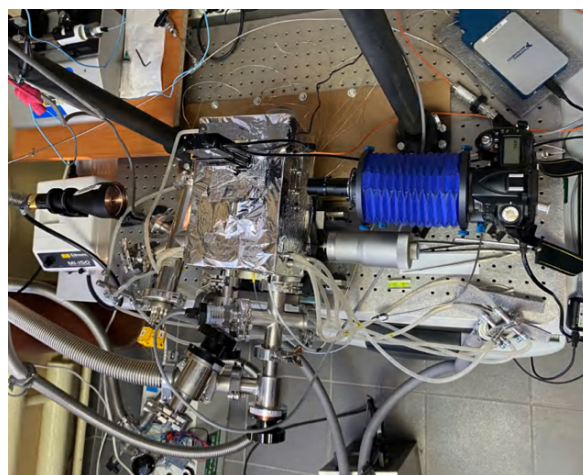


Рис. 1. Фотография экспериментальной установки.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения проводились в климатической камере при пониженном давлении для системы вода-водяной пар (рис. 1). Данных по профилям температур и скачкам температур на межфазной границе, когда в начальном состоянии система находится в абсолютном равновесии в литературе не имеется. Также заметим, что во всех предыдущих экспериментах других авторов при пониженном давлении



не соблюдалась чистота экспериментов. Т.е. основная наша критика существующих на данный момент измерений в том, что некорректно сравнивались кинетические модели испарения когда в паровой фазе не соблюдались условия насыщения.

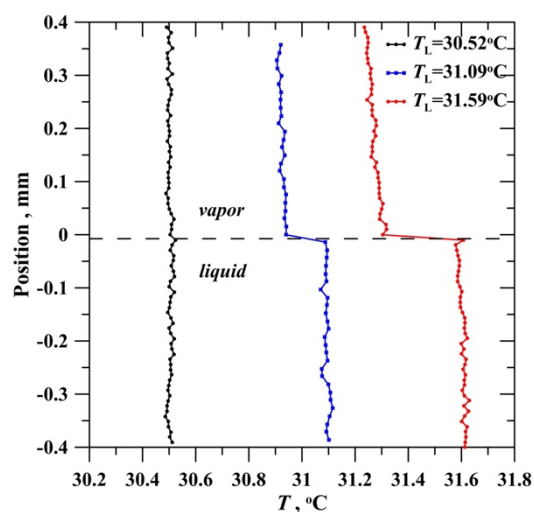


Рис. 2. Измеренные профили и скачки температур вблизи межфазной границы вода-водяной пар при  $T_v=30.5\text{ °C}$  и  $p_v=p_{\text{sat}}(T_v)=4262\text{ Па}$ .

На рис. 2 представлены профили температур для системы вода-водяной пар при температуре водяного пара  $T_v=30.5\text{ °C}$  и давлении в системе  $p_v=p_{\text{sat}}(T_v)=4262\text{ Па}$ . В начальном состоянии система находится в абсолютном равновесии, наблюдается постоянная одинаковая температура в жидкости и в паре. Это конечно давно известно из теории, но экспериментальных измерений с такой точностью не было до сих пор. Далее при включении нагревателя, даже при малой мощности, меняется картина – появляется неравновесность, проявляющаяся скачком температуры на межфазной границе. И скачок этот растет с увеличением мощности. При увеличении температуры поверхности воды на  $1\text{ °C}$  скачок температуры возрастает до  $0.3\text{ °C}$ . Также заметим, что в отличие от случая испарения воды при нормальных атмосферных условиях, где был градиент температуры в жидкости, здесь при условиях насыщения мы получили практически постоянную температуру в жидкости с несущественным градиентом. Были проведены эксперименты для температур паровой фазы 3, 6, 10, 22, 30 °C при различных нагревах. Регистрировались моды с положительным скачком температур, а также отсутствие скачка в условиях равновесия. Отрицательный скачок температуры фиксировался лишь для условий, когда существовал градиент температуры в паре, т.е. исходно не соблюдались условия равновесия. Результаты качественно согласуются с кинетической теорией. Наши новые данные идеально подходят для сравнения с расчетами по кинетическим уравнениям так как описывают практически одномерное течение. Результаты представляют собой важные данные для понимания

теории фазовых переходов и подтверждают многие классические подходы.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Большой интерес для инженеров и исследователей представляет возможность использования сверхинтенсивного испарения тонких пленок жидкости в системах охлаждения нового поколения.

В данной работе приводятся новые данные по температурному профилю на границе раздела вода-водяной пар для слоя жидкости, нагреваемой снизу. Представлены совершенно новые экспериментальные данные по температурному профилю, выполненные на новой установке с контролируемыми условиями. Установка позволяет измерять профили температуры при различных режимах насыщения, изменяя давление. Измерения проводились с помощью различных микротермопар с характерным размером 2–3 мкм. Оптическая система также используется для визуализации потока и управления движением термопары. Показано, что скачки температур зависят от скорости испарения и теплового потока, а его рост приводит к увеличению скачка температуры на границе раздела. Регистрировались моды с положительным скачком температур, а также отсутствие скачка в условиях равновесия. Отрицательный скачок температуры фиксировался лишь для условий, когда существовал градиент температуры в паре, т.е. исходно не соблюдались условия равновесия. Эксперименты хорошо описываются качественно кинетическими моделями и соотношениями Онзагера-Казимира. Результаты данных экспериментов, выполненные в широком диапазоне давления, дают обобщение и объяснение предыдущих работ о скачке температур на межфазной границе.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-19-00722).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gatapova E.Y., Graur I.A., Kabov O.A., Aniskin V.M., Filipenko M.A., Sharipov F., Tadrist L.. The temperature jump at water-air interface during evaporation // Int. J. Heat Mass Transfer. 2017. Vol. 104. P. 800 – 812.
2. Labuntsov D.A. and Kryukov A.P. Analysis of intensive evaporation and condensation // Int. J. Heat Mass Transfer. 1979. Vol. 22. P. 989–1002.
3. Graur I.A., Gatapova E.Ya., Moritz W., Batueva M.A. Non-equilibrium evaporation: 1D benchmark problem for single gas // Int. J. Heat Mass Transfer. 2021. Vol. 181. 121997.
4. Zhakhovsky V. V., Kryukov A. P., Levashov V. Y., Shishkova I. N., Anisimov S. I. Mass and heat transfer between evaporation and condensation surfaces: Atomistic simulation and solution of boltzmann kinetic equation // Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. 2019. 116(37). P. 18209-18217.

А.А. Федорец<sup>1</sup>, Д.В. Щербаков<sup>1</sup>, В.Ю. Левашов<sup>2</sup>, Л.А. Домбровский<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Тюменский государственный университет, 625003, Тюмень, Володарского, 6.

<sup>2</sup>Институт механики МГУ, 119192, Москва, Мичуринский пр., 1.

<sup>3</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, 111116, Москва, Красноказарменная, 17А.

## ЭФФЕКТ САМОПРОИЗВОЛЬНОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ КАПЕЛЬНОГО КЛАСТЕРА, ЛЕВИТИРУЮЩЕГО НАД ЛОКАЛЬНО НАГРЕТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ СОЛЕНОЙ ВОДЫ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что во влажном воздухе над нагретой водой всегда образуются мелкие капельки, которые конденсируются из водяного пара и обычно расположены хаотически [1]. В работе [2] было впервые обнаружено, что при локальном нагреве воды капельки собираются в плоский кластер, имеющий регулярную структуру. Особенности формирования и структуры капельного кластера привлекают внимание многих исследователей. В частности, можно отметить работы [3–9], в которых рассматриваются различные физические механизмы образования капельных кластеров, а также применение кластеров для решения прикладных задач. К сожалению, капельные кластеры обычно нестабильны из-за конденсационного роста капель и их последующей коалесценции со слом воды. Стремление авторов к получению стабильных кластеров связано с возможным использованием левитирующих капель как микрореакторов для изучения биохимических процессов, скорость которых в мелких каплях на порядок выше, чем в больших объемах [10, 11].

Для стабилизации кластера был разработан весьма эффективный метод инфракрасного нагрева [12, 13]. К сожалению, компактные источники инфракрасного излучения не приспособлены для длительной работы и поиск альтернативного метода стабилизации капельных кластеров является актуальным. В настоящей работе рассматривается принципиально иной метод стабилизации кластера, основанный на саморегулировании скорости испарения слоя воды. Этот метод применяется для кластера, генерируемого внешним источником капель и помещаемого над слоем воды с растворимой добавкой не испаряющегося или медленно испаряющегося вещества (например, поваренной соли).

### 2. ФИЗИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЗАДАЧИ

Сравним характерные времена нагрева слоя воды толщиной  $d$  и диффузии соли в этом слое:

$$t_{\text{heat}} = d^2/\kappa_w, \quad t_{\text{diff}} = d^2/D, \quad (1)$$

где  $\kappa_w$  – коэффициент температуропроводности воды, а  $D$  – коэффициент диффузии соли в воде. В диапазоне температур от 40 до 80 °С величина  $\kappa_w \approx 1,6 \times 10^{-7}$  м<sup>2</sup>/с и почти постоянна, тогда как  $D$

увеличивается примерно вдвое: от  $2,1 \times 10^{-9}$  до  $4,4 \times 10^{-9}$  м<sup>2</sup>/с [14–16]. При  $d = 0,4$  мм мы получаем  $t_{\text{heat}} \approx 1$  с и  $36 < t_{\text{diff}} < 76$  с. Такой результат означает, что профиль температуры в слое воды под кластером устанавливается за единицы секунд, а профиль концентрации соли – не меньше, чем за минуту.

Очевидно, что в начале испарения концентрация соли у поверхности воды увеличивается, тогда как диффузия может привести к снижению растущей поверхностной концентрации соли лишь значительно позже. При таких условиях можно ожидать, что капли воды в кластере сначала будут расти, а затем их размер начнет уменьшаться и лишь через несколько минут, по достижении стационарного профиля концентрации в слое воды, может выйти на равновесное значение.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Схема лабораторного эксперимента показана на рис. 1. На дне центральной части металлической кюветы с водой находилась подложка из ситалла толщиной 0,4 мм. Для стабилизации температуры воды использовался криотермостат с температурой охлаждения  $8 \pm 1$  °С. Слой воды нагревался лучом лазера, направленным на зачерненную нижнюю поверхность подложки. Радиальный профиль температуры поверхности воды измерялся пирометрическим датчиком с погрешностью  $\pm 0,1$  °С. Поскольку периферия кюветы охлаждалась, в слое воды формировалось стационарное поле температуры. При этом в центральной части слоя вода испарялась, а периферии – конденсировалась из влажного воздуха.

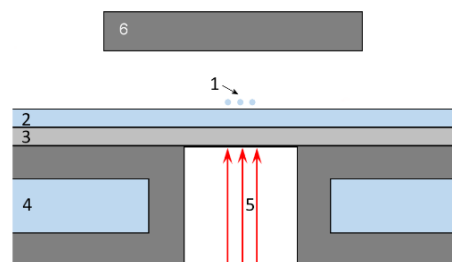


Рис. 1. Схема эксперимента (радиальное сечение): 1 – капельный кластер, 2 – слой воды, 3 – подложка, 4 – кювета с каналом для термостатирования, 5 – лазерный луч, 6 – микроскоп, пирометр и видеокамера.

Изображение кластера записывалось с помощью стереомикроскопа и видеокамеры. Толщина слоя воды контролировалась и поддерживалась равной  $400 \pm 2$  мкм. Помимо растворенной соли, в воде поддерживалась концентрация поверхностно-активного вещества, достаточная для подавления термокапиллярного течения.

Малый кластер с количеством капель от 10 до 20 генерировался из дистиллированной воды с использованием пьезоэлектрического диспенсера.

Температура поверхности воды под кластером,  $T_{\text{surf}}$ , была практически постоянна. В основных экспериментах, после каждых 300 с, достаточных для стабилизации кластера, мощность лазера увеличивалась на 20 мВт. Равновесный радиус капель,  $a_{\text{eq}}$ , определялся как средний радиус капель кластера. Эксперименты проводились как для слоя чистой воды, так и при нескольких значениях массовой концентрации соли  $c_{\text{av}} = 0.1, 0.2, 0.3$  и  $0.4$  %. Заметим, что первые два значения концентрации соли оказались недостаточными для стабилизации кластера во всем диапазоне изменения температуры  $T_{\text{surf}}$ . Типичные результаты для стабилизируемых кластеров при  $T_{\text{surf}} = 60 \pm 0.5$  °C показаны на рис. 2 и 3.

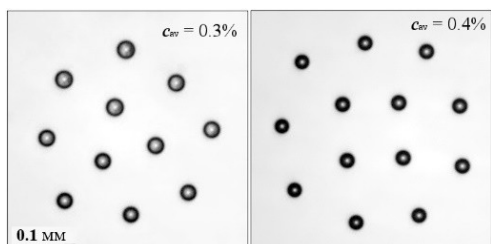


Рис. 2. Изображения равновесных кластеров.

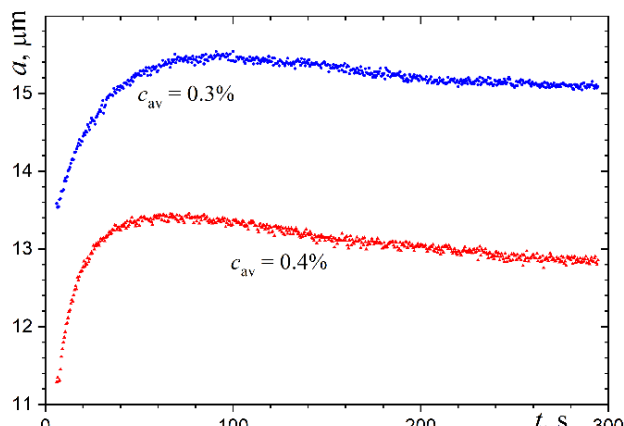


Рис. 3. Зависимость радиуса капель от времени.

Экспериментальные данные рис. 3 подтверждают физические соображения о немонотонном изменении радиуса капель кластера с течением времени и формировании равновесного кластера. Как можно было ожидать, зависимости  $a(t)$  при различных значениях  $c_{\text{av}}$  подобны между собой, но при более высокой концентрации соли в слое воды равновесные капли кластера оказываются более

мелкими. Интересно, что показанные на рис. 3 результаты для различных концентраций соли почти совпадают между собой (за исключением области вблизи равновесия) если заменить координаты  $(t, a)$  на  $(\tilde{t}, \tilde{a}) = (c_{\text{av}}t, \sqrt{c_{\text{av}}}a)$ . Такой результат соответствует присутствию отношения  $t/d^2$  в числе Фурье и аналогичном критерию для процесса диффузии.

Экспериментально определенная область возможной стабилизации капельных кластеров, левитирующих над слоем соленой воды, показана на рис. 4. Заметим, что граница этой области – не прямая линия, которая является результатом интерполяции при небольшом количестве экспериментальных точек. Возможно, расчетная криволинейная граница, показанная пунктиром, ближе к реальной (модель приближенного расчета обсуждается ниже).

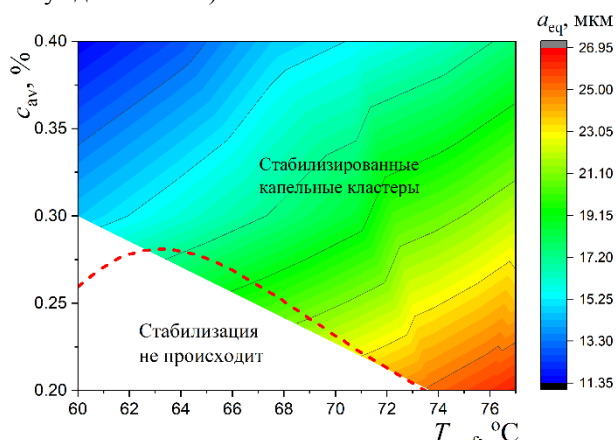


Рис. 4. Область стабилизации капельных кластеров; пунктирная линия – приближенный расчет границы области.

В любом случае, приведенная диаграмма качественно правильна и может использоваться для предварительной оценки условий стабилизации кластера. Эксперименты показали, что равновесный кластер, формирующийся примерно за пять минут, остается неизменным, по меньшей мере, в течение получаса, что достаточно для биохимических экспериментов в отдельных каплях.

#### 4. ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ

Построение полной вычислительной модели испарения неизотермического слоя соленой воды, строго говоря, требует решения системы уравнений нестационарной теплопроводности и диффузии в сочетании с кинетической моделью испарения. Однако, в рассматриваемой задаче каждая из компонент общей расчетной модели допускает значительные упрощения.

Осесимметричное поле температуры в слое воды довольно сложное, но оно быстро становится стационарным, а вблизи оси (непосредственно под кластером) стационарный профиль температуры, в силу симметрии задачи, является линейным [17].

При этом температура воды уменьшается от величины  $T_{\max} < 100^\circ\text{C}$  до  $T_{\text{surf}} < 80^\circ\text{C}$ .

Для оценки условий стабилизации капельного кластера можно ограничиться рассмотрением лишь стационарного распределения соли в слое воды. Как и для температуры, достаточно рассчитать профиль концентрации соли под кластером. Но, в отличие от профиля температуры, профиль концентрации не является линейным.

Строго говоря, модель испарения должна учитывать тонкий слой Кнудсена в газе над поверхностью воды [18]. Тем не менее, в данной работе мы ограничимся простым диффузионным приближением с учетом течения Стефана [19]:

$$\dot{m} = \frac{D_{\text{gas}}(T_{\text{surf}})p}{H_e R_{\text{mix}} T_{\text{surf}}} \ln \frac{1 - \varphi_e \bar{p}_{\text{sat}} \bar{\mu}_w}{1 - \xi_w \bar{p}_{\text{sat}} \bar{\mu}_w}, \quad (2)$$

где

$$\bar{p}_{\text{sat}} = \frac{p_{\text{sat}}(T_{\text{surf}})}{p}, \quad \bar{\mu}_w = \frac{\mu_w}{\mu_{\text{mix}}} \quad (3)$$

Здесь  $D_{\text{gas}}$  – коэффициент диффузии водяного пара в воздухе,  $p$  – атмосферное давление,  $p_{\text{sat}}(T_{\text{surf}})$  – давление насыщенного пара при температуре  $T_{\text{surf}}$ ,  $\mu_w$  и  $\mu_{\text{mix}} \approx \mu_{\text{air}}$  – молекулярные массы водяного пара и влажного воздуха,  $R_{\text{mix}} \approx R_{\text{air}} = R/\mu_{\text{air}}$  ( $R$  – универсальная газовая постоянная),  $H_e$  – расстояние от поверхности воды, на котором относительная влажность воздуха равна  $\varphi_e$ , а  $\xi_w$  – локальная мольная доля воды в растворе соли, которая связана с массовой долей соли на поверхности слоя воды:

$$\xi_w = 1/(1 + \bar{\mu}_w c_{\text{surf}}/(1 - c_{\text{surf}})), \quad \bar{\mu}_w = \mu_w/\mu_{\text{salt}} \quad (4)$$

Здесь  $\mu_{\text{salt}}$  – молекулярная масса NaCl. Заметим, что коэффициент  $\xi_w$  в уравнении (2) соответствует закону Рауля для испарения смесей или растворов жидкостей. Приближенные значения  $H_e$  в уравнении (2) определяются путем сравнения диффузионного приближения с точной кинетической моделью испарения.

Для коэффициента диффузии водяного пара используется следующая формула [20]:

$$D_{\text{gas}}(T) = -2.775 \times 10^{-6} + 4.479 \times 10^{-8}T + 1.656 \times 10^{-10}T^2, \quad (5)$$

где  $D_{\text{gas}}$  измеряется в  $\text{м}^2/\text{с}$ . Согласно [21], давление насыщенного пара (в Паскалях) определяется по формуле:

$$\lg p_{\text{sat}} = 9.6543 - 1435.264/(T - 64.848) \quad (6)$$

В соотношениях (5) и (6) температура измеряется в градусах Кельвина.

Задача диффузии для стационарного профиля концентрации соли в слое воды формулируется следующим образом:

$$\frac{d}{d\bar{z}} \left( D(\bar{z}) \frac{dc}{d\bar{z}} \right) = S, \quad (7a)$$

$$\left( \frac{dc}{d\bar{z}} \right)_{\bar{z}=0} = 0, \quad D(1) \left( \frac{dc}{d\bar{z}} \right)_{\bar{z}=1} = S, \quad (7b)$$

$$\int_0^1 c(\bar{z}) d\bar{z} = c_{\text{av}}, \quad (7c)$$

где  $\bar{z} = z/d$ ,  $S = u_{\text{surf},0}d$ , а величина  $u_{\text{surf},0}$  соответствует стационарному режиму. При аналитическом решении уравнения (7a) следует учитывать линейную зависимость коэффициента диффузии от координаты, которая следует из линейного профиля температуры и линейной аппроксимации опубликованных данных по температурной зависимости коэффициента диффузии:

$$D(T) = D_0 (T - 273)/(T_0 - 273), \quad (8)$$

где  $T_0 = 333 \text{ К}$  и  $D_0 = 3.3 \times 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$ . В расчетах использовалось следующее соотношение:

$$D = A - B\bar{z}, \quad A = D_0 \frac{T_{\max} - 273}{T_0 - 273}, \quad B = D_0 \frac{T_{\max} - T_{\text{surf}}}{T_0 - 273} \quad (9)$$

Подстановка (9) в (7a) и последующее интегрирование с учетом (7b) и (7c) дает следующее аналитическое решение для профиля концентрации соли с слое воды под равновесным кластером:

$$c(\bar{z}) = c_{\text{av}} + \frac{S}{B} F, \quad (10a)$$

где

$$F = \frac{1}{2} - \bar{z} + \gamma \left[ (\gamma - 1) \ln \frac{\gamma}{\gamma - 1} + \ln \frac{\gamma}{\gamma - \bar{z}} - 1 \right] \quad (10b)$$

$$\gamma = \frac{A}{B} = \frac{T_{\max} - 273}{T_{\max} - T_{\text{surf}}} \quad (10c)$$

Согласно формулам (10a) и (10b), концентрация соли на дне и на поверхности слоя воды равны:

$$c(0) = c_{\text{av}} - \frac{S}{B} \left\{ \gamma \left[ 1 - (\gamma - 1) \ln \frac{\gamma}{\gamma - 1} \right] - \frac{1}{2} \right\} \quad (11a)$$

$$c_{\text{surf}} = c(1) = c_{\text{av}} + \frac{S}{B} \left\{ \gamma \left[ \gamma \ln \frac{\gamma}{\gamma - 1} - 1 \right] - \frac{1}{2} \right\} \quad (11b)$$

Для расчета профиля концентрации соли следует знать параметр  $S$ , который определяется по равновесной концентрации  $c_{\text{surf}}$ . Это может быть сделано путем решения трансцендентного уравнения:

$$\frac{\dot{m}(T_{\text{surf}}, c_{\text{surf}})d}{\rho_w} = - \frac{2B(c_{\text{surf}} - c_{\text{av}})}{1 + 2\gamma(1 + \ln(1 - 1/\gamma))} \quad (12)$$

Расчетные равновесные профили концентрации соли показаны на рис. 5.

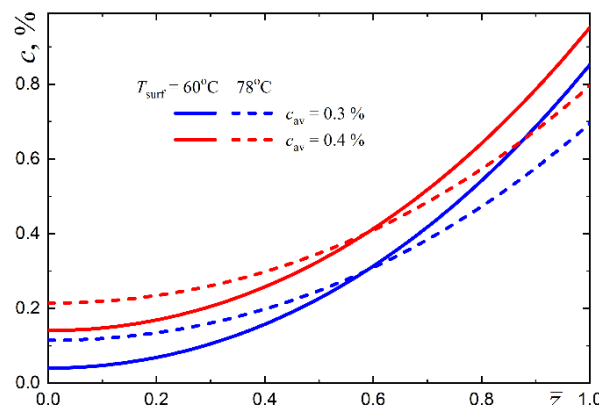


Рис. 5. Профили концентрации соли в слое воды под равновесным капельным кластером.

Важно, что аналитическое решение для профиля концентрации соли не имеет физического

смысла при отрицательных значениях  $c(0)$ . Это условие приводит к следующему критерию возможной стабилизации капельного кластера:

$$c_{av} > c_{av}^*(T_{surf}) = \frac{S}{B} \left\{ \gamma \left[ 1 - (\gamma - 1) \ln \frac{\gamma}{\gamma - 1} \right] - \frac{1}{2} \right\} \quad (13)$$

При расчете границы зоны стабилизации, показанной пунктиром на рис. 4, учитывалась зависимость скорости испарения слоя воды от температуры и поверхностной концентрации соли. Конечно, предложенная вычислительная модель является приближенной. Тем не менее, расчетная кривая  $c_{av}^*(T_{surf})$  может рассматриваться как приемлемая теоретическая оценка.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Лабораторные эксперименты подтвердили, что предложенный метод стабилизации левитирующего капельного кластера работает при массовой концентрации соли в воде более 0.2 %. При этом размер почти идентичных капель равновесного кластера обратно пропорционален средней концентрации соли в слое воды. Теоретическая оценка требуемой концентрации соли хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Новый метод стабилизации капельных кластеров представляется перспективным для изучения биохимических процессов в малых каплях воды, рассматриваемых как естественные микрореакторы. Полученные результаты могут быть интересны также для изучения процессов в поверхностном слое океана.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schaefer V.J. Observations of an early morning cup of coffee // *American Scientist*. 1971. V. 59. P. 534–535.
2. Федорец А.А. Капельный кластер // *Письма в ЖЭТФ*. 2004. Т. 79. С. 457–459.
3. Shavlov A.V., Dzhumandzhi V.A., Romanyuk S.N. Electrical properties of water drops inside the dropwise cluster // *Phys. Lett. A*. 2011. V. 376. P. 39–45.
4. Umeki T., Ohata M., Nakanishi H., Ichikawa M. Dynamics of microdroplets over the surface of hot water // *Sci. Rep.* 2015. V. 5. 8046.
5. Zaitsev D.V., Kirichenko D.P., Ajaev V.S., Kabov O.A. Levitation and self-organization of liquid microdroplets over dry heated substrates // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 119. 094503.
6. Zaitsev D.V., Kirichenko D.P., Shatekova A.I., Ajaev V.S., Kabov O.A. Experimental and theoretical studies of ordered arrays of microdroplets levitating over liquid and solid surfaces // *Interfac. Phenom. Heat Transfer*. 2018. V. 6. P. 219–230.
7. Fedorets A.A., Bormashenko E., Dombrovsky L.A., Nosonovsky M. Droplet clusters: Nature-inspired biological reactors and aerosols // *Philos. Trans. R. Soc. A*. 2019. V. 377. 20190121.
8. Fedorets A.A., Frenkel M., Legchenkova I., Shcherbakov D., Dombrovsky L., Nosonovsky M., Bormashenko E. Self-arranged levitating droplet clusters: A reversible transition from hexagonal to chain structure // *Langmuir*. 2019. V. 35. P. 15330–15334.
9. Fedorets A.A., Dombrovsky L.A., Gabyshev D.N., Bormashenko E., Nosonovsky M. Effect of external electric field on dynamics of levitating water droplets // *Int. J. Therm. Sci.* 2020. V. 153. 106375.
10. Mondal S., Acharya S., Biswas R., Bagchi B., Zare R.N. Enhancement of reaction rate in small-sized droplets: A combined analytical and simulation study // *J. Chem. Phys.* 2018. V. 148. 244704.
11. Wei Z., Li Y., Cooks R.G., Yan X. Accelerated reaction kinetics in microdroplets: Overview and recent developments // *Ann. Rev. Phys. Chem.* 2020. V. 71. P. 31–51.
12. Dombrovsky L.A., Fedorets A.A., Medvedev D.N. The use of infrared irradiation to stabilize levitating clusters of water droplets // *Infrared Phys. Tech.* 2016. V. 75. P. 124–132.
13. Dombrovsky L.A., Fedorets A.A., Levashov V.Yu., Kryukov A.P., Bormashenko E., Nosonovsky M. Stable cluster of identical water droplets formed under the infrared irradiation: Experimental study and theoretical modeling // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2020. V. 161. 120255.
14. Fell C.J.D., Hutchison H.P. Diffusion coefficients for sodium and potassium chlorides in water at elevated temperatures // *J. Chem. Eng. Data*. 1971. V. 16. P. 427–429.
15. Hamann C.H., Hamnett A., Vielstich W. *Electrochemistry*. Second Edition. Wiley-VCH, Weinheim, Germany, 2007.
16. Lee S.H. Dynamic and static properties of aqueous NaCl solutions at 25 °C as a function of concentration: A molecular dynamics simulation study // *J. Chemistry* 2020, 6661196.
17. Fedorets A.A., Dombrovsky L.A. Generation of levitating droplet clusters above the locally heated water surface: A thermal analysis of modified installation // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2017. V. 104. P. 1268–1274.
18. Левашов В.Ю., Крюков А.П. Численное моделирование испарения капли воды в парогазовую среду // *Коллоидный журнал*. 2017. Т. 79. С. 606–612.
19. Sobac B., Talbot P., Haut B., Rednikov A., Colinet P. A comprehensive analysis of the evaporation of a liquid spherical drop // *J. Coll. Interface Sci.* 2015. V. 438. P. 306–317.
20. Nellis G., Klein S. *Heat Transfer*, New York: Cambridge Univ. Press, 2009.
21. Stull D.R. Vapor pressure of pure substances. Organic and inorganic compounds // *Ind. Eng. Chem.* 1947. V. 39. P. 517–540.



## ДВУХФАЗНЫЙ ТЕПЛОМАСООБМЕН В КАПИЛЛЯРНОЙ ТРУБКЕ

В настоящее время миниатюрные теплоотводящие системы сталкиваются с проблемой рассеивания все более высоких тепловых потоков. Одним из эффективных охлаждающих устройств являются пульсационные тепловые трубы (ПТТ). Существенное увеличение теплового потока может привести к образованию сухих пятен, которые вызывают перегрев и дальнейшую остановку всей теплоотводящей системы. Решение данной проблемы возможно за счет изменения параметров ПТТ, таких как конфигурация системы, характерные размеры и свойства рабочей жидкости [1, 2]. Поскольку теплофизические свойства рабочей жидкости оказывают значительное влияние на работу системы, то варьирую её параметры возможно решить проблему образования сухих пятен. Следовательно, одной из основных задач является исследование свойств растворов, которые могут использоваться в качестве рабочей жидкости, для поиска возможностей переноса процесса осушения в область более высоких тепловых потоков.

Исследование влияния физических свойств жидкостей на эффективность теплообмена является одним из наиболее перспективных направлений. Последние исследования показывают, что для повышения эффективности тепловой трубы в качестве рабочей жидкости может быть использован раствор вода – поверхностно активные вещества (ПАВ) [3].

Актуальность использования данных растворов обусловлена проявлением эффекта самосмачивающейся жидкости. Так как одной из основных проблем для ПТТ является образование перегретых и осушенных областей, которые возникают из-за эффекта Марангони и наличия пузырей. В результате температурной зависимости поверхностного натяжения [4] возникают термокапиллярные силы. Например, для воды температурный коэффициент поверхностного натяжения ( $\partial\sigma/\partial T < 0$ ) отрицательный и слабо зависит от температуры. Таким образом, происходит отток жидкости от более нагретых к менее нагретым областям. В то время как для водных растворов ПАВ показано, что в некотором диапазоне температур  $\partial\sigma/\partial T$  становится положительным. Это вызывает движение жидкости от менее нагретых к более нагретым участкам поверхности.

Для исследования режима Тейлора был разработан и собран рабочий участок, схематичное изображение которого представлено на рисунке 1. Для визуализации использовалась стеклянная трубка с внутренним диаметром 2 мм и длиной 10 см. Ко входу стеклянной трубки подсоединена металлическая трубка такого же диаметра с электрическим нагревателем, к выходу – металлическая трубка с теплообменником.

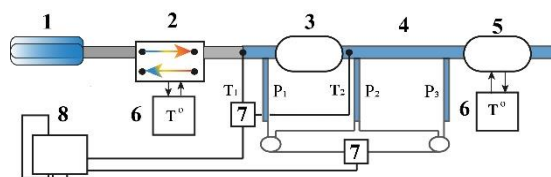


Рисунок 1. Схематичное изображение рабочего участка.

Жидкость (вода Milli-Q® и водной раствор SLS) подавалась при помощи шприцевого жидкостного насоса Cole-Parmer®. Чистота рабочей жидкости контролировалась путем измерения поверхностного натяжения жидкости тензиометром KRUSS K100. Визуализация двухфазного течения в трубке осуществлялась с помощью высокоскоростной камеры Vision Research Phantom® v.7.0 со скоростью съемки 1000 кадров в секунду. Область камеры захватывала часть трубки длиной 29 мм с пространственным разрешением 40 пикселей/мм. Приведенная скорость жидкости  $U_{SL}$  варьировалась в диапазоне от 0.01 до 0.5 м/с. На рисунке 2 показаны паровые пузыри в капиллярной трубке.



Рисунок 2. Характерное изображение паровых пузырей в капиллярной трубке.

Для автоматической обработки данных по визуализации пузырей при Тейлоровском режиме течения и получения количественных характеристик разработан алгоритм в среде Matlab®. Автоматизированный метод анализа изображений хорошо зарекомендовал себя при обработке изображений в мини- и микросистемах,



а также при исследовании динамики роста пузыря при кипении. В программу подаются изображения, записанные в ходе эксперимента на скоростную камеру Phantom®. Далее происходит анализ изображений, определяются области, соответствующие газовым пузырькам и жидкостным перемычкам. Затем происходит анализ пузырей (их положения, размеров и других параметров). Такой же анализ проводится для следующего кадра. Таким образом, происходит анализ эволюции каждого пузыря во времени, что позволяет определить скорость пузырей. В итоге данные по размеру и скорости фиксируются для каждого пузыря. Подобный анализ проводится и для жидкостных перемычек. Точность измерений определяется неоднозначностью определения межфазной границы газ-жидкость, которая составляет 1 пикс или 0.025 мм. В результате были получены размеры пузырей и жидкостных перемычек в зависимости от расхода жидкости и теплового потока нагревателя, установленного на входе в рабочий участок.

На рисунке 3 показана зависимость температуры стенки трубы в зоне нагревателя. В ходе эксперимента тепловой поток постепенно увеличивался со временем, а расход жидкости оставался постоянным – 1 мл/мин. Можно видеть, что при достижении определённого теплового потока начинаются пульсации температуры. По всей видимости это связано с осушением стенки и последующим смачиванием. При росте теплового потока амплитуда и частота пульсаций возрастает.

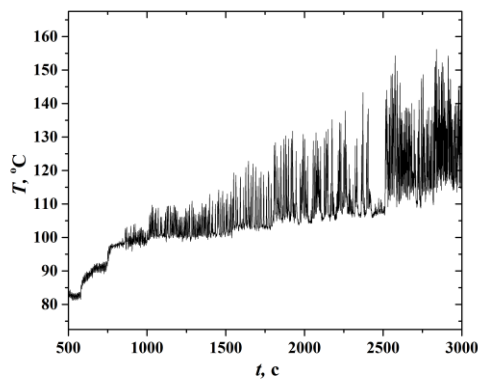


График 3. Температура обогреваемой стенки при увеличивающемся тепловом потоке. Расход жидкости – 1 мл/мин. Тепловой поток – до 33 Вт.

На рисунке 4 так же показана температура стенки в зоне нагревателя с увеличивающимся тепловым потоком, а расход жидкости составлял 10 мл/мин. Можно видеть, что пульсации температуры хотя и имеют место, но их амплитуда гораздо меньше.

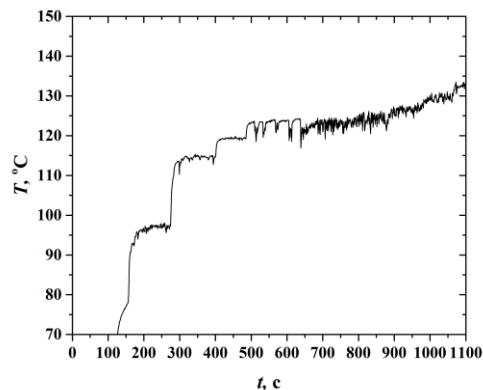


График 4. Температура обогреваемой стенки при увеличивающемся тепловом потоке. Расход жидкости – 10 мл/мин. Тепловой поток – до 80 Вт.

Как было сказано выше добавление SLS приводит к уменьшению поверхностного натяжения и изменению знака производной по температуре, что, как ожидается, приведет к уменьшению амплитуды пульсаций за счет более интенсивного смачивания и увеличению критического теплового потока.

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского Научного Фонда (№ 20-79-10096)

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Velarde, M. G., & Zeytounian, R. K.** (Eds.). (2002). *Interfacial phenomena and the Marangoni effect* (p. 283). Vienna/New York: Springer.
2. **Fumoto, K., Kawaji, M., & Kawanami, T.** (2010). Study on a pulsating heat pipe with self-rewetting fluid. *Journal of electronic Packaging*, 132(3).
3. **Bao, K., Wang, X., Fang, Y., Ji, X., Han, X., & Chen, G.** (2020). Effects of the surfactant solution on the performance of the pulsating heat pipe. *Applied Thermal Engineering*, 178, 115678.
4. **Esteves, R., Dikici Ph D, B., Lehman, M., Mazumder, Q., & Onukwuba, N.** (2016). Determination of aqueous surfactant solution surface tensions with a surface tensiometer. *Beyond: Undergraduate Research Journal*, 1(1), 4.
5. **Mamalis, D., Koutsos, V., & Sefiane, K.** (2017). Bubble rise in a non-isothermal self-rewetting fluid and the role of thermocapillarity. *International Journal of Thermal Sciences*, 117, 146-162. Determination of Aqueous Surfactant Solution Surface Tensions with a Surface Tensiometer.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРИРОВАННОГО ДВУМЕРНОГО МАССИВА ИЗ ЛЕВИТИРУЮЩИХ МИКРОКАПЕЛЬ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ НАГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день спрейное охлаждение является [1] одним из самых эффективных методов охлаждения, оно способно при сравнительно малых расходах жидкости отводить тепловые потоки до 1 кВт/см<sup>2</sup>. С другой стороны, при осуществлении спрейного охлаждения поток капель наталкивается на встречный поток испаряющейся с поверхности жидкости, в результате чего капли могут не достигать охлаждаемой поверхности, что в целом снижает эффективность такой системы. Таким образом, выяснение условий левитации микрокапель вблизи нагретых жидких и твердых поверхностей является актуальным для развития спрейных систем охлаждения.

Явление левитации микрокапель (размером порядка 10 мкм) вблизи поверхности нагретой жидкости впервые качественно было описано В. Шефером в 1971 году [2]. На рис.1 представлено типичное видеоизображение двумерного массива. Механизм образования капель связан с восходящим движением горячей паровоздушной смеси (поток Стефана) в область более низкой температуры, где образуются капли конденсата. Эти капли продолжают расти за счет конденсации и двигаться вниз под действием силы тяжести. В какой-то момент поток Стефана уравнивает гравитацию, и капли в конечном итоге левитируют над поверхностью, часто создавая большие упорядоченные массивы.

Однако, систематические экспериментальные исследования данного явления были проведены сравнительно недавно [3-6]. В 2003 году подобное явление было зарегистрировано А. Федорцом [3] при исследовании фотоиндуцированных термокапиллярных потоков и получило название капельного кластера из-за того, что в эксперименте использовался локализованный источник тепла диаметром 1 мм. Тогда как в работах [5-6] исследовалась левитация обширных (нелокализованных) упорядоченных массивов микрокапель, левитирующих над поверхностью нагретого слоя жидкости. Упорядоченные массивы из левитирующих микрокапель жидкости можно наблюдать над разными типами горячих водных растворов, такими как чай, кофе, вода с моющими средствами, водопроводная, кипяченая и дистиллированная вода [6].

Также в работах [7, 8, 9], впервые показана возможность левитации и самоорганизации микрокапель не только над поверхностью жидкости, но и над твердой подложкой (недогретой до температу-

ры насыщения). Установлено [8], что переход микрокапель со смоченной на сухую поверхность сопровождается существенным изменением высоты левитации капли над контактной линией. На основе траекторий микрокапель, выполнена оценка локальных скоростей паровоздушного потока и установлено, что интенсивность испарения в области контактной линии в несколько раз больше, чем на удалении от нее.

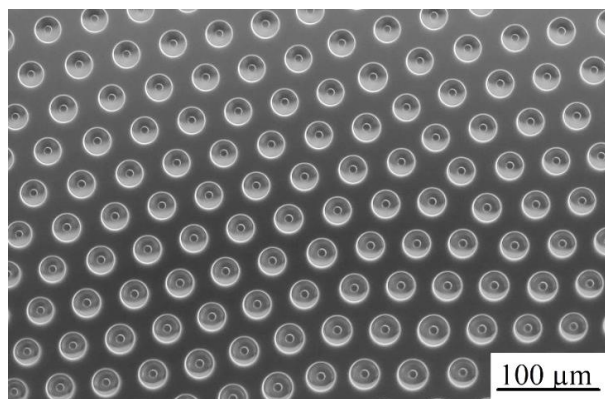


Рис.1. Вид сверху на двумерный упорядоченный массив из левитирующих микрокапель над тонким слоем жидкости. Параметры эксперимента: температура подложки  $T_w = 71.8$  °C, толщина слоя жидкости 0.5 мм, относительная влажность воздуха 26 %.

Разработана аналитическая модель левитации микрокапли над сухой поверхностью, основанная на представлении капли в виде точечного испаряющего источника и использовании метода изображений для оценки скорости потока вокруг капли. Данная модель позволяет хорошо описывать экспериментально измеренную высоту левитации для сравнительно небольших капель [7]. Учет в модели размера капли и неоднородности её температуры позволил описать высоту левитации и для более крупных капель [9]. Для описания левитации микрокапель над пленкой жидкости в модель был добавлен поток пара от жидкой поверхности [10]. Детальный обзор механизмов левитации капель и возможностей самоорганизации левитирующих капель представлен в работе [11].

Несмотря на большой прогресс в понимании механизма левитации микрокапель, механизм взаимодействия микрокапель между собой, ответственный за самоорганизацию капель, в настоящее время остается во многом невыясненным. В связи с этим,

целью работы является исследование эволюции единичных микрокапель в результате конденсационного роста, а также исследование эволюции двумерного массива из микрокапель жидкости, левитирующих над нагретым слоем жидкости.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема и фотография экспериментальной установки представлены на рис. 2. Для исследования формирования и эволюции двумерного массива из левитирующих микрокапель над нагреваемым слоем жидкости, используется нагревательный элемент диаметром 12 мм и 3 мм, что позволяет впервые исследовать массивы из микрокапель, состоящие из сотен и тысяч микрокапель. В экспериментах использовалась сверхчистая дегазированная вода Milli-Q. В центре нагревателя была установлена термопара для измерения температуры поверхности нагревателя. Температура окружающей среды 20-25°C. Температура подложки варьировалась от 50 °C до 80 °C. Цифровая камера Nikon D500 с разрешением до 5568 x 3712 пикселей использовалась для регистрации формирования и эволюции двумерного массива. Цифровая камера была оснащена микроскопными объективами Mitutoyo M Plan Apo 10X, 20X и 50X, позволяющими снимать фото и видео с оптическим разрешением до 500 нм. Изображения с камеры анализировали с помощью программного обеспечения ImageJ для автоматического измерения диаметра капель в массиве, площади массива и расстояния между каплями. В эксперименте использовалась система сообщающихся сосудов: помещенная на стол емкость большого объема с рабочей жидкостью с микрометром соединялась с рабочей зоной с помощью силиконовой трубки. Это позволяло поддерживать не только температуру подложки, но и толщину слоя жидкости практически постоянной на протяжении каждой серии эксперимента (площадь контейнера примерно в 35 раз больше площади слоя жидкости в рабочей зоне). Часть исследований проводилась в прозрачном контейнере размером 45x80x90 см с установленным внутри испарителем. Это позволяло изменять относительную влажность воздуха вокруг рабочего участка. В эксперименте относительная влажность изменялась в диапазоне от 11% до 60 %.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Микрокапли жидкости в двумерном массиве подвергаются постоянному конденсационному росту до тех пор, пока размер капель не достигает критического, при котором они коалесцируют со слоем жидкости. На рис.3 представлен график зависимости диаметра капли от времени. На графиках показаны данные для разных массивов с разным количеством микрокапель и при разных значениях относительной влажности (варьируется от 27% до 39%), значение температуры подложки варьируется от 71.2 °C до 72.5 °C, а толщина жидкого слоя постоянна и равна 0.5 мм. Как видно из графика, диа-

метр капель увеличивается со временем почти линейно. Известно, что при диффузионном режиме конденсации площадь поверхности капли имеет линейную зависимость от времени. Но в нашем случае диаметр капель практически линейно зависит от времени. Это может быть связано с тем, что по мере конденсации капель они опускаются под действием силы тяжести, приближаясь к поверхности жидкости, где концентрация пара выше и, как следствие, капль конденсируются быстрее.

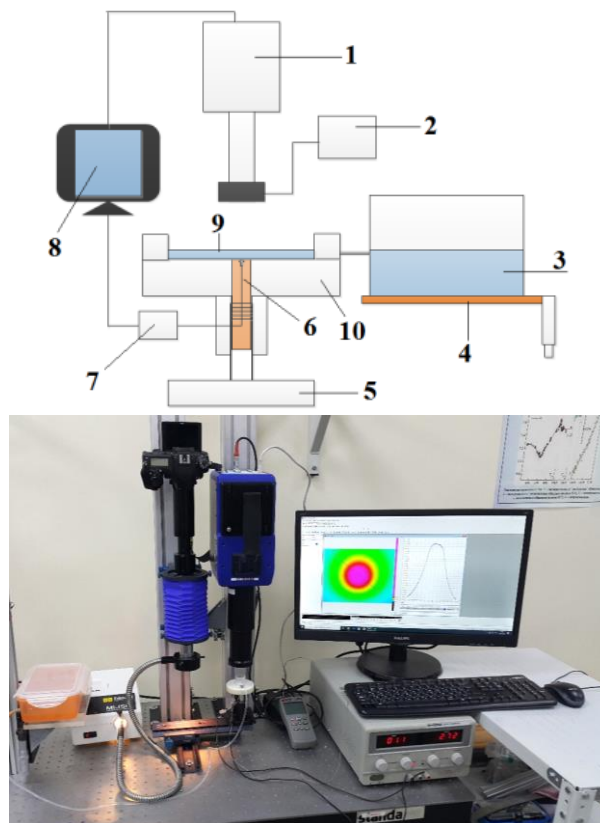


Рис. 2. Схема и фотография экспериментального стенда. 1- цифровая камера, 2- источник света, 3- контейнер с рабочей жидкостью, 4-подставка с микрометром, 5- источник питания нагревателя, 6- медный стержень с термопарой, 7-АЦП, 8- ПК, 9- тонкий слой жидкости, 10- капролоновое основание.

На рис.4 представлен график зависимости расстояния между центрами капель от диаметра капель. Видно, что расстояние между каплями увеличивается с диаметром капель (по мере их роста во времени). На графике показаны данные для разных массивов, с разным количеством капель (N) и при разном значении температуры подложки ( $T_w$ ).

На графике проведены две аппроксимирующие зависимости: 1) для четырех разных двумерных массивов с  $N = 2, 6, 8, 12$  при температуре подложки  $T_w = 66\text{ °C}$  и 2) для трех разных массивов с  $N=8, 12, 29$  при температуре подложки  $T_w=73.6 - 79.8\text{ °C}$ . Как видно из рис.4, среднее расстояние между центрами капель  $L$  увеличивается с увеличением среднего диаметра капель  $d$ , как  $L \sim d^{0.5}$ , но практически не зависит от количества капель в двумерном массиве и температуры подложки.

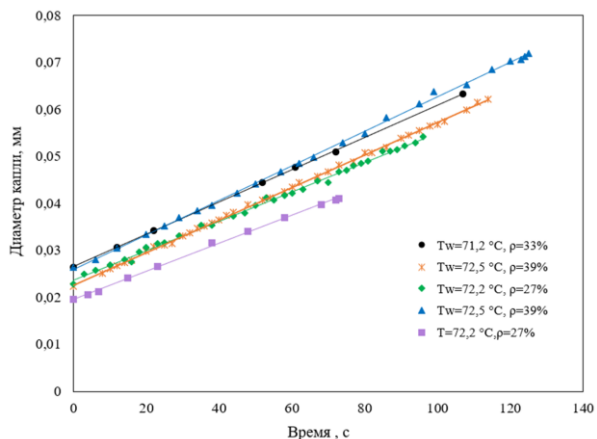


Рис. 3. Зависимость диаметра каплей от времени.  $T_w$  - температура подложки,  $\rho$  - значение относительной влажности.

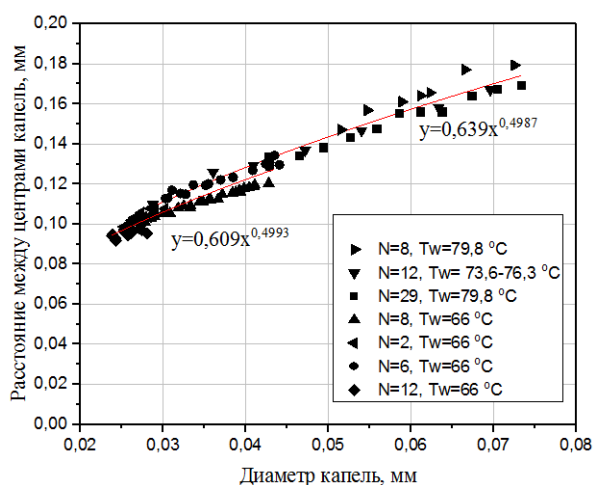
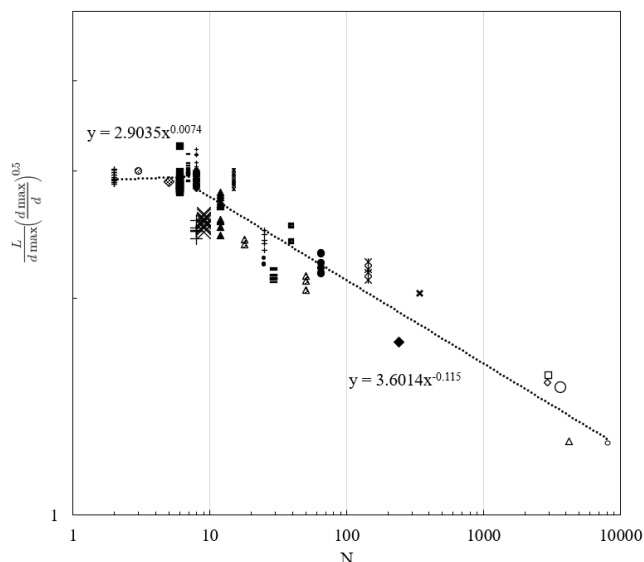


Рис.4. График зависимости среднего расстояния между центрами каплей в массиве от среднего диаметра каплей. Толщина слоя жидкости 0.5 мм.

На основе данной зависимости  $L \sim d^{0.5}$ , было построено безразмерное соотношение:

$$\frac{L}{d_{\max}} \left( \frac{d_{\max}}{d} \right)^{0.5}$$

где расстояние между центрами каплей  $L$  и диаметр каплей  $d$ , масштабируются на  $d_{\max}$ , где  $d_{\max}$  - максимально возможный размер каплей для данной температуры и толщины слоя жидкости. На рис.5 показан график зависимости данного безразмерного соотношения от количества каплей. Как видно из рис.5, безразмерное соотношение слабо изменяется в диапазоне  $N$  от 2 до 7 каплей, и равняется примерно 2.9. При количестве каплей больше 7 отношение начинает уменьшаться с увеличением количества каплей в массиве. Эту зависимость можно объяснить тем, что с увеличением количества каплей увеличивается размер двумерного массива, а чем больше размер массива, тем существеннее влияние макроконвекции в газе, увлекающей капли к центру нагревателя.



- a, T=66 °C, dmax=49 μm
- ▲ a, T=66 °C, dmax=48 μm
- × a, T=66 °C, dmax=40 μm
- + a, T=66 °C, dmax=45 μm
- b, T=84 °C, dmax=26 μm
- △ b, T=55 °C, dmax=22 μm
- a, T=73 °C, dmax=47 μm
- × a, T=73 °C, dmax=65 μm
- ▲ a, T=73 °C, dmax=67 μm
- ◇ a, T=73 °C, dmax=49 μm
- × a, T=82 °C, dmax=66 μm
- a, Tw=73 °C, dmax=80 μm
- ◆ a, T=66 °C, dmax=42 μm
- a, T=66 °C, dmax=48.3 μm
- × a, T=66 °C, dmax=30 μm
- b, T=66 °C, dmax=22 μm
- ◇ b, T=73 °C, dmax=26 μm
- b, T=66 °C, dmax=26 μm
- + a, T=73 °C, dmax=46 μm
- a, T=73 °C, dmax=79 μm
- a, T=73 °C, dmax=59 μm
- a, T=79.8 °C, dmax=87 μm
- + a, T=79.8 °C, dmax=72 μm
- ◆ a, T=79.8 °C, dmax=86 μm

Рис.5. Зависимость безразмерного среднего расстояния между каплями от количества каплей в массиве. а - нагревательный элемент с диаметром 3 мм, b – нагревательный элемент с диаметром 12 мм.

На рис. 6 представлен график зависимости максимального возможного и минимально возможного диаметров капли в массиве от температуры подложки. Как видно из графика, диапазон изменения максимального диаметра в процессе повышения температуры подложки значительно больше, чем соответствующий диапазон изменения минимального диаметра.

На рис. 7 представлен график зависимости углового коэффициента (коэффициент в линейном уравнении зависимости диаметра капли от времени, рис. 3) от температуры подложки. Данные на графике представлены для одной толщины слоя жидкости (0.5 мм) и для одного значения относительной влажности воздуха 11 %. Как видно из графика с ростом температуры подложки увеличивается скорость роста каплей.

На рис. 8 представлен график зависимости углового коэффициента от относительной влажности. Данные представлены для одной температуры под-



ложки. Как видно из графика с ростом влажности окружающего воздуха скорость роста капель незначительно уменьшается. Это связано, по-видимому, с тем, что с увеличением относительной влажности воздуха поток Стефана с поверхности жидкости уменьшается, что вызывает снижение скорости роста капель.

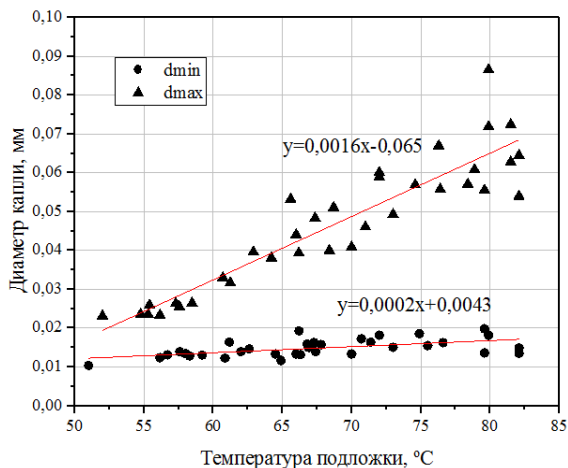


Рис.6. Зависимость максимального и минимального диаметра капли от температуры подложки. Толщина слоя жидкости 0.5 мм.

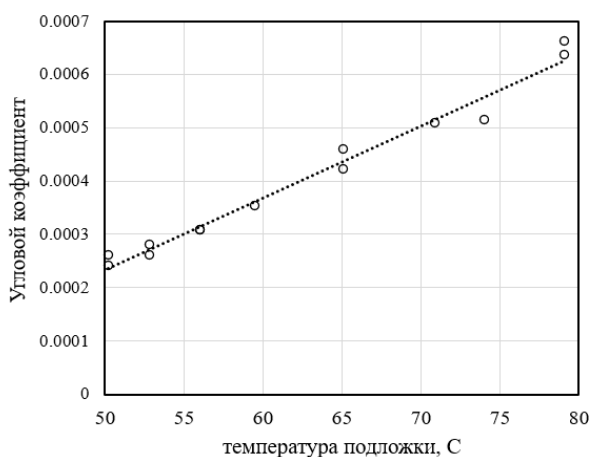


Рис. 7. График зависимости углового коэффициента от температуры подложки.

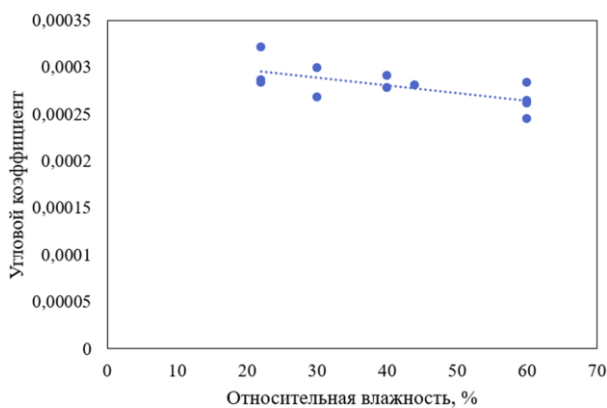


Рис. 8. График зависимости углового коэффициента от относительной влажности.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено экспериментальное исследование левитации микрокапель над тонким испаряющимся слоем жидкости. Были измерены диаметры капель и расстояние между центрами капель при разных параметрах эксперимента. Было установлено, что диаметр капель практически линейно растет со временем.

Было получено безразмерное корреляционное соотношение для среднего расстояния между каплями, в зависимости от количества капель в массиве, которое может быть использовано для верификации теоретических моделей.

Впервые была исследована зависимость скорости роста капель от температуры подложки и относительной влажности окружающего воздуха. Было установлено, что с ростом температуры подложки скорость роста капель увеличивается, а с ростом влажности окружающего воздуха скорость роста капель незначительно уменьшается.

Работа выполнена с использованием средств государственного бюджета по госзаданию ИТ СО РАН (№121031800213-0).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kim J.** Spray cooling heat transfer: The state of the art // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2007. V. 28. P. 753-767.
2. **Schaefer V. J.** Observations of an early morning cup of coffee // American Scientist. 1971. V. 59. №. 5. P. 534-535.
3. **Fedorets A. A.** Droplet cluster// JETP Lett. 2004. V. 79. P. 372-374.
4. **Fedorets A. A., Marchuk I. V., Kabov O. A.** Role of vapor flow in the mechanism of levitation of a droplet-cluster dissipative structure // Technical Physics Letters. 2011. V. 37. P. 116-118.
5. **Zaitsev D. V., Kirichenko D. P., Shatekova A. I., et. al.** Experimental and theoretical studies of ordered arrays of microdroplets levitating over liquid and solid surfaces // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2018. V. 6. №. 3.
6. **Umeki T., Ohata M., Nakanishi H., et.al.** Dynamics of microdroplets over the surface of hot water // Scientific reports. 2015. V. 5. №. 1. P. 1-7.
7. **Zaitsev D. V., Kirichenko D. P., Ajaev V. S., et. al.** Levitation and self-organization of liquid microdroplets over dry heated substrate // Physical Review Letters. 2017. Vol. 119. Issue 9. Article number 094503.
8. **Kabov O.A., Zaitsev D.V., Kirichenko, D.P., et.al.** Interaction of levitating microdroplets with moist air flow in the contact line region // Nanoscale and microscale thermophysical engineering. 2017. V. 21. P. 60-69.
9. **Ajaev V. S., Zaitsev D. V., Kabov O. A.** Levitation of evaporating microscale droplets over solid surfaces // Physical Review Fluids. 2021. V. 6. №. 5. P. 053602.
10. **Zaitsev D. V., Kirichenko D. P., Kabov O. A., et. al.** Levitation conditions for condensing droplets over heated liquid surfaces // Soft Matter. 2021. V. 17. P. 4623-4631.
11. **Ajaev V. S., Kabov O. A.** Levitation and self-organization of droplets// Annual Review of Fluid Mechanics. 2021. V. 53. P. 203-225.

## МЕЖФАЗНЫЙ ТЕПЛОБМЕН И ВОЗМОЖНОСТЬ УПРАВЛЕНИЯ ОБЪЕМНОЙ КОНДЕНСАЦИЕЙ В ЗАПЫЛЕННОМ ПАРОГАЗОВОМ ПОТОКЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Как правило, объемная конденсация в природных явлениях и технических устройствах происходит при наличии гетерогенных центров конденсации различной природы и в общем случае является гомогенно-гетерогенной. В предыдущих работах авторов (см., например, [1]) задача объемной конденсации в запыленном потоке решалась в однотемпературном приближении: температуры газовой фазы, жидкости и твердых частиц считались одинаковыми. Такое приближение соответствует бесконечно высокой интенсивности межфазного теплообмена, при которой температуры фаз мгновенно выравниваются. Однако в реальных условиях межфазный теплообмен имеет конечную интенсивность, что приводит к наличию разности температур между фазами. В данной работе рассматривается двухтемпературная модель: температура капель, образовавшихся при гомогенной нуклеации, считается равной температуре газовой фазы, а температура пылинок и жидкости на них отличается от нее.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается одномерное стационарное течения смеси пара, газа и пылинок в сверхзвуковой части сопла Лаваля. Как и в [1], для описания конденсации применяются два кинетических уравнения [2], первое из которых записано для микрокапель, образовавшихся вследствие гомогенной нуклеации, а второе – для макрокапель, образовавшихся при конденсации пара на твердых частицах. Для описания течения использованы уравнения газовой динамики в односкоростном приближении. Для расчета температур используются два уравнения энергии, первое – для газовой фазы и микрокапель, второе – для макрокапель:

$$\left( g_v C_{pv} + g_g C_{pg} + g_l^{hom} C_{pl} \right) \frac{dT}{dx} + u \frac{du}{dx} =$$

$$= L(T) \frac{dg_l^{hom}}{dx} + Q_L \quad (1)$$

$$\left( g_p C_{pp} + g_l^{het} C_{pl} \right) \frac{dT_M}{dx} =$$

$$= \left( L(T_M) - C_{pv} (T_M - T) \right) \frac{dg_l^{het}}{dx} - Q_L \quad (2)$$

Здесь  $g_v$ ,  $g_g$  и  $g_p$  – массовые доли пара, газа и твердых частиц,  $g_l^{hom}$  и  $g_l^{het}$  – массовые доли жидкости в микрокаплях и макрокаплях,  $L$  – теплота

парообразования,  $Q_L$  – количество теплоты, передаваемое в единице массы смеси от макрокапель к газовой фазе, отнесенное к длине сопла

$$Q_L = \frac{4\pi}{u} \int_{r_{cr}}^{\infty} q r^2 f dr \quad (3)$$

где  $q$  – удельный тепловой поток, передаваемый от пылинок и макрокапель к газовой фазе, который в общем случае зависит от размера частиц,  $f$  – функция распределения по размерам макрокапель,  $r$  – радиус макрокапель.

Скорость нуклеации в кинетическом уравнении для микрокапель вычислялась по формуле Френкеля – Зельдовича, скорость роста микрокапель – по формуле Фукса [2]. Для макрокапель рассматривался континуальный режим, когда скорость роста капель и межфазный теплообмен определяются процессами диффузии и теплопроводности в газовой фазе [2].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ

Расчеты проводились для условий экспериментов [4], для незапыленного потока результаты расчетов достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. В отличие от однотемпературной модели [1], во входном сечении задавались не только массовая доля пыли  $g_p$  и средний радиус пылинок  $r_p$ , но и их начальное переохлаждение  $\Delta T$ , равное разности температур между газовой фазой и пылинками.

На рис. 1 показаны зависимости массовой доли жидкости на пылинках и температуры пылинок от продольной координаты для различных значений начального переохлаждения пылинок. На температуру твердых частиц влияют тепловыделение при конденсации пара на поверхности пылинок, которое приводит к повышению температуры, и теплообмен между пылинками и парогазовой средой, который может приводить как к росту, так и снижению температуры в зависимости от направления теплового потока. При  $r_p = 1$  мкм и  $\Delta T = 0$  К температура пылинок всегда выше температуры парогазового потока, но убывает вдоль оси сопла, что свидетельствует о преобладающем влиянии межфазного теплообмена по сравнению с влиянием тепловыделения при конденсации. При том же радиусе и  $\Delta T = 10$  К на начальной стадии (до  $x \approx 5$  мм) температура растет вследствие тепловыделения при конденсации и подвода тепла от газовой фазы, так как на этой стадии температура пылинок



ниже температуры газовой фазы. На некотором расстоянии от входного сечения пылинки нагреваются до температуры газовой фазы, межфазный тепловой поток меняет знак, и температура пылинок начинает снижаться.

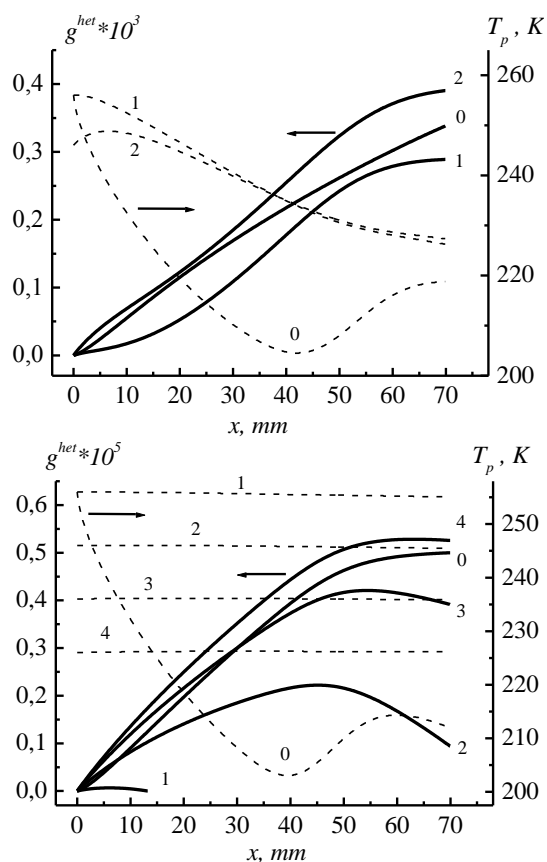


Рис. 1. Изменение массовой доли жидкости на пылинках (сплошные кривые) и температуры пылинок (штриховые кривые) вдоль оси сопла при различных значениях переохлаждения пылинок: 1 – 0 К; 2 – 10 К; 3 – 20 К; 4 – 30 К; 0 – однетемпературное приближение. Размер пылинок 1 мкм (вверху) и 10 мкм (внизу).

Увеличение размера пылинок до 10 мкм приводит к тому, что изменение их температуры вдоль оси сопла становится незначительным по двум причинам: а) увеличение размера частиц при постоянной массовой доле пыли приводит к уменьшению суммарной площади их поверхности; б) удельные величины потоков массы и тепла на поверхности частицы с ростом ее радиуса снижаются в соответствии с (3). Следует отметить, что при определенных условиях возможно испарение жидкости с пылинок (вплоть до отсутствия конденсата на пылинках в выходном сечении сопла).

На рис. 2 показана зависимость массовой доли жидкости в микрокаплях от продольной координаты при разных значениях размера пылинок и их начального переохлаждения. При радиусе пылинок 10 мкм начальное переохлаждение не влияет на параметры конденсационного аэрозоля вследствие крайне низкой интенсивности гетерогенной конденсации: массовая доля жидкости на пылинках даже при переохлаждении 30 К не превышает 0,0005%, поэтому наличие твердых частиц в целом

и конкретные их параметры в частности не влияют на газовую фазу и, как следствие, на процесс гомогенной конденсации. При  $r_p = 1$  мкм количество капель и массовая доля жидкости уменьшаются при увеличении начального переохлаждения пылинок, так как с ростом величины  $\Delta T$  интенсивность гетерогенной конденсации увеличивается, температура газовой фазы снижается медленнее, вследствие этого замедляется рост степени пересыщения, что приводит к снижению скорости нуклеации и скорости роста микрокапель.

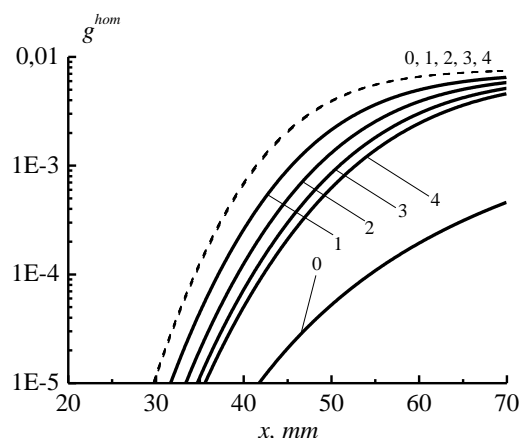


Рис. 2. Изменение массовой доли жидкости в микрокаплях (б) вдоль оси сопла при различных значениях переохлаждения пылинок: 1 – 0 К; 2 – 10 К; 3 – 20 К; 4 – 30 К; 0 – однетемпературная модель. Размер пылинок 1 мкм (сплошные кривые) и 10 мкм (штриховые кривые)

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как и для однетемпературной модели [1], полученные результаты указывают на принципиальную возможность управления процессом гомогенной конденсации путем введения в поток гетерогенных центров конденсации заданной концентрации и размера. При этом в рамках двухтемпературной модели появляется дополнительный параметр, изменение которого позволяет управлять процессом конденсации, а именно начальное переохлаждение пылинок  $\Delta T$ . Качественным отличием новой модели является возможность испарения жидкости с пылинок, в остальном имеется качественное совпадение результатов при заметном количественном различии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект 22-19-00044.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корценштейн Н.М., Ястребов А.К. Объемная конденсация в запыленном парогазовом потоке с учетом распределения пылинок по размерам // Коллоидный журнал, 2016. Т. 78, № 4. С. 444 – 449.
2. Стернин Л.Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение. 1974. 212 с.
3. Pathak H., Wolk J., Strey R., Wyslouzil B. Co-condensation of nonane and D2O in a supersonic nozzle // J. Chem. Phys. 2014. 140, 034304.

## ПРИМЕНЕНИЕ ЛИНЕЙНОГО НАГРЕВА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОРОТКИХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

Вопросы повышения эффективности и увеличения коэффициента теплопередачи коротких низкотемпературных ТТ, предназначенных для охлаждения теплонапряженных конструкций космических аппаратов и спутников с жесткой регламентацией взлетной массы представляет собой большой практический интерес. Применение коротких линейных ТТ оправдано в случае конструктивной невозможности размещения контурных ТТ а также для повышения долговременной устойчивости и надежности систем охлаждения, в которых отсутствуют распределенные подводящие и отводящие линии контурных ТТ.

Для исследования теплового сопротивления  $R_{ТТ}$  и теплоемкости  $C_{ТТ}$ , характеризующих внутренние свойства, были применены короткие ТТ с выполненным в виде сопла, близкого к соплу Лавалю паровым каналом, подробное описание которых было дано ранее [1-2]. Распределение одномерного температурного поля  $t(\bar{z}, \tau)$  для ТТ в вакуумном адиабатическом калориметре применяют для решения стандартного уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial}{\partial \bar{z}} \frac{1}{R_{ТТ}(t)} \frac{\partial t(\bar{z}, \tau)}{\partial \bar{z}} = C_{ТТ}(t) \dot{t}(\bar{z}, \tau), W; \bar{z} = \frac{z}{L_{ТТ}} \quad (1)$$

$$R_{ТТ}(t) = \frac{L_{ТТ}}{\lambda(t)F(\bar{z})_{ev}}, \frac{K}{W}; C_{ТТ}(t) = \rho_{ТТ} c_p(t) L_{ТТ} F(\bar{z}), \frac{J}{K}$$

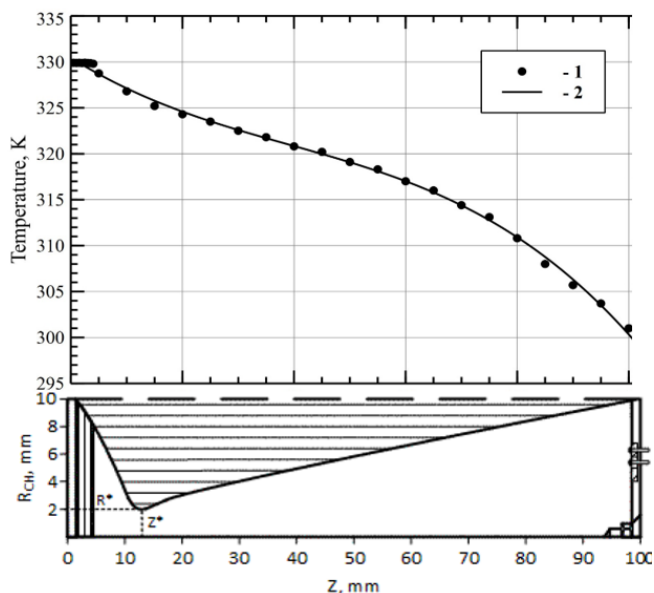
где:  $R_{ТТ}(t)$  – теплопроводность ТТ, K/W;  $C_{ТТ}(t)$  – теплоемкость ТТ, J/K;  $c_p(t)$  – удельная теплоемкость ТТ, J/kg·K;  $\rho_{ТТ}$  – плотность ТТ, kg/m<sup>3</sup>;  $L_{ТТ}$  – длина ТТ, m;  $F(\bar{z})$  – площадь поперечного сечения ТТ, m<sup>2</sup>;  $z$  – координата, m;  $\bar{z} = z/L_{ТТ}$  – безразмерная координата;  $\lambda(t)$  – коэффициент теплопроводности ТТ, W/m·K;  $\dot{t}$  – скорость роста температуры при линейном нагреве, K/s.

Уравнение (1) распространения теплового потока  $q_{ev}(\bar{z}, \tau_k)$  вдоль оси  $z$  может быть разделено и представлено в виде системы двух уравнений [2, 3] для расчета теплоемкости  $C_{ТТk}(t)$  и теплового потока  $q_{ev}(\bar{z}, \tau_k)$ , поступающего в испаритель ТТ, величина которых связана с тепловым сопротивлением  $R_{ТТ}$  и для момента времени  $\tau_k$  может быть представлено в следующем виде:

$$\bar{z} C_{ТТk}(t) \dot{t} + \frac{\partial q(\bar{z}, \tau_k)}{\partial \bar{z}} = 0$$

$$q_{ev}(\bar{z}, \tau_k) = -z \cdot \frac{\frac{\partial \bar{z}}{L_{ТТ}} \frac{\partial t(\bar{z}, \tau)}{\partial \bar{z}}}{R_{ТТ} F(\bar{z})} \quad (2)$$

На рисунке 1 показано температурное поле вертикально ориентированной ТТ при монотонном и линейном во времени нагреве снизу.



**Рисунок 1.** Экспериментальные значения температуры поверхности ТТ вдоль образующей и расчетные значения температуры пара диэтилового эфира внутри образующей парового канала, подобного соплу Лавалю. 1 – черные точки, экспериментальные значения температуры поверхности ТТ  $T_{sur}$  с паровым каналом, выполненным в форме сопла Лавалю, K; 2 – сплошная кривая, расчетные значения температуры  $T$ , K в сопле Лавалю, сформированном паровом канале ТТ. В нижней части показана половина поперечного сечения парового канала вдоль продольной оси Oz.

Используем опытные значения теплового сопротивления  $R_{ТТ}(\delta t)$ , полученные с помощью измерений [4] на проточном калориметре, рисунок 2, представленные в виде полинома седьмой степени:

$$R_{ТТ}(\delta t) = \sum_{i=1}^{n_R} R_{ТТki}(\delta t)^{i-1} = -2.0795621 \cdot 10^{-8}(\delta t)^7 +$$

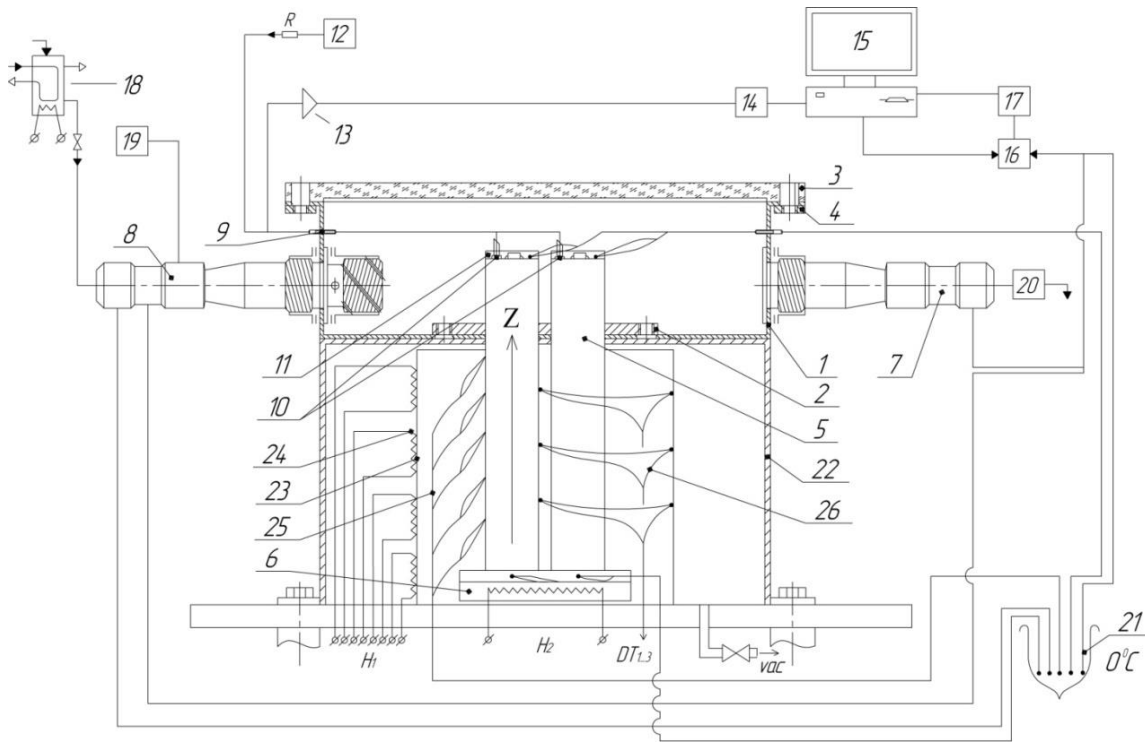
$$1.6029662 \cdot 10^{-6}(\delta t)^6 - 4.9921411 \cdot 10^{-5}(\delta t)^5 +$$

$$8.0489929 \cdot 10^{-4}(\delta t)^4 - 0.0071936 \cdot (\delta t)^3 +$$

$$0.03633406 \cdot (\delta t)^2 - 0.1113127 \cdot \delta t +$$

$$0.2702057. \quad n_R \leq 8 \quad (3)$$

Стандартное отклонение  $\sigma = 0.0024929$ , критерий Фишера  $R^2 = 0.9980243$ .



**Рисунок 2.** Схема проведения измерений коэффициента теплопередачи, пульсационных и тепловых характеристик коротких ТТ в вакуумном адиабатическом калориметре, совмещенном с вихревым проточным калориметром. 1–вихревой проточный калориметр; 2– фланец крепления ТТ; 3–стеклянная крышка; 4–крепление крышки; 5– опорная ТТ; 6–плоский резистивный нагреватель; 7–сливной штуцер калориметра; 8–входной штуцер –завихритель калориметра; 9–герметичный ввод измерительных проводов; 10–емкостные датчики для измерения толщины пленки жидкого конденсата; 11–измерительный и эталонный генераторы, расположен-

ные на верхних торцевых крышках ТТ; 12–внешний цифровой генератор; 13– усилитель мощности; 14–цифровой осциллограф; 15–компьютер; 16–управляемый переключатель; 17–цифровой вольтметр; 18 – сосуд постоянного напора воды; 19 – генератор воздушных пузырьков; 20 – расходомер; 21 – сосуд Дьюара; 22–вакуумная камера; 23 – адиабатическая оболочка; 24 – охранные нагреватели; 25 – дифференциальные термопары для измерения поверхностной температуры ТТ; 26 –дифференциальные термопары адиабатической системы ТТ.

Проведенные измерения толщины пленки конденсата на внутренней поверхности верхней крышки ТТ с использованием емкостных датчиков и разработанных высокочастотных генераторов [1, 4] дают значимые результаты толщины пленки конденсата. Большая толщина пленки (и высокое тепловое сопротивление ТТ) при низком температурном напоре и резкое уменьшение толщины пленки (и значительное снижение теплового сопротивления ТТ) с увеличением температурного напора на испаритель связаны с изменением направления вращения тороидального парового вихря вблизи поверхности конденсации ТТ [1, 5]. Все подробности опытного подтверждения изменения направления вращения парового вихря вблизи плоской поверхности конденсации внутри парового канала ТТ и зависимость толщины пленки конденсата от температурного напора на испаритель приведены в [4].

На рисунке 3 показано температурное поле вертикально ориентированной ТТ при монотонном и линейном во времени нагреве с помощью расположенного снизу капиллярно-пористого испарителя и плоского нагревателя Н2. На рисунке 3 при-

ведены экспериментальные значения температуры наружной поверхности испарителя ТТ с максимальным заполнением диэтиловым эфиром в начале кипения и при увеличенном масштабе. Отчетливо видно слабое падение температуры заполненного кипящим диэтиловым эфиром испарителя ( $\leq 1$  К) и значительно более сильное (резкое) падение температуры паровой фазы диэтилового эфира над испарителем внутри выполненного в виде сопла Лавала парового канала, при этом экспериментальные значения поверхностной температуры ТТ в адиабатической оболочке калориметра близки к расчетным значениям температуры пара [6].

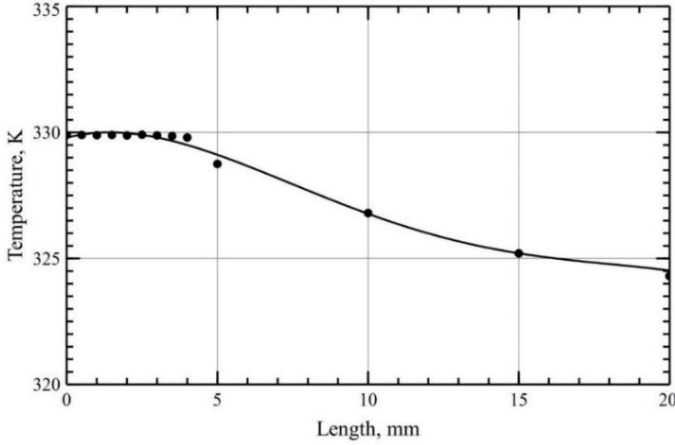
Уравнение тепловой энергии работающего испарителя при монотонном режиме нагрева в приближении малых теплотерь ТТ в адиабатическом калориметре может быть представлено с использованием энтальпии следующим образом:

$$Q_{ev}(\tau) = H_{ev}(\tau) + \sum_{i=1}^{i=2} \mu_i \Phi_{afi} + k_{HP}^{sh} (\bar{T}_{HP} - T_{shel}) \quad (4)$$

и сама величина энтальпии  $H_{ev}(\tau)$  при монотонном режиме нагрева испарителя также может быть

представлена с использованием термодинамического уравнения:

$$H_{ev}(\tau) = G_{vp}(\tau) r(T_B) + G_{vp}(\tau) C_{vp}(T_{ev} - T_{sc}) + G_1(\tau) C_{pl}(T_{ev} - \bar{T}_{fev}) \quad (5)$$



## 2. Математическая модель обратной задачи теплопроводности и ее решение

Математическая постановка обратной задачи восстановления (расчета) теплоемкости испарителя работающей ТТ может быть представлена следующим образом. Пусть имеется вертикально ориентированная ТТ длиной  $L_{TT} = 100$  mm и диаметром 20 mm,  $D_{TT}/L_{TT} = 0.2$ , в вакуумном адиабатическом калориметре, температурное поле внутри ТТ рассматриваем в одномерной осесимметричной постановке:

$$\frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{R_{ev}(\tau)} \frac{\partial t(z, \tau)}{\partial z} \right) = C_{ev}(t) t(z, \tau); \bar{z} = \frac{z}{L_{TT}} \leq 0.035 \quad (6)$$

Потери энергии из-за трения в паровом канале и неабсолютная адиабатичность калориметра приводят к тому, что тепловая мощность  $Q_{ev}$  и  $Q_{cond}$  отличаются друг от друга:

$$(Q_{ev} - Q_{cond}) / Q_{ev} \leq 2.6 \% .$$

И тепловая мощность  $Q_{ev}$  становится функцией безразмерной вертикальной координаты  $\bar{z}$  и времени при монотонном нагреве:

$$Q_{ev} = Q_{ev}(\bar{z}, \tau) \quad (7)$$

Тепловое сопротивление испарителя  $R_{ev}$  (испарительного фрагмента ТТ) является неотъемлемой частью теплового сопротивления  $R_{TT}$  всей ТТ целиком, и величину теплового сопротивления испарителя при кипении (при температурном напоре  $\delta T \geq 11$  K) диэтилового эфира можно оценить, используя результаты эксперимента, представленные на рисунке 4. Учитывая близкие толщины пленок диэтилового эфира в испарителе и поверх-

Близкая к постоянному значению температура  $T_{fev}$  слоя кипящего диэтилового эфира на поверхности испарителя и зависимость от времени толщины слоя определяются с помощью внешних термодпар, контролирующих температуру внешней поверхности ТТ внутри вакуумной камеры.

**Рисунок 3.** Экспериментальные значения температуры поверхности ТТ  $T_{sur}$  с максимально заполненным кипящим диэтиловым эфиром капиллярно-пористым испарителем в увеличенном масштабе.

ности конденсации ТТ при пленочном кипении  $\bar{\delta}_{ev} \sim \bar{\delta}_{cond}$ , тепловое сопротивление испарителя (испарительного фрагмента) составит при этом не более  $R_{ev} \sim 0.02$  K/W.

Значения переменной тепловой мощности  $q_{ev}(\bar{z}, \tau_k)$  на внешней нижней плоской границе ТТ, на верхней границе плоского испарителя внутри парового канала и на верхней плоской границе ТТ равны:

$$q_{ev}(0, \tau_k) = Q_{ev}; q_{ev}(0.035, \tau_k) = Q_{0.035}; q_{ev}(1, \tau_k) = Q_{cond} \quad (8)$$

и уравнение для определения передаваемой тепловой мощности капиллярно-пористым испарителем ТТ на высоте  $z = 0.035 \cdot L_{TT}$  составлено с использованием распределения уменьшающейся температуры поверхности ТТ в адиабатическом калориметре:

$$q_{ev}(\bar{z} = 0.035, \tau_k) = -z \frac{L_{TT}}{R_{TT} F(\bar{z})} \left[ \frac{\partial t(\bar{z}, \tau)}{\partial \bar{z}} \right]_{\bar{z}=0.035} = -0.035 \frac{L_{TT}^2}{R_{TT} F(\bar{z})} \left[ \frac{\partial t(\bar{z}, \tau)}{\partial \bar{z}} \right]_{\bar{z}=0.035} \quad (9)$$

Уменьшающаяся с высотой тепловая мощность испарителя позволяет нам оценить работу ТТ. Для расчета теплоемкости испарителя  $C_{evk}$  в момент времени  $\tau_k$  переменное выделение тепла в объеме испарителя можно рассматривать как внутренний процесс, интенсивность которого проявляет себя как меняющаяся температура внешней поверхности из уравнения (6). Минимальное значение тепловой мощности испарителя, которое было применено во всех расчетах, оценивают по формуле (10):

$$0.035 C_{evk}(t) t = - \left[ \frac{\partial q(\bar{z}, \tau_k)}{\partial \bar{z}} \right]_{\bar{z}=0.035} \quad (10)$$

Решение обратной задачи [3] теплопроводности (ОЗТ) следующего временного шага  $\Delta\tau_k = (\tau_k, \tau_{k+1})$ , соответствующего интервалу возрастания температуры при нагреве  $t_k = (t_k, t_{k+1})$  для расчета теплоемкости капиллярно-пористого испарителя высотой (толщиной)  $0.035 \cdot L_{TT}$ . В начальный момент времени  $\tau_k$  и при начальном значении температуры  $t_k$  следует учитывать, что теплоемкость испарителя ТТ  $C_{evk}(\delta t)$  с начальным значением температурного напора  $\delta t(\bar{z}, \tau_k)$  известна и для упрощения равна нулю, поэтому теплоемкость начиная с настоящего момента и при дальнейшем нагреве может быть представлена в виде полинома с переменной  $(\delta t)$ :

$$C_{evk}(t) = \phi(\xi) \cdot \sum_{i=1}^{n_c} C_{evki}(\delta t)^{i-1}; \quad n_c \leq 10 \quad (11)$$

В итоге мы получаем нелинейное интегральное уравнение для расчета теплоемкости испарителя в момент времени  $\tau_k$ :

$$\int_0^{0.035} \bar{z} C_{evk}(t) t(\bar{z}, \tau_k) d\bar{z} = 0.035 q_{ev}(\bar{z}, \tau_k) \quad (12)$$

Решение уравнения (12) для испарителя с кипящим диэтиловым эфиром было проведено итерационным методом с определением функционала расхождения между левой и правой частями уравнения (12) и его минимизации с помощью метода сопряженных градиентов [2, 6] с известной функцией теплового сопротивления  $R_{TT}(t)$ . Погрешность восстановления теплоемкости испарителя  $C_{evk}(\delta t)$  менее 3.5 %.

$$C_{ev} = \frac{H_{ev}}{t} =$$

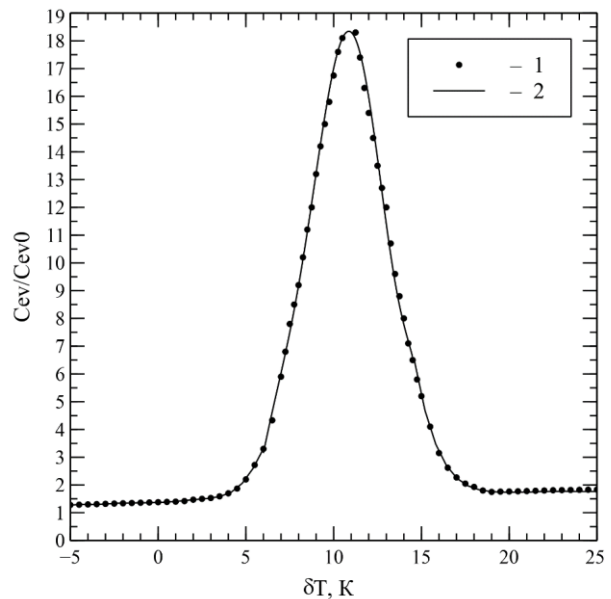
$$\frac{\left( 345 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} + 1.75 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}} \cdot 11\text{K} + 2.34 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}} \cdot 16\text{K} \right) 1.57 \cdot 10^{-4} \frac{\text{kg}}{\text{s}}}{3 \cdot 10^{-3} \text{K/s}} = 21.02 \frac{\text{kJ}}{\text{K}} \quad (13)$$

Полученное значение теплоемкости оценивают следующим образом. Энтальпия испарения работающего испарителя с кипящим диэтиловым эфиром оценивают по уравнению (14), в которое подставлены известные табличные данные [7] для диэтилового эфира и получено выражение для эффективной теплоемкости нагреваемого капиллярно-пористого испарителя ТТ при начале кипения эфира. Отношение теплоемкости испарителя с диэтиловым эфиром к теплоемкости сухого испарителя  $C_{ev} / C_{ev0}$  с учетом теплоемкости резистивного нагревателя  $C_{H2} = 1.2 \text{ kJ/K}$  выглядит следующим образом:

$$\frac{C_{ev}}{C_{ev0}} = \frac{C_{ev0} + H_{ev}/t}{C_{ev0}} = 1 + \frac{H_{ev}/t}{C_{ev0}} = \frac{21.02 + 1.2}{1.2} = 18.5 \quad (14)$$

что очень близко к максимальному численному значению теплоемкости испарителя ТТ, рис. 4. Уравнения (13) и (14) подтверждают соответствие экспериментальных и расчетных теплофизических характеристик диэтилового эфира, находящегося в

испарителе при высоком температурном напоре и кипении эфира.



**Рисунок 4.** Расчетное значение теплоемкости испарителя ТТ  $C_{ev} / C_{ev0}$ :  $C_{ev}$  - теплоемкость насыщенного диэтилового эфира испарителя, Дж/К;  $C_{ev0}$  - теплоемкость испарителя опорной ТТ, заполненного осушенным воздухом, Дж/К. 1-черные точки, значения относительной теплоемкости нижнего фрагмента короткой ТТ (фрагмента испарителя) с выполненным в виде сопла Лавала паровым каналом, полученные путем решения обратной задачи теплопроводности с шагом по температуре  $0.5 \text{ K } \delta t = T_{ev} - T_v$ , при начинающемся процессе кипения диэтилового эфира; 2 - полином десятой степени для сглаживания полученных точек теплоемкости испарителя.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Seryakov A.V.** Computer modeling of the vapour vortex orientation changes in the short low temperature heat pipes // International Journal of Heat and Mass Transfer 2019 v.140. pp. 243-259.
2. **Seryakov A.V., Alekseev And. P.** A Study of the short heat pipes by the monotonic heating method // Journal of Physics: Conference Series 2020, **1683** 022051.
3. Платунов Е.С. Теплофизические измерения в монотонном режиме. Л.: Энергия. 1973.144с.
4. **Seryakov A.V.** Intensification of heat transfer processes in the low temperature short heat pipes with Laval nozzle formed vapour channel//American Journal of Modern Physics 2018 v.7, № 1, pp. 48-61.
5. **Seryakov A.V.** Numerical modeling of the vapour vortex // Journal of the high energy physics, gravitation 2019, N5, pp.218-234
6. **Seryakov A.V., Alekseev A. P.** Investigation of short heat pipes by the method of monotonous heating // III International Conference "Modern problems of Thermophysics and Energy", Moscow NRU MEI 2020 October 19-23, pp. 270-272.
7. Handbook of Physical-Chemical Properties and Environmental Fate for Organic Chemicals. Vol. III. Oxygen containing compounds. D. Mackay, W. Shiu, K. Ma, S. Lee. Taylor and Francis 2006.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНДЕНСАЦИИ ПЕНТАНА НА ОДИНОЧНОМ ЦИЛИНДРЕ МЕТОДОМ VOF

### АННОТАЦИЯ

Представлены результаты численного моделирования процессов конденсации насыщенного пара пентана на гладком горизонтальном цилиндре методом VOF в 2D постановке. С целью анализа устойчивости и точности алгоритма VoF рассмотрены режимы конденсации неподвижного пара, а также режимы опускного течения пара с небольшой скоростью. Выполнено сравнение полученных результатов с известными теоретическими и эмпирической зависимостями.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В энергетике и других областях техники и промышленности наиболее распространенным видом конденсации пара является поверхностная пленочная конденсация. В больших теплообменных системах, состоящих из множества охлаждаемых труб, на которых происходит конденсация пара, интенсивность теплоотдачи на каждой трубке пучка определяется особенностями образования, движения и срыва пленки конденсата. Именно эти процессы во многом определяют величину снижения коэффициента теплоотдачи (КТО) на нижерасположенных трубках из-за их орошения конденсатом с вышерасположенных трубок.

Самым распространенным подходом для расчета таких систем является использование одномерных моделей. В этих моделях течение вокруг каждого ряда трубного пучка осредняется, а для расчета теплоотдачи используются аналитические формулы для КТО или эмпирические зависимости из методик HEI[1], BEAMA[2], ВТИ[3], полученные по результатам испытаний типовых конструкций конденсаторов. Применение подобного подхода может приводить к существенным ошибкам при проектировании оптимальной компоновки трубного пучка.

Существуют различные двух и трехмерные модели, позволяющие получить более детальную информацию об интересующих конструкторов величинах. В их числе:

- модели пористого тела, в которых трубный пучок моделируется пористой средой с эффективными свойствами, а тепловые эффекты

конденсации учитываются в источниковых членах уравнения сохранения энергии;

- модели, предусматривающие детальное моделирование внешнего потока пара и задание в качестве граничных условий на трубках дополнительного термического сопротивления жидкой пленки, оценки которого получены на основе различных решений для одиночной трубки;
- модели, позволяющие рассчитывать не только движение парогазовой смеси в пучке труб, но и образование жидкой пленки на каждой из труб пучка с использованием одномерной модели. Подобная модель реализована, в частности, в CFD-коде ANES [4].

В последнее время начали появляться работы, в которых непосредственно определяется межфазная поверхность «жидкость – пар» при конденсации на охлаждаемой стенке и рассчитываются поля скорости и температуры в жидкой и газовой фазах методом, получившим название «VOF». Такие модели являются пока чрезмерно ресурсоемкими, но могут быть использованы для валидации упрощенных моделей в относительно простой постановке задачи. Следует отметить, что не все алгоритмы VOF с учетом массообмена, предложенные различными авторами, оказываются работоспособными при моделировании конденсации. В данной работе для моделирования процессов конденсации пара пентана на горизонтальном цилиндре с постоянной температурой поверхности использованы алгоритмы метода VOF, предложенные в работе [5]. Полученные результаты сравниваются с аналитическим решением Нуссельта [6] для неподвижного насыщенного пара. В литературе редко встречается численное моделирование конденсации движущегося пара, а тем более определение локальных характеристик процесса. В данной работе представлены результаты расчета методом VOF процесса конденсации на одиночном цилиндре, который обтекается со скоростью 0.5 м/с. Полученные результаты сравниваются с аналитическим решением Шекриладзе [7] и эмпирической зависимостью из работы [8].



## 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В предположении о несжимаемости и постоянстве свойств жидкости и пара система уравнений в VOF-формулировке, учитывающей фазовые переходы, состоит из следующих 4-ех уравнений сохранения:

- уравнения сохранения массы жидкой фазы:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\gamma) + \nabla * (\gamma \mathbf{U}) = S_\gamma,$$

где  $\mathbf{U}$  – вектор скорости двухфазной смеси,  $\gamma$  – объемная доля жидкой фазы,  $S_\gamma = \frac{S_q}{h_{lg} \rho_c}$ ,  $S_q$  – объемный тепловой поток за счет фазового перехода,  $h_{lg}$  – теплота фазового перехода,  $\rho_c$  – плотность жидкой фазы;

- уравнения неразрывности двухфазной смеси:

$$\nabla \mathbf{U} = S_V,$$

где  $S_V = \frac{S_q}{h_{lg}} \left( \frac{1}{\rho_c} - \frac{1}{\rho_v} \right)$ ;

- уравнения сохранения импульса смеси:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{U}) + \nabla * (\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) - \nabla * (\mu \nabla \mathbf{U}) = -\nabla p_{\rho gh} - \mathbf{g} * \mathbf{x} \nabla \rho + \mathbf{F}_\sigma,$$

где  $\rho = \rho_c \gamma + \rho_v(1 - \gamma)$  – плотность смеси,  $\mu = \mu_c \gamma + \mu_v(1 - \gamma)$  – динамическая вязкость смеси,  $p_{\rho gh} = p - \rho gh$  – статическое давление за вычетом локального гидростатического столба,  $\mathbf{g}$  – ускорение свободного падения,  $\mathbf{F}_\sigma = \sigma \nabla * \left( \frac{\nabla \gamma}{|\nabla \gamma|} \right) \nabla \gamma$  – массовая сила, связанная с поверхностным натяжением на фазовой границе;

- уравнения сохранения энергии смеси:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_p T) + \nabla * (\rho \mathbf{U} c_p T) - \nabla * (\lambda \nabla T) = S_q,$$

где  $c_p = (\rho c_p)_c \gamma + (\rho c_p)_v(1 - \gamma)$  – изобарная теплоемкость смеси,  $\lambda = \lambda_c \gamma + \lambda_v(1 - \gamma)$  – коэффициент теплопроводности смеси. Индексами «с» и «v» обозначены свойства жидкости и пара.

В VOF-моделях для расчета конденсации одной из основных проблем является определение источника  $S_q$ , для моделирования которого предложены различные подходы. Краткая характеристика некоторых из них приводится ниже.

В работе Voller [9] рассматривались задачи плавления и затвердевания неподвижной среды. Для расчета объемной доли жидкой фазы была предложена итерационная процедура на основе дискретной формы уравнения энергии и условия равенства температуры температуре плавления в

контрольном объеме (КО) с объемной долей жидкой фазы, отличной от 0 и 1.

В модели Lee [10] источниковый член в уравнении энергии включает настраиваемую константу и разность температур насыщения и текущей температуры в КО. Если эту константу подобрать достаточно большой, то решение уравнения энергии должно приводить к равенству температуры температуре насыщения ( $T_{sat}$ ) в тех КО, для которых  $0 < \gamma < 1$ .

Выражении для  $S_q$  авторов [11] содержит функцию параметров жидкой и газовой фаз. Вводятся следующие ограничения на значения теплового источника: 1) в КО может сконденсироваться только то количество пара, которое в данный момент находится в этом КО; 2) скорость возникновения конденсата в КО ограничивается параметром, по смыслу похожим на число Куранта. Сам источник имеет вид дискретного аналога нестационарного члена в уравнении сохранения энергии.

В данной работе для моделирования использовался VOF-алгоритм Kleiner et al. [5], реализованный в CFD-коде OpenFOAM. Авторы [5] утверждают, что алгоритм Rattner [11] неустойчив и предлагают итерационную процедуру, аналогичную алгоритму Voller [9], а также ограничение на максимально возможное количество жидкой фазы, которое может появиться в КО. В результате на каждой итерации проводится решение уравнения сохранения энергии с источниковым членом в виде:

$$S_q^{j+1} = \begin{cases} \left( S_q^j + \frac{\rho c_p (T_{sat} - T^j)}{\Delta t} \right) \cdot (1 - \gamma), & T^j \leq T_{sat} \\ \left( S_q^j + \frac{\rho c_p (T_{sat} - T^j)}{\Delta t} \right) \cdot \gamma, & T^j > T_{sat} \end{cases},$$

где  $\Delta t$  – шаг по времени.

Итерации продолжаются до тех пор, пока не будет превышено их установленное максимальное количество или пока источниковые члены  $S_q$  для «двухфазных» КО не перестают изменяться.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Схема расчетной области (РО) изображена на рис. 1 и представляет собой прямоугольник содержащий в центре цилиндр. Диаметр цилиндра  $D = 19.05$  мм, расстояние между левой и правой стенками  $S = 4D/3$  и вертикальный размер РО равен 75.4 мм. Рабочей жидкостью во всех режимах является пентан с постоянными свойствами паровой и конденсированной фаз, представленными в табл. 1.

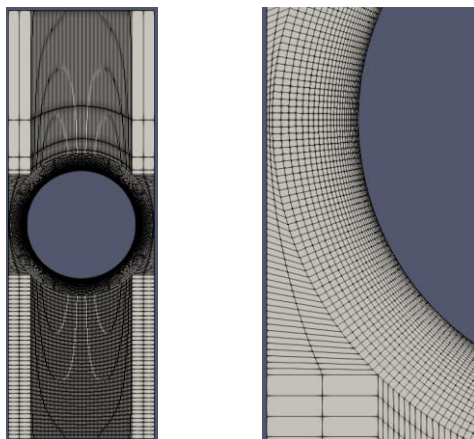


Рис. 1. Схема расчетной области и используемая расчетная сетка возле цилиндра

Для решения системы уравнений сохранения необходимы начальные и граничные условия. На верхней границе задавалась температура, равная температуре насыщения, атмосферное давление, нормальная к границе составляющая скорости пара и отсутствие жидкой фазы. На левой и правой границах ставились периодические граничные условия. На нижней границе задавались выходные граничные условия, на поверхности цилиндра - условия прилипания и непроницаемости, постоянная температура ( $T_c$ ) и значение градиента объемной доли жидкой фазы равно нулю с дополнительной стабилизацией в случае резкого отрыва жидкой фазы от стенки. Для объемной доли жидкой фазы стенка считалась непроницаемой. В режимах конденсации неподвижного пара пентана в начальный момент времени вся РО заполнена покоящимся паром с температурой насыщения  $T_{sat}=309.15$  К. Для режима с заданной скоростью пара в качестве начальных условий использовались поля на последнем шаге расчета конденсации условно неподвижного пара

Были проведены расчеты с различными температурами поверхности цилиндра и перепадами температур  $\Delta T = (T_{sat} - T_c)$  от 5 до 300 К, при этом переменность свойства пентана при изменении режимов не учитывалась, т.е. рассматривались модельные перепады температур. В результате расчетов были получены поля объемной доли жидкой фазы (рис. 2), поля скоростей, давлений и температур, по которым определялись плотности тепловых потоков на поверхности цилиндра.

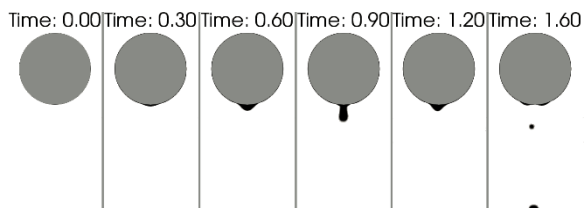


Рис. 2. Образование и отрыв капли, режим с  $T_c=280$  К

На рис. 3 для нескольких режимов представлено изменение во времени КТО, построенного по средней плотности теплового потока на поверхности цилиндра ( $\bar{\alpha}$ ). На рисунке видно, что рассчитанные КТО выходят на квазистационарные значения.

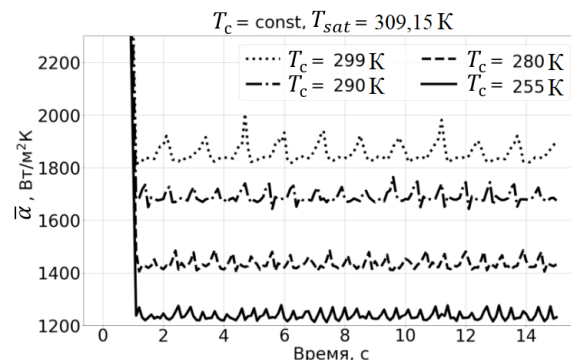


Рис. 3. Изменение среднего по поверхности коэффициента теплоотдачи во времени для различных режимов

Осредняя по времени значения  $\bar{\alpha}$  после их выхода на квазистационарные значения, можно получить средний по времени КТО на цилиндре ( $\langle \bar{\alpha} \rangle$ ). Эти значения были определены для каждого режима, и на рис. 4 было проведено их сравнение с аналитическим решением Нуссельта ( $\alpha_{Nu}$ ) [6]. Как видно, при относительно малых значениях  $\Delta T$  наблюдается хорошее совпадение с теорией ( $(\langle \bar{\alpha} \rangle - \alpha_{Nu})/\alpha_{Nu} < 5\%$ ). При больших перепадах относительная погрешность достигает 15%. Это можно объяснить тем, что при увеличении интенсивности процесса конденсации увеличивается скорость пара, подсосываемого к цилиндру, что не учитывается в теории Нуссельта. В реальных условиях пар можно считать лишь условно неподвижным.

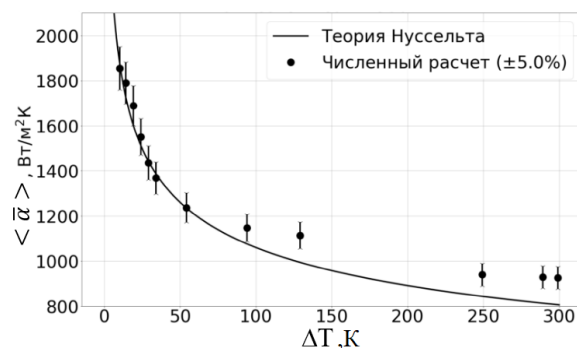


Рис. 4. Сравнение теоретических значений КТО с осредненными по времени и поверхности КТО, полученными в численных расчетах

Для режима  $\Delta T=299,15$  К были проведены расчеты с измененными граничными условиями, а именно на верхней границе задавалась вертикальная компонента скорости  $U_0=0,5$  м/с (рис. 5).

Таблица 1. Свойства пентана в жидком и газообразном состоянии при температуре насыщения 309,15 К

	$\rho, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$\nu, \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$	$\lambda, \frac{\text{Вт}}{\text{м К}}$	$c_p, \frac{\text{Дж}}{\text{кг К}}$	$T_{\text{sat}}, \text{К}$	$h_{lg}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$	$\sigma, \frac{\text{Н}}{\text{м}}$
Жидкость	609	$3,255 \cdot 10^{-7}$	0,110	2318	309,15	355230	0,014
Пар	2,95	$2,476 \cdot 10^{-6}$	0,016	1769,5			

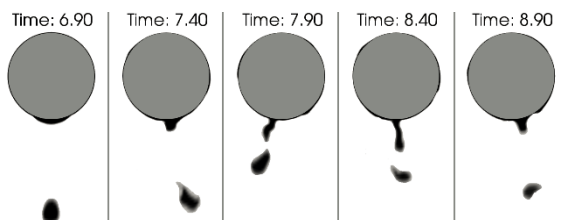


Рис. 5. Динамика срыва капель при конденсации движущегося пара

На первом этапе верифицирования алгоритма VOF скорость пара была умышленно выбрана небольшой, чтобы избежать значительного уменьшения шага по времени. В дальнейшем планируется исследовать режимы при существенно больших скоростях. Результаты изменения  $\bar{\alpha}$  во времени представлены на рис. 6.

$\Delta T = 299,15 \text{ К}$

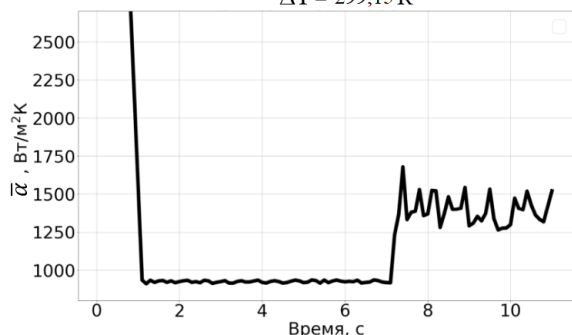


Рис. 6. Изменение среднего коэффициента теплоотдачи во времени при конденсации движущегося пара

По результатам численного моделирования задание вынужденной скорости пара на входе в РО увеличивает значение  $\langle \bar{\alpha} \rangle$  в 1,5 раза. Теоретическая зависимость Шекриладзе [7] предсказывает увеличение в 1,3 раза, а формула, полученная на основе экспериментов ВТИ [8] - на 16%. Это рассогласование указывает на необходимость проведения дополнительных исследований.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием CFD кода OpenFOAM проведено численное моделирование методом VOF процессов конденсации на горизонтальном цилиндре неподвижного и движущегося с небольшой скоростью пара пентана. Результаты расчетов для условно неподвижного пара хорошо согласуются с аналитическим решением Нуссельта. Используемый алгоритм VOF оказался устойчивым и при задании небольшой скорости вынужденного опускного течения пара, хотя

полученные значения коэффициента теплоотдачи оказались несколько выше значений, рассчитанных с использованием зависимостей, рекомендованных в работах [7,8]. Полученные результаты дают основания для дальнейших детальных исследований выбранного алгоритма VOF.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №22-29-01457, <https://rscf.ru/project/22-29-01457/>.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **НБ**, Standards for Steam Surface Condensers, 7th ed., Heat Exchanger Institute, New York, 1978.
2. **ВЕАМА**, Recommended Practice for the Design of Surface Type Steam Condensing Plant, Publication No. 222, British Electrical and Allied Manufacturers Association, London, 1967.
3. **ВТИ**, Руководящие указания по тепловому расчету поверхностных конденсаторов мощных турбин тепловых и атомных электростанций, СПО Союзтехэнерго, Москва, 1982.
4. **Код ANES** [Электронный ресурс]. URL: <http://anes.ch12655.tnweb.ru/> (дата обращения 11.03.2022).
5. **Kleiner T., Rehfeldt S., Klein H.** CFD model and simulation of pure substance condensation on horizontal tubes using the volume of fluid method, International Journal of Heat and Mass Transfer 138, 420–431, 2019.
6. **Ягов В.В.** Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях: учебное пособие для вузов, М.: Издательский дом МЭИ, 2014. – 542 с.: ил.
7. **Шекриладзе И.Г.** К вопросу анализа процессов ламинарной пленочной конденсации движущегося пара // ИФЖ. 1977. Т. 32, № 2. С. 221-225.
8. **Берман Л.Д., Туманов Ю.А.** Исследование теплоотдачи при конденсации движущегося пара на горизонтальной трубе, “Теплоэнергетика”, 1962, №10, с. 77-83.
9. **Voller V.R.** An overview of numerical methods for solving phase change problems, Adv. Numer. Heat Transf. 1 (9) (1996) 341–380.
10. **Lee Wen** A pressure iteration scheme for two-phase flow modeling, Multiphase Transport: Fundamentals, Reactor Safety, Applications, 1980, pp. 407–431.
11. **Rattner A.S., Garimella, S.** 2014. Simple mechanistically consistent formulation for volume-of-fluid based computations of condensing flows. Journal of Heat Transfer 136 (7): 71501-1–9. DOI: 10.1115/1.4026808.

В.Ю. Левашов<sup>1</sup>, В.В. Жаховский<sup>2</sup>, А.П. Крюков<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт механики МГУ, 119192, Москва, Мичуринский пр., 1

<sup>2</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, 127055, Москва, Сушевская 22

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250, Москва, Красноказарменная, 14

## МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ КОНДЕНСАЦИИ НАСЫЩЕННОГО ПАРА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы конденсации реализуются во многих природных явлениях [1] и широко используются в различных современных технологиях [2, 3].

Традиционно при определении интенсивности конденсации, а также макропараметров в исследуемой области применяется квазиравновесная схема, в которой считается, что температура пара равна температуре поверхности, а его давление – давлению насыщения при этой температуре. Однако с увеличением интенсивности процесса возрастает роль неравновесных эффектов и, как следствие, исследование процессов переноса требует применения методов, позволяющих осуществлять расчет макропараметров с учетом как межмолекулярных столкновений, так и столкновений с поверхностью конденсированной фазы [4]. Помимо это возможны условия при которых фазовые переходы могут реализовываться не только на ограничивающих исследуемую область поверхностях, но и в объеме. Так, например, эксперименты по исследованию интенсивного испарения с поверхности [5] показали, что пар, движущийся от межфазной границы, является пересыщенным и, как следствие, возможен процесс объемной конденсации.

В настоящей работе представлены результаты исследования процесса сверхзвуковой конденсации потока пара на холодной поверхности, полученные с помощью методов молекулярно-динамического моделирования, позволяющего учитывать фазовые переходы как в объеме паровой области, так и на межфазной поверхности.

### 2. КОНДЕНСАЦИЯ ИЗ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОГО ПРОСТРАНСТВА

#### 2.1. Постановка задачи

Схема задачи о конденсации пара, натекающего на охлаждаемую поверхность, представлена на рис. 1. Жидкая (или твердая) фаза расположена на левой стороне области моделирования – помечена на рисунке серым прямоугольником. Температура поверхности жидкости обозначена на рисунке  $T_s$ . Пар поступает в расчетную область с заданной массовой скоростью, давлением и температурой (обозначены на рисунке  $u_{ex}$ ,  $P_{ex}$  и  $T_{ex}$  соответственно) с правой стороны. Необходимо определить возможные условия для конденсации и величину

плотности потока массы, обозначенную буквой  $j$  на рисунке 1, а также макропараметры пара в каждой точке расчетной области.

При молекулярно динамическом моделировании конденсированной фазы и пара рассматривалась система аргон-подобных атомов, взаимодействующих посредством сглаженного потенциала Леннард-Джонса [6]. Моделирование осуществлялось аналогично тому, как описано в [7]. Для установления стационарного течения пара, а также поддержания постоянных параметров конденсированной фазы и поступающего в исследуемую область пара использовалась процедура, описанная в [7].



Рис. 1. Схема задачи о конденсации пара

Применение методов молекулярно-кинетической теории к исследованию задачи о конденсации пара на плоской поверхности путем использования уравнения Больцмана и его моделей показало, что стационарное решение может быть реализовано только при определенном наборе параметров, соответствующих либо сверхзвуковому, либо дозвуковому режимам конденсации. При этом, для дозвуковых скоростей движения пара это решение единственное, а при сверхзвуковых режимах течения возможно единственное для данного набора параметров решение со структурой в виде стационарной ударной волны [4].

#### 2.2. Результаты

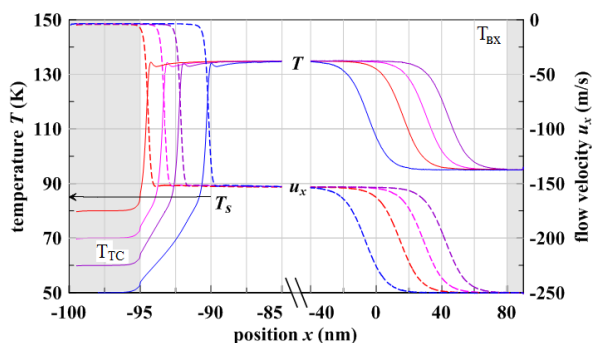
Результаты молекулярно-динамического моделирования задачи о сверхзвуковой конденсации для случая  $T_{вх}=95K$ ,  $M=1.4$  и различных температур конденсата, поддерживаемых в левом термостате (твердая фаза при фиксированных  $T_{ТС}=50,60,70K$  и жидкая фаза при  $T_{ТС}=80K$ ) представлены на рисунках 2 и 3.

Полученные профили течения подтверждают предыдущие выводы молекулярно-кинетической теории о возможности формирования стационарного ударного фронта перед конденсированной поверхностью. Необходимо отметить, что положения

ударных фронтов на установившихся профилях, показанных на рисунке, произвольны и определяются только целевым числом атомов, которое алгоритм поддерживает в системе. Это число атомов подбирается таким образом, чтобы положение ударного волнового фронта находилось в центральной части расчетной области.

Из рис. 2 и 3 хорошо видно, что в стационарном режиме конденсации параметры ударно сжатого газа не зависят от температуры левого термостата –  $T_{TC}$ , и соответствуют условиям Ренкина-Гююнио.

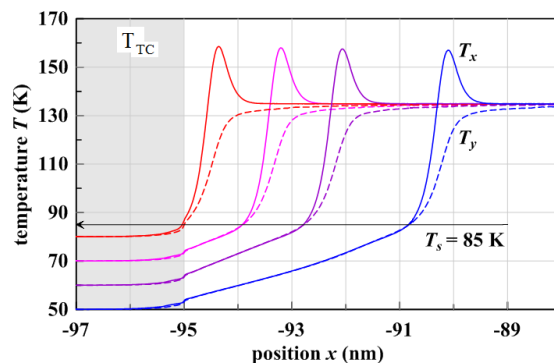
Как видно из рис. 3, изменение  $T_{TC}$  приводит лишь к изменению размера слоя конденсированной фазы вне термостата, в которой температура возрастает от  $T_{TC}$  до температуры межфазной поверхности  $T_s$ , определяемой по месту расщепления продольной и поперечной температур [7], как показано на рис. 3. При этом  $T_s = 85\text{K}$  для всех рассмотренных  $T_{TC}$ . Для температуры левого термостата равной 50К (результаты обозначены на рис. 2 и 3 синей линией) расстояние от поверхности жидкости до области действия термостата составляет примерно 4 нм (от -91 нм до -95 нм). В то же время для случая, когда температура термостата равна 80К (красная линия на рисунках), толщина этого слоя приближается к нулю.



**Рис. 2.** Профили температуры и скорости потока между выводной и входной областями, обозначенными на рисунке серым цветом, с фиксированными  $T_{BX}$  и  $u_{BX}$  для входящего потока пара. При всех  $T_{TC} = 50, 60, 70, 80\text{K}$  возникают стоячие ударные волны одинаковой амплитуды.

Интересно отметить, что в стационарном режиме конденсации параметры ударно сжатого газа не зависят от температуры левого термостата –  $T_{TC}$ , а амплитуда ударной волны и параметры ее стационарного профиля соответствуют условиям Ренкина-Гююнио.

Таким образом, ударный фронт разделяет поток пара на сверхзвуковую и дозвуковую зоны, а конденсация сжатого пара происходит в дозвуковом режиме.



**Рис. 3.** Профили продольной и поперечной температуры в ударно-сжатом паре вблизи поверхности конденсации с  $T_s$  справа от охлаждающего термостата с  $T_{TC}$  (серая область на рисунке). Параметры течения аналогичны рисунку 2.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследования процесса интенсивной конденсации аргона, полученные методами молекулярно динамического моделирования. Результаты моделирования подтверждают выводы кинетической теории газов о существовании режимов течения со структурой в виде стационарной ударной волны для сверхзвуковых скоростей движения пара. Показано, что в стационарном режиме конденсации параметры ударно сжатого газа не зависят от температуры левого термостата, а амплитуда ударной волны и параметры стационарного профиля ударно-сжатого газа соответствуют условиям Ренкина-Гююнио.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект №22-19-00044.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ивлев Л.С., Довгалюк Ю.А.** Физика атмосферных аэрозольных систем. СПб.: НИИХ СПбГУ, 1999.
2. **Исаченко В. П.** Теплообмен при конденсации. М.: Энергия, 1977.
3. **Hugh O. Pierson.** Handbook of Chemical Vapor Deposition, 1999.
4. **Крюков А.П., Левашов В.Ю., Жаховский В.В., Анисимов С.И.** Тепло и массоперенос на межфазных поверхностях конденсат-пар // УФН. 2021. Т. 191. С. 113-146.
5. **С.И. Анисимов, Я.А. Имас, Г.С. Романов, Ю.В. Ходыко** Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
6. **Zhakhovskii V. V., Zybin S. V., Nishihara K., Anisimov S. I.** Shock Wave Structure in Lennard-Jones Crystal via Molecular Dynamics // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1175
7. **Zhakhovsky V.V., Kryukov A.P., Levashov V.Yu., Shishkova I.N., Anisimov S.I.** Mass and heat transfer between evaporation and condensation surfaces: Atomistic simulation and solution of Boltzmann kinetic equation // Proceedings of the National Academy of Sciences. 2018. V. 116. N. 37. P. 18209-18217



Е.М. Старинская<sup>1</sup>, Н.Б. Мисъкив<sup>1,2</sup>, В.В. Терехов<sup>1</sup>, Ю.П. Ли<sup>3</sup>, М.К. Лей<sup>3</sup>,

О. Рыбдылова<sup>4</sup>, С.С. Сажин<sup>4</sup>, С.В. Старинский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт Теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет,  
630073, Новосибирск, ул. Пирогова 2

<sup>3</sup>School of Materials Science and Engineering, Dalian University of Technology, 116024, Dalian, China

<sup>4</sup>Advanced Engineering Centre, University of Brighton, Brighton BN2 4GJ, UK

## ОСОБЕННОСТИ ИСПАРИЕНИЯ КАПЕЛЬ НАНОЖИДКОСТЕЙ НА БИФИЛЬНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Испарение капель с твердых поверхностей является важным фундаментальным процессом, используемым в различных приложениях, включая охлаждение поверхностей за счет фазового перехода, контролируемое нанесение самоорганизующихся поверхностных покрытий и многие другие [1]. Исследования такого рода важны как фундаментальная основа для развития методов осаждения наночастиц на твердые поверхности за счет испарения капель коллоидных растворов и могут быть использованы в качестве рекомендательной базы при решении различных задач в широком круге технологических приложений [2].

Влияние ориентации капли на организацию наночастиц в испаряющихся каплях наножидкости важно для практических приложений. Так осадок наночастиц в форме «кофейного кольца», возникающий в результате испарения неподвижной капли наножидкости, получил много внимания в литературе [3]. Однако совместная задача о влиянии гравитационных сил, смачиваемости поверхности и не сферичности капель на эффективность испарения еще больше затрудняет понимание процессов осаждения [4].

В настоящей работе проведена серия экспериментов по изучению скорости испарения сидячей и подвешенной капель наножидкости SiO<sub>2</sub> массовой концентрацией 0,1 wt. %. Исследованы основные геометрические характеристики и динамика температуры испаряющейся капли с бифильной поверхности в зависимости от ее ориентации в пространстве.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

#### 2.1. Подготовка бифильной поверхности

Для подготовки подложек использовалась комбинация лазерной обработки и метода HW CVD для последующей функционализации фторполимерным покрытием [5], [6]. Для фиксации капли на подложке ее поверхность дополнительно облучалась импульсами лазера, для локального уноса фторполимерной пленки с пятна диаметром ~0.2 мм без нанесения ущерба подложке. Таким образом, на поверхности были организованы «посадоч-

ные места» для капель (рис. 1). Данный материал позволяет проводить эксперименты по изучению тепло- и массообменных процессов, возникающих при испарении капель, варьируя ориентацию капли относительно гравитационных сил, при этом удерживая каплю на посадочном месте.

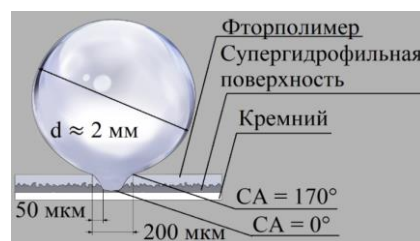


Рис. 1. Схема посадочного места.

#### 2.2. Экспериментальный стенд

Экспериментальный стенд, представленный на рис. 2, состоит из медной пластины 7, на которой крепится подложка 6 с исследуемой каплей жидкости 5. При помощи поворотного механизма 8 можно исследовать процесс испарения капель под любым углом к горизонту. В ходе эксперимента регистрировались параметры внешней среды (4). Подложка крепилась к медной поверхности с помощью термопасты, далее устанавливался необходимый угол, и капля «садилась» в посадочное место. Условия вокруг капли измерялись термоанемометром для обеспечения контроля влажности и температуры окружающей среды. Процесс испарения фиксировался тепловизионной камерой Thermo Tracer (1), фотоаппаратом Nikon D5300 (2) и цифровым микроскопом Digi Scope II v3 (3).

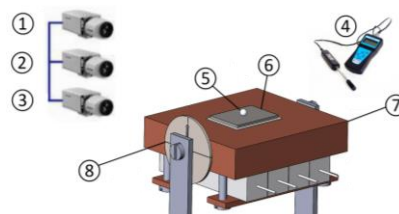


Рис. 2. Схема экспериментальной установки. 1 – тепловизионная камера, 2 – камера для фиксирования размеров капли, 3 – цифровой микроскоп, 4 – термоанемометр, 5 – исследуемая капля жидкости, 6 – подложка с посадочным местом, 7 – медная пластина, 8 – поворотный механизм.



### 2.3. Подготовка наножидкости

Для приготовления наножидкости использовались наночастицы сферической формы со средним диаметром 12 нм (AEROSIL 200). В качестве базовой жидкости использовалась дистиллированная вода, в которую добавлялись наночастицы SiO<sub>2</sub>. Наножидкость получена путем смешения двух компонент. Для получения стабильной гомогенной смеси с минимальной степенью агломерации частиц применялась обработка ультразвуком.

### 3. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Как известно, испарение капель на гидрофобной поверхности происходит в три этапа: на первом этапе испарения угол контакта уменьшается, а радиус и площадь контакта остаются постоянными; на втором этапе радиус поверхности контакта капли уменьшается, а контактный угол остается постоянным; третий этап - смешанный, где и контактный угол, и площадь контакта изменяются. Испарение капель на бифильных поверхностях происходит совершенно иначе (рис. 3): контактный угол практически не изменяется протяжении всего испарения. Контактный угол определяется как угол между твердой поверхностью и касательной в точке соприкосновения фаз.

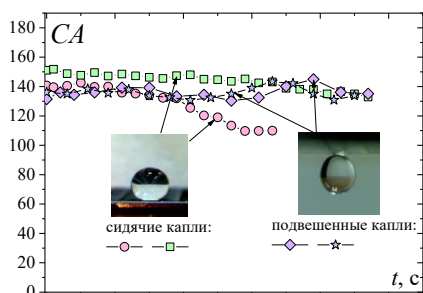


Рис. 3. Изменение контактного угла капли наножидкости. Начальные условия:  $T_g = 28,7$  °C,  $\varphi = 28,4$  %

В результате проведенного исследования было обнаружено, что динамика процесса испарения подвешенных и сидячих капель принципиально различна. Подвешенная капля имеет более высокую температуру, как показано на рис. 4.

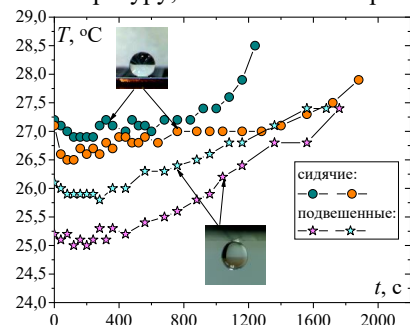


Рис. 4. Изменение температуры капли наножидкости. Начальные условия:  $T_g = 28,7$  °C,  $\varphi = 28,4$  %.

Область линии контакта имеет самую высокую межфазную температуру и, следовательно, самое высокое локальное давление насыщенного пара. В результате локальный поток испарения вдоль границы раздела максимален на линии контакта. В

случае подвешенной капли этот поток задерживается вблизи контактной линии и тем самым уменьшает скорость испарения.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данной работы были изготовлены уникальные бифильные подложки, обладающие резким пространственным градиентом контактного угла смачивания. Данный материал позволяет проводить эксперименты по изучению тепло- и массообменных процессов, возникающих при испарении капель, варьируя ориентацию капли относительно гравитационных сил. В результате проведенных исследований получены данные о теплопереносе и динамике контактного угла капли. Обнаружено, что подвешенные капли наножидкости имеют более высокую температуру и скорость испарения по сравнению с сидячими каплями такой же жидкости.

### БЛАГОДАРНОСТЬ

Изготовление бифильных поверхностей выполнено при финансовой поддержке РФФИ грант № 21-52-53025 ГФЕН\_а. Работа по исследованию процесса испарения капли выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (мегагрант № 075-15-2021-575). Работа по изготовлению и анализу наножидкостей выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pan Z., Dash S., Weibel J.A., Garimella S.V. Assessment of water droplet evaporation mechanisms on hydrophobic and superhydrophobic substrates // *Langmuir*. 2013. № 51(29). С. 15831–15841.
2. Lin X.M., Jaeger H.M., Sorensen C.M., Klabunde K.J. Formation of long-range-ordered nanocrystal superlattices on silicon nitride substrates // *Journal of Physical Chemistry B*. 2001. № 17(105). С. 3353–3357.
3. Hampton M.A., Nguyen T.A.H., Nguyen A. V., Xu Z.P., Huang L., Rudolph V. Influence of surface orientation on the organization of nanoparticles in drying nanofluid droplets // *Journal of Colloid and Interface Science*. 2012. № 1(377). С. 456–462.
4. Bigioni T.P., Lin X.M., Nguyen T.T., Corwin E.I., Witten T.A., Jaeger H.M. Kinetically driven self assembly of highly ordered nanoparticle monolayers // *Nature Materials*. 2006. № 4(5). С. 265–270.
5. Starinskiy S.V., Rodionov A.A., Shukhov Y.G., Safonov A.I., Maximovskiy E.A., Sulyaeva V.S., Bulgakov A. V. Formation of periodic superhydrophilic microstructures by infrared nanosecond laser processing of single-crystal silicon // *Applied Surface Science*. 2020. (512). С. 145753.
6. Starinskiy S.V., Bulgakov A.V., Gatapova E.Y., Shukhov Y.G., Sulyaeva V.S., Timoshenko N.I., Safonov A.I. Transition from superhydrophilic to superhydrophobic of silicon wafer by a combination of laser treatment and fluoropolymer deposition // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2018. (51). С. 255307.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КОНДЕНСАЦИИ ПРИ ОБТЕКАНИИ ТРУБЫ ГОРИЗОНТАЛЬНЫМ ПОТОКОМ НАСЫЩЕННОГО ПАРА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Конденсация пара, движущегося сверху вниз, на поверхности горизонтальной трубы является классической задачей [1, 2]. Экспериментальные и расчетные результаты для данной постановки часто служат основой для построения инженерных методик (например, [3, 4]) расчета конденсаторов различной компоновки. Однако в реальности картина течения в пучках труб может существенно отличаться от упомянутой модельной постановки, в частности пар может двигаться преимущественно горизонтально или под некоторым углом к вертикали. К сожалению, детальные экспериментальные исследования локальных характеристик процесса конденсации при направлениях вектора скорости пара, отличных от вертикального, практически отсутствуют даже для одиночной трубы.

Исследования [5, 6] являются одними из немногих работ, в которых получены локальные данные о характеристиках конденсации на горизонтальной трубе при бокового обдуве паром. Измерения выполнены при давлениях пара от 0.22 до 0.7 бар и скорости от 5 до 64 м/с. Отличительная особенность полученных данных состоит в том, что при чрезвычайно высоких значениях динамического напора ( $\Pi = \rho_v U_0^2 / 2$  до 250–300 Па,  $\rho_v$ ,  $U_0$  – плотность и скорость пара) интенсификация теплообмена по сравнению с решением Нуссельта для неподвижного пара практически отсутствует. Следует отметить, что распределения температуры стенки, полученные в экспериментах, крайне неоднородны, поэтому используемое авторами [5, 6] определение коэффициента теплоотдачи  $\alpha = \langle Q \rangle / (T_{sat} - \langle T_w \rangle)$  приводит к значениям, существенно отличным от значений, рассчитанных по толщине пленки  $\alpha' = \langle \lambda / \delta_f \rangle$ , причем различие возрастает с ростом скорости пара. Знак  $\langle \dots \rangle$  означает осреднение по поверхности цилиндра,  $T_{sat}$  – температура насыщения,  $T_w$  – температура стенки,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $\delta_f$  – локальная толщина пленки.

В настоящей работе представлены результаты расчета процесса конденсации пара на поверхности горизонтальной трубы для условий, близких к условиям экспериментов [5, 6]. Расчет выполнен с использованием ранее разработанной математической модели [7].

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Схематично расчетная область представлена на рис. 1.

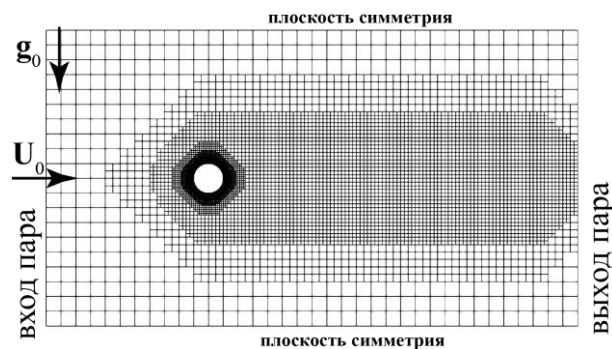


Рис. 1. Схема расчетной области

Нестационарное течение сухого насыщенного пара описывается системой двумерных уравнений Навье–Стокса (UNS) для ламинарного режима течения или осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (URANS) для турбулентного режима течения, дополненных уравнением сохранения массы пара. Пленка конденсата моделируется с помощью одномерных уравнений сохранения массы и импульса жидкой фазы. Считается, что внешние поверхности трубы и жидкой пленки совпадают, и их отличие не учитывается при моделировании движения внешнего потока пара. Для расчета турбулентных характеристик используется двухпараметрическая SST модель с универсальными пристеночными функциями Ментера [8]. Турбулентное число Прандтля принимается равным единице. Температура внешней поверхности жидкой пленки полагается равной температуре насыщения при заданном давлении. Более подробное описание CFD-модели, используемой в настоящей работе, представлено в работе [7]. Исходная модель не описывает срыв капель с поверхности пленки. Для учета этого эффекта был использован упрощенный подход, в котором при достижении толщины пленки некоторого заранее заданного значения включался источник, моделировавший унос конденсата. Температура истинной внешней поверхности труб определялась путем итерационного решения одномерного (по угловой координате) уравнения теплопроводности для температуры стенки. Это уравнение содержало источниковые члены, моделирующие теплоотдачу к пленке жидкости и охлаждающей воде.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В [5, 6] информация о параметрах (расход, температура) охлаждающей воды, к сожалению, отсутствует. Поэтому в расчетах на внутренней поверхности трубы задавались экспериментальные значения средней плотности теплового потока. Моделировались режимы при перепаде температур  $T_{sat} - T_w$  от 15.3 до 18.6 К, давлении 0.22 бар и скорости пара – 29.9 м/с, 43.7 м/с и 64.0 м/с.

Сравнение результатов расчета осредненных по времени и угловой координате коэффициентов теплоотдачи с экспериментальными данными [5, 6] представлено на рис. 2. Следует отметить, что экспериментальные данные имеют крайне немонокотную зависимость от скорости, что хорошо заметно на рисунке. Для каждого режима были проведены две серии расчетов, отличающиеся исходными уравнениями, используемыми для моделирования внешнего потока – UNS и URANS.

Результаты расчетов оказались чувствительными к выбору шага по времени, т.е. по существу к выбору разрешаемых временных масштабов нестационарных процессов. При относительно больших шагах по времени решения URANS оказывались практически стационарными. На рис. 2 цифрой 1 обозначены результаты решения этих уравнений, полученные с шагом  $10^{-3}$  с. В этом случае картина течения характеризуется наличием двух квазистационарных вихрей (рис. 3а), образующихся в ближнем следе за трубой, сильно интенсифицирующих процесс конденсации. Частоту генерации и срыва вихрей Кармана можно оценить по числу Струхаля. Для чисел Рейнольдса больших 1000 число Струхаля равно 0.21 [9], что дает оценку частоты отрыва вихрей в моделируемом режиме, равную 705 Гц. Расчеты с временным шагом  $\sim 10^{-3}$  с не позволяют воспроизвести этот нестационарный процесс, и «дорожка» Кармана оказывается «размытой». Для уравнений UNS сходимость при таких временных шагах достичь не удалось.

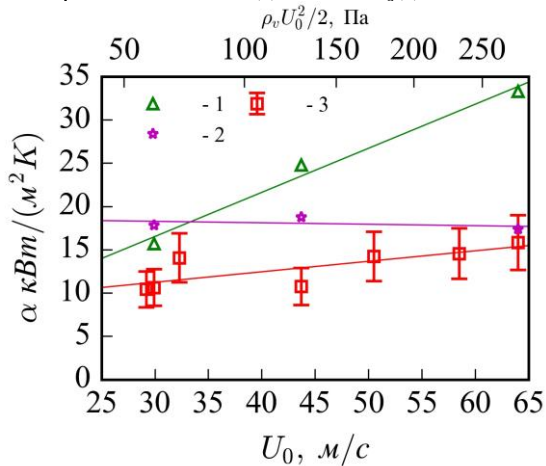


Рис. 2. Сравнение результатов расчетов среднего коэффициента теплоотдачи с экспериментальными данными [5, 6] для давления 0.22 бар: 1 – URANS (шаг интегрирования  $10^{-3}$  с), 2 – URANS и UNS (шаг интегрирования  $5 \cdot 10^{-5}$  с), 3 – экспериментальные данные [5, 6]

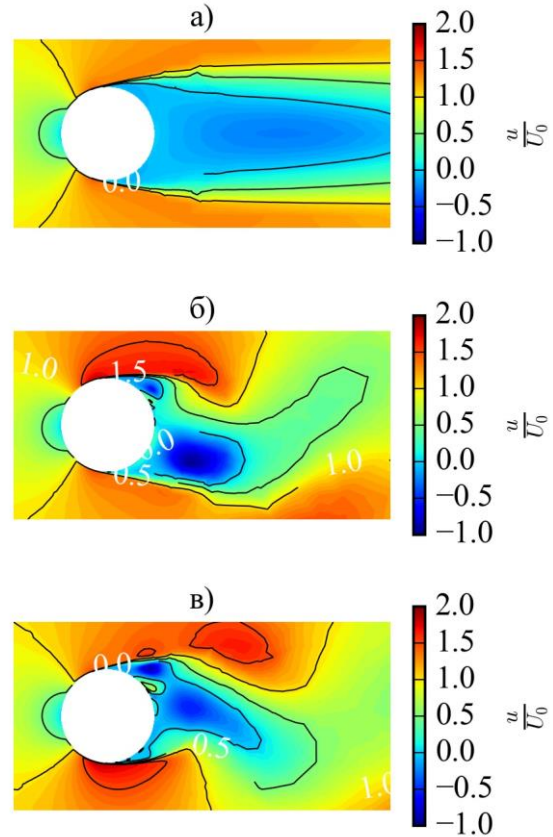


Рис. 3. Картины течения около горизонтальной трубы при давлении 0.22 бар и скорости пара 64 м/с; а) – квазистационарная картина течения, полученная путем решения URANS уравнений с большим шагом по времени; б) и в) – мгновенные поля скорости, полученные в результате решения UNS уравнений с малым шагом по времени

При интегрировании уравнений URANS и UNS с малым шагом по времени (результаты обозначены цифрой 2 на рис. 2) воспроизводятся вихри и «дорожка» Кармана (рис. 3б, 3в), вызывающие пульсации толщины пленки. С подветренной стороны пленка конденсата периодически то захлебывается, то движется вниз под действием силы тяжести. Процесс имеет периодический характер, что приводит к заметным пульсациям среднего по угловой координате коэффициента теплоотдачи (рис. 4). Характерная частота колебаний коэффициента теплоотдачи 12 Гц.

В реальности, из-за взаимодействия между движущимся паром и сорвавшимися каплями конденсата, картина течения с подветренной стороны трубы усложняется еще в большей степени. В рамках используемой модели подобные процессы не могут быть изучены. В дальнейшем авторы планируют исследования с помощью метода VOF [10].

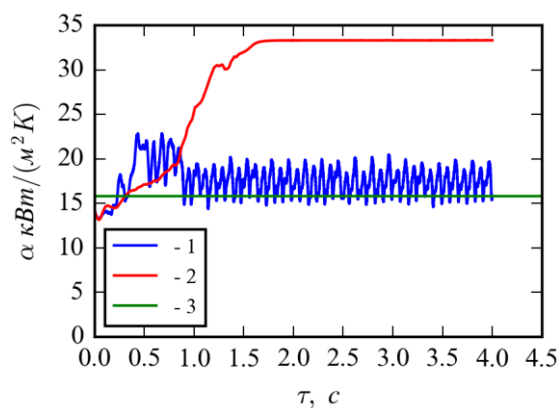


Рис. 4 – Изменение коэффициента теплоотдачи во времени при интегрировании: 1 – UNS с шагом  $5 \cdot 10^{-5}$  с, 2 – URANS с шагом  $10^{-3}$  с; 3 – экспериментальные данные [5, 6].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено моделирование процессов конденсации движущегося горизонтально на сыщенного пара на поверхности горизонтальной трубы. В результате проведенных исследований установлено, что с ростом скорости пара с подветренной стороны пленка конденсата начинает активно взаимодействовать с вихрями, которые формируются за цилиндром, что приводит к пульсации коэффициента теплоотдачи. Учет нестационарных эффектов при обтекании трубы (вихрей Кармана) оказывает существенное влияние на рассчитанные значения среднего коэффициента теплоотдачи и приводит к значительно лучшему совпадению с имеющимися экспериментальными данными.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №22-29-01457), <https://rscf.ru/project/22-29-01457/>.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гогонин И.И. Исследование теплообмена при пленочной конденсации пара. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2015
2. Берман Л.Д., Туманов Ю.А. Исследование теплоотдачи при конденсации движущегося пара на горизонтальной трубе // Теплоэнергетика. 1962. № 10. С. 77–83.
3. Минко К.Б., Янков Г.Г., Артемов В.И., Крылов В.С., Клементьев А.А. Инженерная модель конденсации пара из движущейся парогазовой смеси на поверхности пучка из гладких горизонтальных труб // Теплоэнергетика. – 2021. – №. 9. – С. 51-63.
4. Mirzabeygi P., Zhang C. Three-dimensional numerical model for the two-phase flow and heat transfer in condensers // Int. J. Heat Mass Transf. 2015. Т. 81. С. 618–637.
5. Ahmed A. A. Condensation of Steam on a Horizontal Tube with Vapour Cross Flow: MS dissertation. Glasgow, 1976.
6. Nicol A.A., Bryce A., Ahmed A.S.A. Condensation of a Horizontally Flowing Vapour on a Horizontal Cylinder Normal To the Vapour Stream // Proc. 6th Int. Heat Transfer Conference. 1978. P. 401–406.

7. A mathematical model of forced convection condensation of steam on smooth horizontal tubes and tube bundles in the presence of noncondensables /K.B. Minko, V.I. Artemov, G.G. Yankov, O.O. Milman //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2019. – V. 140. – P. 41-50.
8. The SST turbulence model with improved wall treatment for heat transfer predictions in gas turbines /Menter F., Ferreira J.C., Esch T., Konno B. // Proc. of the Intern. Gas Turbine Congress 2003 Tokyo November 2–7 IGTC2003-TS-059. P. 2–7.
9. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя», Издательство «Наука» //Москва. – 1974.
10. Клементьев А.А., Минко К.Б., Артемов В.И. Численное моделирование конденсации пентана на одиночном цилиндре методом VOF //Труды Восьмой Российской Национальной Конференции По Теплообмену. – 2022 (в печати).





**Секция 6**

**Двухфазные течения**





## ДИНАМИКА ВСКИПАНИЯ В ПРЕЦЕССИРУЮЩЕЙ СТРУЕ ПЕРЕГРЕТОЙ ВОДЫ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В двухфазных потоках в сравнении с однофазными значительно возрастают сложности в описании [1]. Это связано с тем, что двухфазные течения характеризуются как многообразием структур, так и сложностью взаимодействий между фазами в потоке. Также, в таких потоках проблемными остаются и вопросы, связанные с рождением и ростом новой фазы при различных степенях перегрева (неравновесности), относительно которых не существует общепринятых теоретических построений [2]. В такой ситуации актуальным является проведение экспериментальных исследований двухфазных течений. В последние десятилетия возрастает интерес к изучению нелинейных динамических характеристик в кипящих потоках. Этот нетрадиционный подход предполагает обращение внимания к временным зависимостям изменяющихся физических переменных, в частности, пульсирующих параметров потока. В качестве основных инструментов исследования в рамках нелинейного динамического подхода используются следующие характеристики временных реализаций флуктуаций: функция амплитудных распределений, спектральная плотность, корреляционные характеристики, характеристические частоты и т.д. [3, 4]. В рамках указанного подхода достигнуты некоторые успехи: найдены критерии идентификации структур двухфазного потока, выделены границы между режимами потока и, в общем, достигнуто значительное приближение к физической реальности протекающих процессов в кипящих потоках [3, 4]. Представляется важным изучение корреляции интегральных и локальных флуктуаций в потоках вскипающей жидкости. В частности, это связано с тем, что в системах в неустойчивых состояниях могут иметь место флуктуации со степенной зависимостью спектра мощности в области низких частот ( $1/f$  флуктуации). В этом случае масштаб флуктуаций становится сравнимым со средними значениями параметров, характеризующих состояние системы, и выбросы в системе могут принимать катастрофический характер. В настоящее время существуют несколько общепризнанных моделей возникновения  $1/f$  флуктуаций, но остаются невыясненными вопросы, связанные с механизмами и источниками возникновения такого рода флуктуаций [5, 6]. Выявление корреляционных зависимостей между локальными и интегральными флуктуациями может пролить свет на источники генерации  $1/f$  флуктуаций.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

#### 2.1. Условия опытов

Визуальные наблюдения за струей жидкости, вытекающей из сосуда через небольшое отверстие, показывают наличие в этой струе самопроизвольной закрутки. В случае вскипающей струи с перегревом в несколько десятков градусов, как в нашем исследовании, образование пузырьков на боковой поверхности канала приводит к поперечному смещению струи и возникновению ее прецессирующего движения. В наших опытах по истечению воды использовался короткий цилиндрический канал диаметром  $d = 0.5$  мм и длиной  $l = 0.7$  мм. Он обеспечивал не только резкое снижение давления в потоке жидкости до атмосферного, но и очень короткое время пребывания жидкости в канале. Ввиду малости скорости зародышеобразования пузырьков пара при малых перегревах воды струя сохраняла преимущественно цилиндрическую форму на протяжении нескольких десятков сантиметров. Прецессия перегретой струи продемонстрирована на рис. 1. Здесь показаны отверстия в куске парафина толщиной 30 мм, полученные от воздействия струи воды при температуре  $150^{\circ}\text{C}$  на расстоянии 0.5 м. Отверстия были проделаны цилиндрическим ядром струи за время порядка 10 сек.



Рис.1. Отверстия в парафине, полученные от перегретой струи воды без закрутки (слева) и с закруткой 10 об/сек (справа). Наименьший диаметр для отверстия слева – 3 мм, для другого – 5 мм.

Основное внимание в нашем исследовании было сосредоточено не только на нахождении спектральных характеристик флуктуационных процессов и функций распределения амплитуд колебаний, но и на установлении корреляционных зависимостей между локальными флуктуациями ядра струи и интегральными колебаниями границы парового конуса струи. Условия опытов были следующими:

истечение из камеры производилось при начальных параметрах (температуры  $T_{0s}$ , давления  $p_{0s}$ ), соответствующих линии насыщения, температура изменялась в интервале от  $120^{\circ}\text{C}$  до  $180^{\circ}\text{C}$ , лазерный луч-точка диаметром 2 мм проходил через ось конуса струи, а луч-линия длиной 50 мм пересекал границу конуса струи в том же самом поперечном сечении струи, что и точечный луч. В некоторых опытах производилась предварительная закрутка потока перед входным сечением канала со скоростями от 10 об/сек до 50 об/сек. В предшествующих наших исследованиях пульсационных явлений во вскипающей струе лазерный луч-линия пересекал обе границы (верхнюю и нижнюю) парового конуса струи и, таким образом, исключалось влияние прецессионного движения струи на измеряемые пульсации. В данном исследовании луч-линия пересекал только одну границу конуса струи.

## 2.2 Результаты и обсуждение

На рис.2 приведены огрубленные временные реализации пульсаций интенсивностей линейного (1) и точечного (2) лазерных лучей, полученные при прохождении ими струи на расстоянии 10 см от выходного среза канала. Внешний вид этих огрубленных реализаций показывает их сходство, а коэффициент корреляции равен  $\sim 0.81$ .

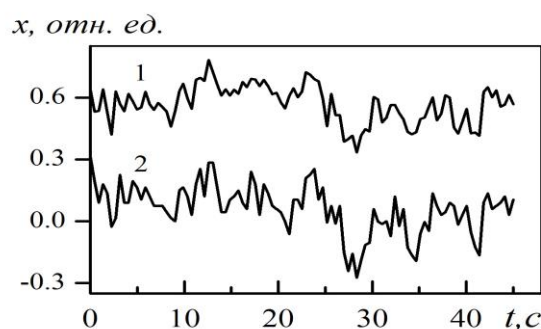


Рис.2. Временные реализации пульсаций интенсивностей линейного (1) и точечного (2) лазерных лучей.

На рис.3 приведены соответствующие спектры мощности флуктуаций. Низкочастотное  $1/f$  поведение спектров свидетельствуют о возможности крупномасштабных высокоинтенсивных выбросов в струе. Отмеченные выше сходства реализаций и спектров дают основание говорить о достаточно сильной связи интегральных  $1/f$  флуктуаций с прецессией исследуемой струи.

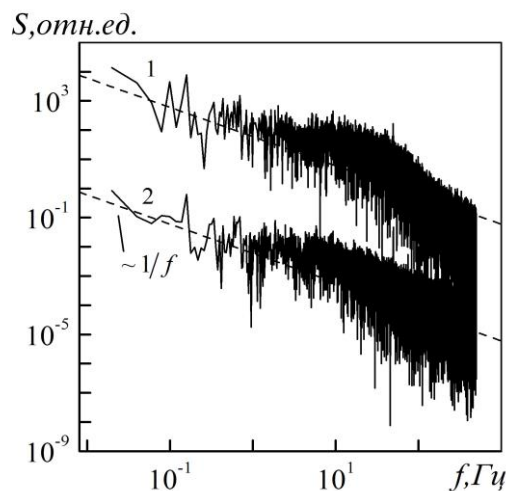


Рис.3. Спектры мощности пульсаций интенсивностей линейного (1) и точечного (2) лазерных лучей.

## 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В опытах по истечению вскипающей воды обнаружена прецессия спонтанно закрученной струи, вызванная воздействием вскипания на боковых стенках канала. Одновременное исследование локальных и интегральных пульсаций в различных сечениях струи позволили выявить высокую степень их корреляции. Это дало основание связать наблюдаемые интегральные низкочастотные высокоинтенсивные пульсации ( $1/f$ -флуктуации) с прецессией струи.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00426.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Нигматулин Р.И.** Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
2. **Скрипов В.П.** Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
3. **Wang S.F., Mosdorf R. and Shoji M.** Nonlinear analysis on fluctuation feature of two-phase flow through a T-junction// Int. J. Heat Mass Transfer. 2003. V.46. P.1519–1528
4. **Chai L. H., Peng X. F and Wang B. X.** Nonlinear aspects of boiling systems and a new method for predicting the pool nucleate boiling heat transfer// Int. J. Heat Mass Transfer. 2000. V. 43. P.75-84.
5. **Bak P., Tang Ch. and Wiesenfeld K.** Self-organized criticality // Phys. Rev. A. 1988. V.38. № 1. P.364-374.
6. **Koverda V.P., Skokov V.N.** The origin of  $1/f$  fluctuations and scale transformations of time series at nonequilibrium phase transitions// Physica A. 2005. V. 346. № 3 – 4 . P.203–216.

## ГАЗОКАПЕЛЬНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В СОПЛАХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование различных двухфазных сред в настоящее время является одной из актуальных тем динамики многофазных сред. Большой интерес к данной тематике продиктован тем, что такие многофазные течения встречаются в авиастроении, машиностроении и в области, связанной с исследованием водяных контуров ядерных реакторов. Основные проблемы исследования газочапельных систем возникли в области, связанной с акустическими процессами, возникающими в гетерогенных средах. Рассматриваемая линейная теория звука становится неприменимой для системы «газ-дисперсная среда», так как на ее границе происходит скачок скорости звука – совершенно нарушается постоянство скорости звука. Некоторые проблемы исследования таких смесей изложены в ряде работ [1-3], рассматривающих динамические процессы.

Несомненная важность перечисленных областей, в которых приходится сталкиваться с многокомпонентными течениями, позволяет сделать вывод о том, что исследования, направленные на создание и использование простой модели течения двухфазной среды, актуальны и представляют интерес не только с научной, но и с практической точки зрения.

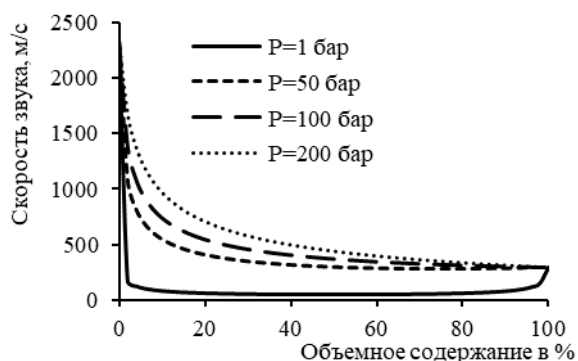


Рис. 1. Зависимость изменения скорости звука для ксенон-керосиновой смеси в зависимости от объемного содержания ксенона при различном давлении газовой фазы

При относительно медленных изменениях давления, обусловленных эволюцией волны при прохождении двухфазной газочапельной среды, и высокой скорости тепловой релаксации потока следует ожидать, что скорость распространения возмущений в такой среде окажется близкой к скорости звука Ландау [4].

В работе рассмотрено и исследовано течение двухфазного дисперсного газожидкостного потока

в сопле Лавалья с использованием программного комплекса ANSYS Fluent с изменяющимся скоростным коэффициентом и при массовом содержании конденсированной фазы – 0,5.

### 2. ОБЩИЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Полученные значения скоростей звука при различных давлениях газовой фазы (рис. 1) можно сопоставить с другой характерной скоростью, называемой термодинамически равновесной или скоростью звука Ландау [5]. В отличие от термодинамически «замороженной» скорости звука, когда предполагается отсутствие фазовых переходов, и в строгом приближении справедливой для газожидкостных систем, где изменение плотности среды обусловлено только сжимаемыми свойствами газовой фазы, скорость звука Ландау характеризует другой предельный случай [4]. Полагается, что преобладающим фактором, определяющим сжимаемость газожидкостной смеси, является высокая скорость фазовых переходов, поддерживающих термодинамическое равновесие при изменениях давления. В этом случае следует рассматривать два вида потоков: равновесный и заторможенный. Равновесная скорость существенно зависит от давления и увеличивается с его ростом. Поскольку как «замороженная», так и равновесная скорости звука относятся к двум предельным случаям, представляющим различные механизмы сжимаемости газожидкостной среды, то можно допустить одновременное существование обоих механизмов. В этом случае скорость распространения давления будет находиться в интервале между значениями «замороженной» скорости звука (скорость Мэллока) и скорость звука Ландау [5]. Преобладание в каждом конкретном случае равновесного или «замороженного» способов сжимаемости смеси будет определяться условиями нестационарного процесса.

### 3. МОДЕЛЬ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

При моделировании газочапельного потока использовался программный пакет ANSYS Fluent с пакетом уравнений Эйлера. Для расчета рабочей жидкостью является капельная водяная среда. Газовая рабочая среда – воздух. Соотношение массового содержания капельной фазы – 0,5. Изменяется коэффициент скорости, учитывается конденсация и теплообмен между фазами – такой поток близок к

реальному. Начальные параметры двухкомпонентной среды:  $P_0 = 343$  кПа,  $T_0 = 399$  К и  $Mo = 0,19$ . Изменение давления по всему контуру сопла Лавалья показано на рис. 2.

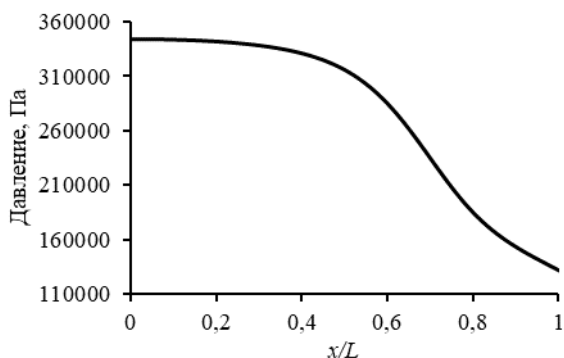


Рис. 2. Изменение давления потока по всей безразмерной длине сопла Лавалья для двухфазного газокapельного потока; коэффициент скорости изменяется;  $x$  – выбранная точка сечения сопла,  $L$  – длина всего сопла.

В замороженном потоке температура капельного компонента не меняется, и теплообменом между газовой и капельной фазами можно пренебречь. При этом поток газа адиабатичен с изменяющейся температурой; для равновесного потока между фазами происходит теплообмен, который характеризуется равенством температур между газовой и конденсированной фазами. Реальный поток в соплах находится в интервале между замороженным и квазиравновесным потоками – именно такой поток с изменяющимся коэффициентом скорости  $\varphi$ , учитывающим конденсацию и теплообмен между фазами, рассматривается в данной работе. Стоит также заметить, учитывая теплообмен между фазами, что падение температуры капельной фазы будет намного интенсивнее, нежели газовой.

Расчеты показали, что критическая скорость звука газовой фазы в минимальном поперечном сечении составляет 304 м/с (рис. 3). Для конденсированной фазы скорость 300 м/с достигается только на выходе из сопла.

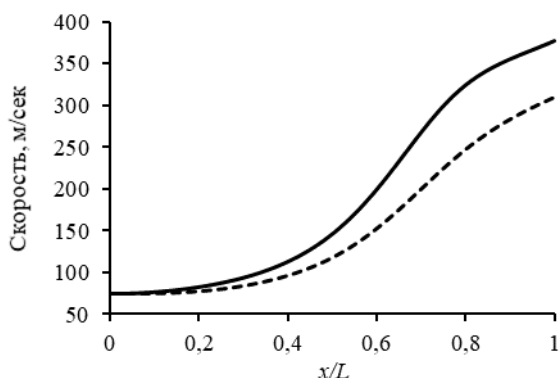


Рис. 3. Изменение скорости потока. Штриховая линия показывает параметр конденсированной фазы

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Понятие скорости звука как характеристики

адиабатной упругости применимо только к однородным средам, а критическая скорость несущей газовой компоненты всегда меньше скорости звука в критическом сечении. Изучение таких систем должно основываться на общих интегральных уравнениях энергии, принимая во внимание, что газовая и конденсированная фазы могут иметь разные температуры, давления и скорости. Основываясь на исследовании газокapельного потока в программном пакете ANSYS Fluent, скорость звука газовой фазы достигается ближе к выходному сечению сопла. Для конденсированной фазы скорость 300 м/с достигается только на выходе из сопла Лавалья. При этом при увеличении массового содержания конденсированной фазы в минимальном сечении сопла критическая скорость будет уменьшаться. Это свидетельствует о том, что фазовый переход «жидкость-газ» не влияет на скорость звука, однако зависит от интенсивности этого перехода.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Корабельников А.В., Накоряков В.Е., Шрейбер И.Р.** Учет неравновесного испарения в задачах динамики парового пузырька // ТВТ. 1981. Т. 19. № 4. С. 797–801.
2. **Накоряков В. Е., Вассерман Е. С., Покусаев Б. Г., Прибатурин Н. А.** Усиление амплитуды волн давления в парожидкостной среде пузырьковой структуры // ТВТ. 1994. Т. 32. №3. С. 411-417.
3. **Губарев В.Я.** Газожидкостные течения в соплах // Вестник Рыбинской государственной авиационной технологической академии им. П.А. Соловьева. 2017. № 4 (43). С. 61–68.
4. **Черных А.А., Шарапов А.И., Пешкова А.В.** Акустические процессы в газокapельных средах // Вестник Тамбовского государственного технического университета. 2018. Т. 24. № 2. С. 281-286.
5. **Черных А.А., Шарапов А.И.** Моделирование водовоздушных потоков в соплах // Поколение будущего: Взгляд молодых ученых - 2021. Сборник научных статей 10-й Международной молодежной научной конференции. 2021. С. 64-67.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИСТИННОГО ОБЪЕМНОГО ПАРСОДЕРЖАНИЯ ПАРОВОДЯНОЙ СМЕСИ ПРИ НАПОРНОМ ВОСХОДЯЩЕМ ТЕЧЕНИИ ЧЕРЕЗ ЗАСЫПКУ ИЗ ШАРОВЫХ ЧАСТИЦ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Истечение пароводяной смеси через засыпку представляет интерес в связи с разработкой реакторов с шарообразными топливными элементами и с проблемой охлаждения обломков кориума при авариях в реакторах на легкой воде. Определение гидродинамического сопротивления в потоке, значения максимального расхода смеси и исследование акустических явлений невозможно без знания величины истинного объемного паросодержания.

К настоящему времени разработано большое количество экспериментальных методов измерения локальных и средних значений объемного паросодержания в каналах различной геометрии. Однако, экспериментальных результатов и корреляций для истинного объемного паросодержания в засыпках пока очень мало.

В настоящей работе используется новый метод измерения истинного объемного паросодержания в потоке пароводяной смеси через слой твердых частиц, представляющий модификацию метода “отсечки потока” [1]. Предложены формулы для расчета истинного объемного паросодержания в засыпках путем адаптации известных корреляций Федорова и Рассохина [2], Xu, Fang [3], Chikhi et al. [4].

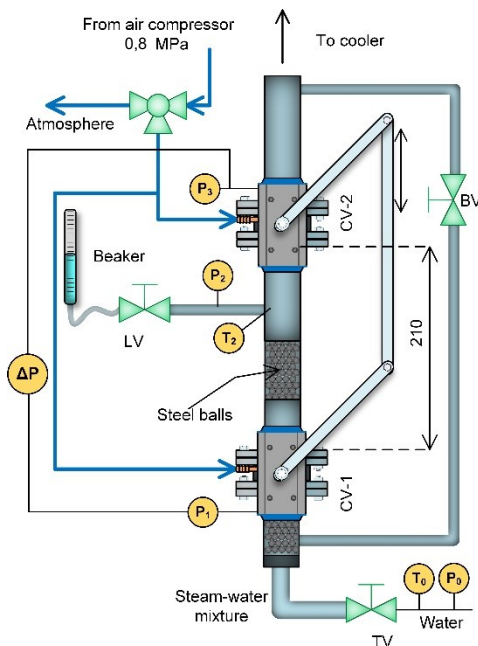


Рис. 1. Экспериментальный участок

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты выполнялись на установке Высокотемпературный контур, предназначенной для исследования переходных процессов, а также интегральных и локальных характеристик течения пароводяных потоков в каналах энергетических установок.

Пароводяная смесь, которая подается на вход экспериментального участка, образуется путем изотермического дросселирования горячей воды через редукционный клапан TV. Сбор и первичная обработка данных измерений осуществляется контроллером ОВЕН ПЛК150 под управлением компьютерной программы, разработанной в среде CODESYS V2.

На рис. 1 изображена схема экспериментального участка. Он представляет собой вертикальный отрезок трубы из нержавеющей стали с внутренним диаметром 39 мм. В составе измерительного канала выделен участок длиной 210 мм и внутренним объемом 255 мл. Внутренний объем участка заполняется исследуемой насадкой, в нашем случае это были стальные шарики диаметрами 2 мм и 4 мм. Отсечение контрольной массы потока осуществляется одновременным перекрытием кранов CV-1 и CV-2, и сразу после этого открытием крана BV на байпасной линии. Далее производится принудительное охлаждение отсеченного участка воздушно-капельным потоком до полной конденсации в нем паровой фазы. В процессе конденсации осуществляется контроль давления в отсеченном объеме по датчику P<sub>2</sub>. При снижении давления в нем до атмосферного значения производится открытие вентиля LV. При дальнейшем снижении давления в отсеченный участок начинает поступать вода из мерного сосуда. По известному свободному объему отсекаемого участка и измеренному объему добавочной воды можно определить среднее истинное объемное паросодержание в контрольном объеме.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБОБЩЕНИЕ

Опыты проводились в следующем диапазоне режимных параметров: давление  $P=0,1 - 0,9$  МПа; приведенные к средней пористости  $\varepsilon$  массовые скорости составили  $(\rho w)_\varepsilon = 28 - 300$   $\text{kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ; входное массовое расходное паросодержание  $x$  варьировалось в диапазоне  $0,005 - 0,08$ . На рис. 2 показано, что истинное объемное паросодержание в засыпках выше, чем в пустой трубе, слабо зависит от размера частиц и растет с увеличением массовой скорости.

Для истинного объемного паросодержания  $\phi$  при



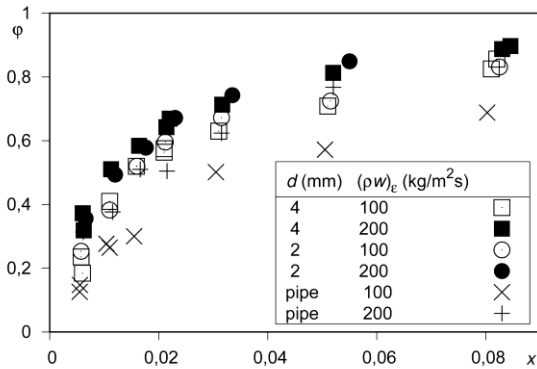


Рис. 2. Влияние засыпки, диаметра частиц и массовой скорости на истинное объемное паросодержание при  $P=0,589$  МПа.

вертикальном восходящем течении пароводяной смеси в необогреваемых трубах, пучков стержней и кольцевых каналах с гидравлическим диаметром от 13 до 56 mm, давления от 0,5 до 12 МПа и скорости смеси от 0 до 3 м/с хорошо себя зарекомендовала формула Федорова и Рассохина [2]:

$$\varphi = \frac{w_v}{w_l + w_v + a_2 \Phi} \quad (1)$$

$$\text{где } w_l = \frac{(\rho w)(1-x)}{\rho'} \text{ и } w_v = m_1 \frac{(\rho w)x}{\rho''},$$

$$\Phi = \max\left(0,5; 1 - 0,1 \frac{w_v}{a_2}\right); a_2 = m_2 \left[\frac{g\sigma}{\rho''} \frac{0,013}{D}\right]^{m_3}$$

Xu, Fang [3] предложили корреляцию для истинного объемного паросодержания для течения хладогентов в теплоизолированных, охлаждаемых и обогреваемых миканалах с гидравлическим диаметром 0,5-10 mm при атмосферном давлении и массовой скорости от 40 до 1000  $\text{kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ :

$$\varphi = \left(1 + s \left(\frac{\rho''}{\rho'}\right) \left(\frac{1-x}{x}\right)\right)^{-1} \quad (2)$$

$$\text{где } s = 1 + n_1 Fr^{n_2} \beta^{n_3}; Fr = (\rho w)^2 / (g D \rho'^2)$$

$$\text{и } \beta = \left[1 + \left(\frac{\rho''}{\rho'}\right) \left(\frac{1-x}{x}\right)\right]^{-1}.$$

В данной работе предложена адаптация рассмотренных корреляций для засыпок. В табл. 1 показаны оригинальные и новые значения варьируемых параметров и отклонение от экспериментальных данных.

Таблица 1. Параметры формул. Погрешность.

	Параметры			RMSE	
	$m_1$	$m_2$	$m_3$		
(1)	Исходные	1,0	2,0	0,25	9,1%
	Новые	0,470	1,104	0,605	3,4%
(2)		$n_1$	$n_2$	$n_3$	
	Исходные	2,0	-0,2	3,5	10,7%
Новые	1,102	-0,431	0,264	3,5%	

Чикхи и др. [4] предложено однопараметрическое уравнение (3) для газосодержания в потоке воздуха и воды через неподвижный слой шаровых частиц диаметром 4 мм и 8 мм при атмосферном давлении.

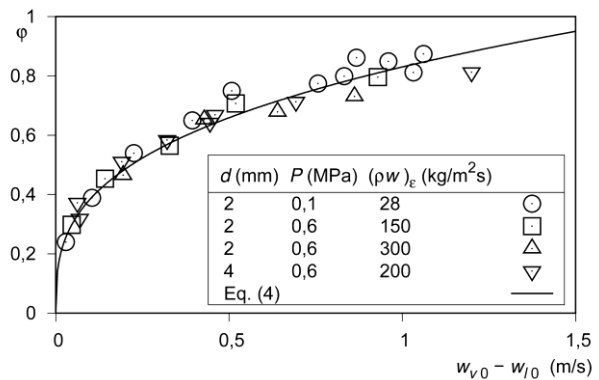


Рис. 3 Влияние разницы скоростей циркуляции паровой и жидкой фаз на истинное объемное паросодержание при различных параметрах потока.

$$\varphi = 0,83 w_{v0}^{\frac{1}{3}} \quad (3)$$

где  $w_{v0} = w_v \epsilon$  - скорость циркуляции паровой фазы. В данной работе предложена модификация этой формулы с учетом скорости циркуляции воды  $w_{l0} = w_l \epsilon$ :

$$\varphi = 0,83 (w_{v0} - w_{l0})^{\frac{1}{3}} \quad (4)$$

Эта модификация позволило улучшить точность обобщения формулой Чикхи данных для высоких массовых скоростей с RMSE 7,7% до 6,1% (см. рис.3).

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены новые данные по истинному объемному паросодержанию в засыпках. Предложены адаптированные корреляции для расчета паросодержания.

Работа выполнена в рамках проекта государственного задания (№ FWEU-2021-0005) программы фундаментальных исследований РФ на 2021-2030 гг. с использованием ресурсов ЦКП "Высокотемпературный контур" (Минобрнауки России, проект № 13.ЦКП.21.0038)

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Таиров Э.А.** Метод измерения истинного объемного паросодержания в канале с пористым наполнителем // Теплофизика и Аэромеханика. 2020. №2. С. 329–332.
2. **Федоров Л.Ф. и Рассохин Н.Г.** Процессы генерации пара на атомных электростанциях. М.: Энергоатомиздат, 1985.
3. **Xu Y. and Fang X.** Correlations of void fraction for two-phase refrigerant flow in pipes // Appl. Therm. Eng. 2014. Vol. 64. P. 242–251.
4. **Chikhi N., Clavier R., Laurent J.P., Fichot F. and Quintard M.** Pressure drop and average void fraction measurements for two-phase flow through highly permeable porous media // Ann. Nucl. Energy. 2016. Vol. 94. P. 422–432.

## ОЦЕНКА МАССООБМЕННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕРМИЧЕСКОГО ДЕАЭРАТОРА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Массообменная эффективность термической деаэрации воды на теплоисточниках во многом определяется эффективностью удаления выпара – смеси отводимых из воды коррозионных газов и несконденсировавшейся части греющего агента.

Выпар содержит преимущественно насыщенный пар при рабочих параметрах деаэратора и представляет собой ценный теплоноситель. Расчеты показывают, что при номинальной нагрузке атмосферного деаэратора с удаляемым выпаром теряется более 11 % подаваемого греющего пара, а при работе деаэратора с 30 % нагрузкой – до 40 %.

Теоретического обоснования технологически необходимого расхода выпара в нормативных документах не существует. Между тем, знание величины минимально возможного количества выпара необходимо для оценки массообменной эффективности конструкций термических деаэраторов [1].

Задача проведенного авторами исследования заключается в разработке математического описания процесса физической десорбции газа (на примере растворенного кислорода) и определении величины минимального выпара деаэратора.

### 2. РАЗРАБОТКА МАТЕМАТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССА ДЕСОРБЦИИ КОРРОЗИОННЫХ ГАЗОВ

Теоретический удельный расход выпара  $d_{\text{вып}}^{\text{min}}$ , кг/т, необходимый для обеспечения нормативного качества воды при удалении растворенного кислорода, можно определить, допуская условие достижения на выходе из деаэратора равновесия между жидкой и газовой фазами [2, 3].

Уравнение материального баланса процесса деаэрации можно записать в виде

$$G_{\text{и.в}} X_{\text{и.в}} + D_{\text{п}} Y_{\text{п}} = G_{\text{д.в}} X_{\text{д.в}} + D_{\text{вып}} Y_{\text{вып}} \quad (1)$$

где  $G_{\text{и.в}}$  – количество исходной воды, т/ч;  $G_{\text{д.в}}$  – количество деаэрированной воды, т/ч;  $D_{\text{п}}$ ,  $D_{\text{вып}}$  – расходы греющего пара, подаваемого в деаэратор, и выпара на выходе из него, т/ч;  $X_{\text{и.в}}$ ,  $X_{\text{д.в}}$  – концентрации кислорода в воде на входе в деаэратор и на выходе из него, мг/дм<sup>3</sup>;  $Y_{\text{п}}$ ,  $Y_{\text{вып}}$  – содержание O<sub>2</sub> в греющем паре на входе в деаэратор и в выпаре на выходе из деаэратора, мг/дм<sup>3</sup>.

Количество воды, образовавшейся в результате процесса деаэрации с учетом конденсации части греющего пара можно определить по формуле:

$$G_{\text{д.в}} = G_{\text{и.в}} + D_{\text{п}} - D_{\text{вып}} \quad (2)$$

Составив уравнение теплового баланса деаэратора, получим необходимое количество греющего пара:

$$D_{\text{п}} = \frac{G_{\text{и.в}}(i_{\text{д.в}} - i_{\text{и.в}}) + D_{\text{вып}}(i_{\text{вып}} - i_{\text{д.в}})}{i_{\text{п}} - i_{\text{д.в}}} \quad (3)$$

где  $i_{\text{и.в}}$ ,  $i_{\text{д.в}}$ ,  $i_{\text{п}}$ ,  $i_{\text{вып}}$  – энтальпии соответственно исходной и деаэрированной воды, греющего пара и выпара, кДж/кг.

Выразим  $Y$  через концентрации газа в воде. Согласно закону Дальтона парциальное давление O<sub>2</sub> в паре  $p_{\text{O}_2}$ , Па, равно

$$p_{\text{O}_2} = pY \quad (4)$$

где  $p$  – общее давление смеси, Па;  $Y$  – мольная доля O<sub>2</sub>, мг/дм<sup>3</sup>.

Из закона Генри парциальное давление O<sub>2</sub> над раствором  $p_{\text{O}_2}$ , Па, составляет:

$$p_{\text{O}_2} = K_{\text{Г}} X \quad (5)$$

где  $K_{\text{Г}}$  – коэффициент Генри, Па;  $X$  – мольная доля O<sub>2</sub> в воде, мг/дм<sup>3</sup>.

Концентрация кислорода в греющем паре на входе в деаэратор  $Y_{\text{п}}$  равна нулю. Концентрация O<sub>2</sub> в выпаре, покидающем деаэратор, зависит от схемы движения воды и пара в аппарате.

Рассмотрим противоточную, наиболее эффективную [3, 4], организацию движения воды и пара в деаэраторе. При противоточном движении воды и пара в деаэраторах содержание O<sub>2</sub> с учетом закона Генри выражается как:

$$Y_{\text{вып}} = \frac{K_{\text{Г}} X_{\text{и.в}}}{p} \quad (6)$$

В работах [1, 2] авторами установлено, что при определении удельного расхода выпара  $d_{\text{вып}}$ , кг/т, правильнее расход выпара относить не к производительности деаэратора  $G_{\text{д.в}}$ , т/ч, как регламентируется руководящими материалами, а к расходу исходной деаэрируемой воды  $G_{\text{и.в}}$ , т/ч:

$$d_{\text{вып}} = \frac{D_{\text{вып}}}{G_{\text{и.в}}}, \quad (7)$$

поскольку деаэратор чаще всего эксплуатируется с частичной нагрузкой, поэтому возникает неоправданное понижение экономичности термической деаэрации из-за избыточного расхода выпара.

С учетом вышесказанного, минимальный удельный расход выпара, кг/т, можно определить как:

$$d_{\text{вып}}^{\text{min}} = \frac{10^3 [X_{\text{H}_2\text{O}} - X_{\text{O}_2}] \frac{i_{\text{H}_2\text{O}} - i_{\text{O}_2}}{i_{\text{H}_2\text{O}} - i_{\text{O}_2}}}{X_{\text{H}_2\text{O}} \frac{K_f - X_{\text{O}_2}}{p} \frac{i_{\text{H}_2\text{O}} - i_{\text{O}_2}}{i_{\text{H}_2\text{O}} - i_{\text{O}_2}}} \quad (8)$$

Ниже приведен пример расчета [4] минимального теоретически необходимого расхода выпара (рис. 1). Для расчета приняты параметры работы широко распространенного атмосферного деаэра- тора типа ДА-25.

Параметр	Значение
Расход	25.00
Температура исходной воды (°C)	67
Температура деаэрированной воды (°C)	104
Температура выпара (°C)	101
Концентрация O <sub>2</sub> в исходной воде (мг/кг)	13
Концентрация O <sub>2</sub> в деаэрированной воде (мг/кг)	30
Общее давление смеси (МПа)	0.120
Энтальпия пара	3014.5
Энтальпия выпара	2677.9
Энтальпия исходной воды	280.4
Энтальпия деаэрированной воды	435.95
Коэффициент Генри для системы вода-кислород (Па*10 <sup>-4</sup> )	6577.022
Минимальный удельный расход выпара, кг/т	Противоток 0.01782933558236
Расход пара на производство деаэрированной воды, кг	0.44573338955904

Рис. 1. Окно программы «Расчёт минимального удельного расхода выпара».

Значения фактического расхода выпара при полностью открытом трубопроводе отвода выпара определяются по формуле:

$$d_{\text{вып}} = \frac{3600 \rho v S}{G_{\text{д.э}}} \quad (9)$$

где  $\rho$  – плотность парогазовой смеси, кг/м<sup>3</sup>;  $v$  – скорость отвода выпара, м/с;  $S$  – площадь сечения трубопровода отвода выпара, м<sup>2</sup>;  $G_{\text{д.э}}$  – производительность деаэраатора, т/ч.

При этом скорость отвода выпара определяется по уравнению:

$$v = \frac{1}{\sqrt{1+\zeta}} \sqrt{\frac{2(p_{\text{д}} - p_{\text{атм}})}{\rho}} \quad (10)$$

где  $p_{\text{атм}}$  – атмосферное давление, Па;  $p_{\text{д}}$  – давление в деаэрааторе, Па;  $\rho$  – плотность пара в состоянии насыщения, кг/м<sup>3</sup>;  $\zeta$  – коэффициент гидравлического сопротивления. Формула получена без учета упругости водяных паров. Обычно, скорость выпара принимается в деаэрааторах атмосферного давления 50-60 м/с.

Оценивая значение расхода выпара по сечению патрубка выпара деаэраатора, можно заключить, что удельный расход выпара для деаэраатора ДА-25 с рабочим давлением 0,12 МПа и диаметром трубопровода отвода выпара 50 мм может составлять до 8,5 кг/т. Таким образом, фактический расход выпара превышает нормативный в 4 раза.

Результаты нашего обследования и экспериментального исследования [5] ряда теплоисточников показали, что чаще всего сбросная теплота и масса выпара не утилизируются, а его расход никак не регулируется. Обычно это объясняется низкой

надежностью устройств для отвода и утилизации выпара из-за коррозионных повреждений их поверхностей нагрева. В этих условиях повышенный расход выпара приводит к ощутимому понижению экономичности теплоисточника.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Существующее различие значений нормативного (для атмосферного деаэраатора 2 кг/т) и теоретически необходимого удельного расхода выпара  $d_{\text{вып}}^{\text{min}}$  объясняется тем, что теоретический расход соответствует деаэраатору с бесконечно большой поверхностью контакта жидкой и газовой фаз. В реальных аппаратах массообмен протекает при ограниченной поверхности контакта фаз и в течение ограниченного времени, поэтому принятое при расчете равновесие между водой и паром в действительности не может быть достигнуто. Кроме того, помимо кислорода O<sub>2</sub>, с выпаром удаляется и диоксид углерода CO<sub>2</sub>. Тем не менее, столь значительное различие между значениями расходов говорит о настоятельной необходимости снижения выпара.

Действительный расход выпара, как правило, еще и в несколько раз превышает нормативный. Запорный орган на трубопроводе выпара обычно поддерживается в полностью открытом состоянии, то есть расход выпара соответствует пропускной способности трубопровода. Потери теплоты и конденсата выпара при этом весьма значительны.

Выполненная авторами экспериментальная проверка [1, 5] работы деаэраатора показала, что в деаэрааторах современных конструкций существуют реальные технологические возможности для радикального снижения удельного расхода выпара.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Соглашение № 075-15-2021-584).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Sharapov V.I.** The vapor of thermal deaerators as a factor of their energy efficiency// Power Technology and Engineering. 2020. Т. 54. № 1. С. 96-100.
2. **Шарапов В. И.** Определение теоретически необходимого количества выпара термических деаэрааторов / В.И. Шарапов, О.В. Малинина (Пазушкина) // Теплоэнергетика. 2004. № 4. С. 63-66.
3. **Sharapov V.I., Malinina (Pazushkina) O.V.** Determining the Theoretically Required Vapor-Venting Rate for Thermal Deaerators / V.I. Sharapov, O.V. Malinina (Pazushkina) // Thermal Engineering. 2004. Vol. 51. № 4. P. 321-324.
4. Расчет минимального удельного расхода выпара / **Пазушкина О.В.**, Врясов В.С. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ № 2021613479. Рег. от 09.03.2021
5. **Шарапов В.И.** Исследование и разработка технологической термической деаэрации воды на теплоисточниках / В.И. Шарапов, О.В. Пазушкина // Труды Академ-энерго. 2008. № 1. С. 84-98.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ РАЗЛИЧНЫХ ЖИДКОСТЕЙ НА ТУРБУЛЕНТНОСТЬ И ТЕПЛОПЕРЕНОС В ДВУХФАЗНОМ ПОТОКЕ ЗА ПЛОСКИМ ОБРАТНЫМ УСТУПОМ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Двухфазное течение за обратным плоским уступом является одним из часто встречающихся случаев сдвигового потока при обтекании острых кромок тел [1–5]. Процесс сопровождается значительными изменениями скорости и давления в окрестности сечения отрыва. Наличие отрывной зоны оказывает значительное влияние на интенсивность процессов переноса импульса, теплоты и определяет структуру турбулентного течения. Внезапное расширение потока в плоских каналах обычно используется в качестве стабилизатора пламени в камерах сгорания, для интенсификации тепломассообменных процессов, в циклонах и во многих других технических устройствах. Понимание сложных и многообразных процессов движения, дисперсии испаряющихся капель и их взаимодействия с турбулентными вихрями в рециркуляционных течениях позволит более эффективно использовать двухфазные потоки в современном энергетическом оборудовании.

Целью настоящей работы является численное исследование испарения капель с очень разными значениями скрытой теплоты испарения капель воды, этанола, ацетона и глицерина при течении в канале за плоским обратным уступом. Настоящее исследование является продолжением работ [6–8]. В этих работах численная модель использовалась для описания только капельного течения в трубе с внезапным расширением [6,7] и в канале с обратным уступом [8]. Модель [6–8] использовала собственный численный код для моделирования турбулентного течения с каплями в трубе с внезапным расширением. В работе [6] разработана эйлерова двухжидкостная RANS модель и проведено численное моделирование течения и теплообмена при испарении капель воды в трубе с внезапным расширением. Турбулентность несущей фазы рассчитывалась по эллиптической модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений [9] с учетом двухфазности течения [10]. Работа [7] была посвящена численному исследованию влияния испарения капель на дисперсию частиц и модификацию турбулентности газовой фазы за плоским обратным уступом при испарении капель воды с начальным диаметром капель  $d_1 = 1\text{--}100$  мкм и массовой долей  $M_{L1} = 0\text{--}0.1$ .

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В работе рассмотрена задача о динамике двухфазного газочапельного отрывного турбулентного потока при наличии межфазного теплообмена. При решении используются двумерные RANS уравнения, записанные с учетом обратного влияния частиц на процессы переноса в газе [7]. Для описания динамики течения и тепломассопереноса в газовой и дисперсной фазах используется эйлеров континуальный к подход или так называемые двухжидкостные и двухтемпературные модели [9].

Численное решение было получено с использованием метода конечных объемов на разнесенных сетках. Для конвективных слагаемых дифференциальных уравнений применялась процедура QUICK второго порядка точности. Для диффузионных потоков были использованы центральные разности второго порядка точности. Коррекция поля давления осуществлялась по конечно-объемной согласованной процедуре SIMPLEC.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И ИХ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТЫ

Все численные расчеты выполнены для монодисперсной смеси воздуха с каплями различных жидкостей на входе в канал для случая нисходящего движения двухфазного потока. Далее, за сечением внезапного отрыва потока размер капель уменьшается из-за их испарения как в продольном, так и в поперечном направлениях. Высота воздуховода до внезапного расширения  $h_1 = 20$  мм, после расширения  $h_2 = 40$  мм, высота ступени  $H = 20$  мм, степень расширения  $ER = h_2/h_1 = (h_1+H)/h_1 = 2$  (см. рис. 1). Среднемассовая скорость газа перед сечением отрыва варьировалась  $U_{m1} = 5\text{--}20$  м / с, а число Рейнольдса для газовой фазы, построенное по среднемассовой скорости газа на входе и высоте ступеньки,  $Re_H = HU_{m1}/\nu \approx (0.66\text{--}2.66) \times 10^4$ .

Изменение турбулентной кинетической энергии (ТКЭ) газовой фазы в газочапельном потоке после внезапного расширения канала в зависимости от числа Стокса  $Stk$  в среднем движении показано на рис. 2. Здесь  $k_0$  — уровень турбулентности газовой фазы в однофазном потоке. Число Стокса в осредненном движении  $Stk = \tau/\tau_f$ , где

$\tau = \rho_L d^2 / (18\mu W)$  – время релаксации частиц, записанное с учетом отклонения от закона обтекания Стокса, и  $\tau_f = 5H/U_{m1}$  – временной масштаб несущей фазы (частота прохождения больших вихрей) [3,4],  $W = 1 + 0.15 \text{Re}_L^{0.687}$  и  $\text{Re}_L = |\mathbf{U}_s - \mathbf{U}_L|d/\nu$  – число Рейнольдса для дисперсной фазы, определенное межфазной скоростью. Здесь  $\mathbf{U}_s = U + \langle \mathbf{u}'_s \rangle$  – актуальная скорость газа в точке расположения частицы (в англоязычной литературе – gas velocity seen by the particle) и  $\mathbf{U}_L$  – средняя скорость капли, где  $U$  – осредненная скорость газа (полученная из RANS расчета),  $\langle \mathbf{u}'_s \rangle$  – скорость дрейфа между жидкостью и частицами [11]. Численное моделирование проводится в широком диапазоне чисел Стокса при среднем движении  $\text{Stk} = 0.01\text{--}3.5$ . С увеличением диаметра капли на входе усиливается подавление турбулентности несущей фазы. Наименьшее подавление турбулентности для всех материалов частиц наблюдается в пристеночной части канала при  $y/H = 0.1$ , и по мере удаления от нагретой стенки канала степень турбулентности постепенно снижается. Максимальное подавление турбулентности для всех расстояний от стенки получается для капель глицерина, а наименьший эффект — для капель ацетона и этанола. Это объясняется тем, что капли ацетона и этанола интенсивно испаряются, а капли глицерина в этих условиях практически не испаряются и ведут себя практически как твердые частицы. Испаряющиеся капли воды занимают промежуточное положение по подавлению уровня ТКЭ газовой фазы.

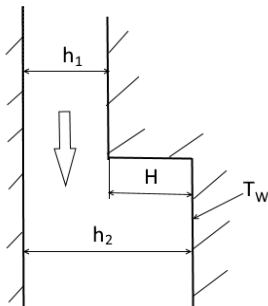


Рис. 1. Схема развития двухфазного течения за обратным плоским уступом.

На рис. 3 представлены распределения массовой концентрации капель различных жидкостей при вариации числа Стокса. Здесь  $M_{L1}$  – массовая концентрация капель во входном сечении. Очевидно, что за счет теплообмена с нагретой стенкой канала, концентрация капель имеет наименьшее значения в пристенной области  $y/H = 0.1$ , а наибольшие значения получены вдали от обогреваемой стенки канала при  $y/H = 0.5\text{--}1$ . Наименьшие величины концентрации капель получены для ацетона как для наиболее легкоиспаряющейся жидкости. Наибольшие концентрация дисперсной фазы получены для

капель глицерина и воды. Пристенная область канала ( $y/H = 0.1$ ) практически свободна от мелких капель (число Стокса  $\text{Stk} < 0.1$ ,  $d_1 < 10$  мкм) из-за их быстрого процесса прогрева и испарения и здесь  $M_L/M_{L1} \approx 0$ . Исключение составляют только капли глицерина, которые не испаряются при данных температурных условиях, присутствуют в области рециркуляции течения и оказывают влияние на турбулентность несущей фазы (см. рис. 3). Рост диаметра капель (при фиксированной величине концентрации) приводит к значительному уменьшению межфазной поверхности. Поэтому далее по мере роста диаметра капель (числа Стокса) происходит увеличение концентрации капель, так как они медленнее прогреваются и испаряются. Именно этим и объясняется наличие локального максимума в распределениях концентрации для  $y/H = 0.1$  и  $0.5$ . Крупные частицы при  $\text{Stk} > 1$  практически не проникают в эту часть канала (область рециркуляции) за счет их слабого вовлечения в турбулентное движение газа и поэтому величина  $M_L/M_{L1}$  резко понижается и  $M_L/M_{L1} \rightarrow 0$ . Испарение капель в ядре потока при  $y/H = 1$  крайне незначительно и профили массовых концентраций для всех диаметров капель и их типов имеют практически постоянное значение.

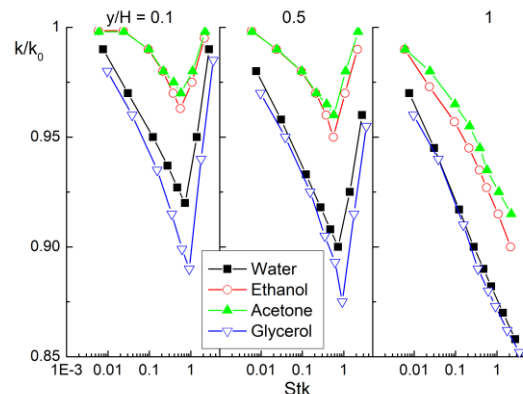


Рис. 2. Изменение параметра модификации турбулентности в газочапельном потоке за обратным уступом.  $M_{L1} = 0.05$ ,  $x/H = 2$ ,  $\text{Re}_H = 1.33 \times 10^4$ .

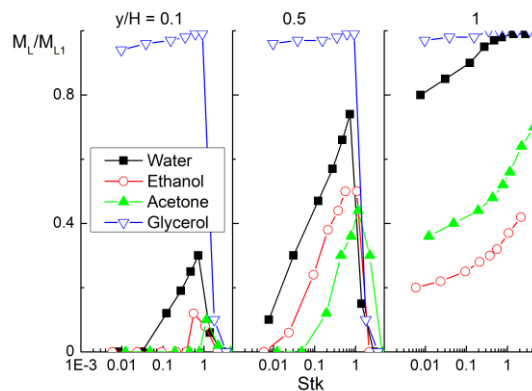


Рис. 3. Влияние числа Стокса на осредненное движение и изменение массовой концентрации дисперсной фазы.  $M_{L1} = 0.05$ ,  $x/H = 2$ ,  $\text{Re}_H = 1.33 \times 10^4$ .



Влияние числа Стокса в осредненном движении (см. рис. 4а) и начальной массовой концентрации капель (см. рис. 4б) различных жидкостей на величину максимального локального и среднего теплообмена показано на рис. 4. Пунктиром на этих рисунках приведены данные для максимального теплообмена в однофазном отрывном потоке  $Nu_{max} \approx 61$  при  $M_{L1} = 0$ . Первоначально в области малых размеров частиц ( $Stk \approx 0.1$ ) наблюдается незначительное заметное возрастание интенсивности теплообмена при увеличении числа Стокса (начального диаметра капель), после чего происходит резкое его снижение. Такой характер поведения максимальной величины теплоотдачи обусловлен влиянием различных по природе факторов – более интенсивным испарением капель малого диаметра, уменьшением скорости их инерционного осаждения и ослаблением вовлечения крупных частиц в отрывное течение. Возрастание массовой концентрации дисперсной фазы вызывает значительный рост теплоотдачи в двухфазном потоке по сравнению с однофазным течением (пунктир,  $M_{L1} = 0$ ). Отметим, что наибольшее увеличение теплообмена в газок капельном потоке приходится на область малых размеров частиц, которые проникают в зону рециркуляции к нагретой стенке трубы и испаряясь в этой области интенсифицируют теплоперенос между стенкой канала и двухфазным течением.

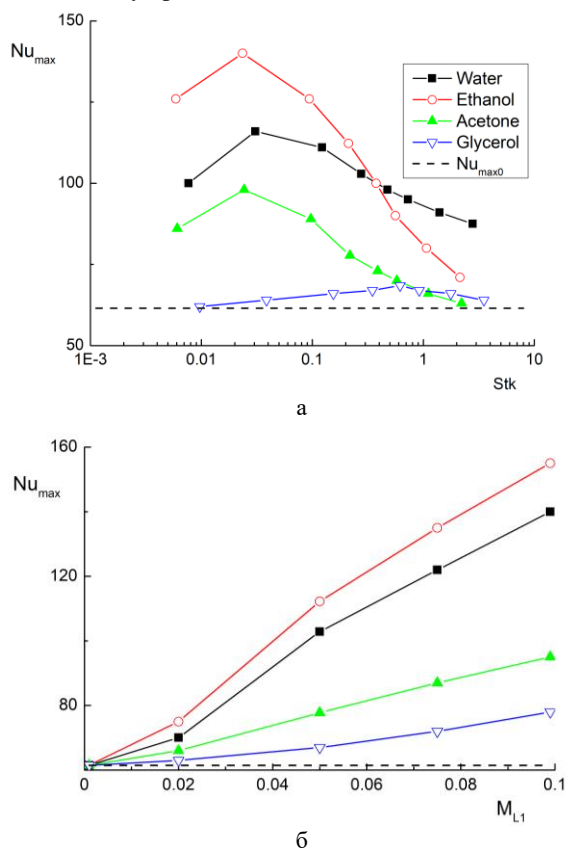


Рис. 4. Влияние числа Стокса в осредненном движении (а) и массовой концентрации капель (б) различных жидкостей на распределения максимального числа Нуссельта в отрывном двухфазном потоке за обратным уступом. (а):  $M_{L1} = 0.05$ ; (б):  $d_1 = 30$  мкм.

Наибольшее увеличение интенсивности теплообмена (до 2.4 раз в сравнении с однофазным потоком) получено для испарения капель этанола, минимальное (до 1.6 раз) – для испаряющихся ацетона. Для глицерина, который не испаряется при данных условиях, интенсификации теплообмена практически не наблюдается. При этом необходимо отметить, что капли воды испаряются более медленно за счет высокой величины теплоты фазового перехода. Интенсификация теплообмена не превышает 2-х раз, за счет более медленного испарения капель эффект роста теплообмена увеличивается для случая больших размеров капель. Вполне очевидно, что увеличение массовой концентрации капель на входе для всех типов жидкостей вызывает возрастание теплоотдачи за счет роста количества капель и соответственно площади межфазной поверхности.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численно исследовано влияние испарения нескольких типов жидкости (вода, этанол, ацетон и глицерин) на изменение турбулентности, распространение дисперсной фазы и теплообмена за обратным уступом в диапазоне диаметров капель  $d_1 = 1-100$  мкм и массовой долей  $M_{L1} = 0-0.1$ .

RANS двухжидкостная эйлерова модель использована для моделирования турбулентного течения газа с каплями различных жидкостей. Для моделирования турбулентной кинетической энергии фазы несущего газа применяется модель переноса компонент рейнольдсовых напряжений, с учетом двухфазности потока. Эффект подавления турбулентности несущей газовой фазы минимален для капель ацетона (более 7%), а наибольший – для капель глицерина и воды (до 15%). Повышение теплообмена при использовании капель этанола имеет максимальную величину (более чем в 2 раза по сравнению с однофазным отрывным потоком), а минимальная интенсификация получена при испарении капель ацетона (до 25%).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 21-19-00162).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ruck B., Makiola B. Particle dispersion in a single-sided backward-facing step flow // Int. J. Multiphase Flow. 1988. V. 14. P. 787–800.
2. Зайчик Л.И., Козелев М.В., Першуков В.А. Расчет турбулентных газодисперсных течений в каналах с зонами рециркуляции // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 4. С. 65–75.
3. Hishida K., Nagayasu T., Maeda M. Augmentation of convective heat transfer by an effective utilization of droplet inertia // Int. J. Heat Mass Transfer. 1995. V. 38. P. 1773–1785.
4. Fessler J.R., Eaton J.K. Turbulence modification by particles in a backward-facing step flow // J. Fluid Mech. 1999. V. 314. P. 97–117.



5. **Riella M., Kahraman R., Tabor G.R.** Reynolds-averaged two-fluid model prediction of moderately dilute fluid-particle flow over a backward-facing step // *Int. J. Multiphase Flow*. 2018. V. 106. P. 95–108.
6. **Pakhomov M.A., Terekhov V.I.** Second moment closure modelling of flow, turbulence and heat transfer in droplet-laden mist flow in a vertical pipe with sudden expansion // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2013. V. 66. P. 210–222.
7. **Пахомов М.А., Терехов В.И.** Влияние испарения капель на турбулентность газа и теплообмен при течении двухфазного потока за внезапным расширением трубы // *ТВТ*. 2016. Т. 54. № 3. С. 352–359.
8. **Pakhomov M.A., Terekhov V.I.** Droplet evaporation in a two-phase mist dilute turbulent flow behind a backward-facing step // *Water*. 2021. V. 13. Paper 1335823.
9. **Fadai-Ghotbi A., Manceau R., Boree J.** Revisiting URANS computations of the backward-facing step flow using second moment closures. Influence of the numerics // *Flow, Turbulence Combust.* 2008. V. 81. P. 395–410.
10. **Волков Э.П., Зайчик Л.И., Першуков В.А.** Моделирование горения твердого топлива. М.: Наука. 1994. 320 с.
11. **Mukin R.V., Zaichik L.I.** Nonlinear algebraic Reynolds stress model for two-phase turbulent flows laden with small heavy particles // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2012. V. 33. P. 81–91.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ СУСПЕНЗИЙ МЕТОДОМ КРУПНЫХ ВИХРЕЙ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Моделирование течений жидкостей с твердыми частицами, диаметр которых лежит в диапазоне от 100 мкм до 1 см, а плотность составляет 1.5 – 4 плотности несущей среды, является сложной задачей. Сложность заключается в существовании большого числа разных режимов течения.

Для решения широкого круга прикладных и фундаментальных задач наиболее подходящей моделью турбулентных течений суспензий являются двухжидкостные модели, основанные на континуальном представлении коллектива частиц и использующие осреднение по Рейнольдсу или Фавру (RANS). Для замыкания RANS моделей двухфазных течений необходимо детальная информация о распределении одноточечных корреляций. Такие данные могут быть получены не только с помощью прямого численного моделирования, но и при моделировании течений с помощью метода крупных вихрей (LES).

В настоящей статье предлагается континуальная подсеточная модель на основе реологической модели смеси [1] с неравновесной скоростью межфазного скольжения. Переход от равновесной скорости скольжения к уравнению переноса для скорости скольжения позволяет сохранить вычислительную эффективность и расширить использование модели на случай инерционных частиц.

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Подход к описанию двухфазной среды связан с введением совокупности континуумов, каждый из которых относится к определенной фазе смеси. Величины, относящиеся к твердой дисперсной и несущей жидкой фазам, обозначаются нижними индексами  $p$  и  $f$  соответственно. Уравнения и замыкающие соотношения формулируются в предположении малой инерционности частиц и малости скорости межфазного скольжения. При построении модели не учитываются квазиброуновская составляющая пульсаций континуума частиц и межчастичные столкновения.

Модель включает фильтрованные уравнения неразрывности и количества движения, сформулированных для смеси в целом а также уравнение переноса для концентрации частиц и уравнение на относительную межфазную скорость. В качестве модели для замыкания подсеточных напряжений и потоков используется динамическая модель Смагоринского [2].

Уравнение переноса фильтрованной объёмной концентрации частиц:

$$\frac{\partial \hat{\phi}}{\partial t} + \nabla \cdot \left[ \hat{\mathbf{u}} \hat{\phi} + \frac{\rho_f}{\hat{\rho}} \left( \hat{\mathbf{u}}_r (1 - \hat{\phi}) \hat{\phi} - \frac{v_{sgs}}{\sigma_\phi} \nabla \hat{\phi} \right) \right] = 0 \quad (1),$$

где  $\mathbf{u}$  и  $\rho$  – скорость и плотность смеси,  $\mathbf{u}_r$  – скорость межфазного скольжения ( $\mathbf{u}_r = \mathbf{u}_p - \mathbf{u}_f$ ),  $v_{sgs}$  – подсеточная вязкость,  $\sigma_\phi$  – число Шмидта. Уравнение переноса для фильтрованной по Фавру скорости межфазного скольжения, входящей в уравнение (1), приближённо принимает вид:

$$\hat{\rho} \left( \frac{\partial \hat{\mathbf{u}}_r}{\partial t} + (\hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \hat{\mathbf{u}}_r \right) = \frac{a_1}{\hat{\tau}_p} \hat{\rho} (\hat{\mathbf{u}}_r^0 - \hat{\mathbf{u}}_r), \quad (2)$$

где  $\tau_p$  – время динамической релаксации частицы в стеснённом потоке,  $a_1$  – коэффициент уравнения. Равновесная относительная скорость рассчитывается как:

$$\hat{\mathbf{u}}_r^0 = \frac{\hat{\tau}_p}{\rho_p} \left[ (\rho_p - \rho_f) \left( \mathbf{g} - \frac{d\hat{\mathbf{u}}}{dt} \right) + \frac{1}{\hat{\phi}} (\nabla \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}_p + \hat{\mathbf{f}}_p) \right], \quad (3)$$

где  $\boldsymbol{\sigma}_p$  – напряжения в твёрдой фазе,  $\mathbf{f}_p$  – подъемная сила Сэффмана в сдвиговом течении.

Модель требует замыкающих соотношений для напряжений смеси и континуума частиц и для межфазных сил. Для описания мезомасштабного уровня течения используется реологический подход с введением феноменологических алгебраических зависимостей нормальных и касательных напряжений от концентрации частиц и градиентов скорости [1].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для тестирования модели выполнено численное моделирование развитого турбулентного течения гидросмеси в горизонтальной круглой трубе для двух случаев, изученных экспериментально [3]. Результаты моделирования сравниваются с расчетными данными, полученными с помощью сочетания лагранжевого подхода для ансамбля частиц и метода крупных вихрей для несущей фазы [4].

Вода с твёрдыми сферическими частицами движется в горизонтальной трубе диаметром  $D = 51$  мм. Монодисперсные частицы  $d_p = 165$  мкм, плотностью  $\rho_p = 2650$  кг/м<sup>3</sup>. Во всех рассмотренных вариантах средняя объёмная концентрация частиц постоянна и равна  $C = 8.4$  %.

Размер расчётной области в аксиальном направлении выбран  $L = 5D$ . Вдоль течения применяются периодические граничные условия. Статистика получается осреднением по времени и по однородному направлению вдоль течения.

Первый случай (случай А) соответствует числу Рейнольдса  $Re = 82\,000$  со средней скоростью жидкости большей критической скорости осаждения

частиц. Во втором случае (случай В)  $Re = 42\,000$  и скорость жидкости меньше критической скорости осаждения, что приводит к формированию стационарного слоя осадка.

Разработанная модель находится в хорошем согласии с лагранжевой LES моделью и экспериментальными данными как по распределению первых статистических моментов так и по поведению вторых моментов. Замыкающие соотношения для турбулентного потока частиц и пульсаций концентрации с использованием обобщенной градиентной гипотезы записываются как:

$$\langle \phi' \mathbf{v} \rangle = -\frac{C_\mu}{\sigma_t} T_t (\langle \mathbf{v} \otimes \mathbf{v} \rangle \cdot \nabla \phi + \xi \langle \phi' \mathbf{v} \rangle \cdot \nabla \mathbf{V}), \quad (4)$$

$$\langle \phi'^2 \rangle = -C_{\phi 2} T_t (\langle \phi' \mathbf{v} \rangle \cdot \nabla \phi), \quad (5)$$

где  $T_t$  – турбулентный временной масштаб,  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{V}$  – пульсационная и средняя скорости смеси,  $\phi$  – средняя объёмная концентрация частиц, константа  $C_\mu = 0.22$ ,  $\sigma_t$ ,  $\xi$  и  $C_{\phi 2}$  – константы замыкания. Треугольные скобки обозначают статистическое осреднение, штрих относится к пульсационной компоненте.

На рисунках 1 и 2 представлены распределения вдоль вертикальной координаты  $y$  в поперечном сечении канала полученные в настоящем LES расчёте и с помощью аппроксимаций (4, 5).

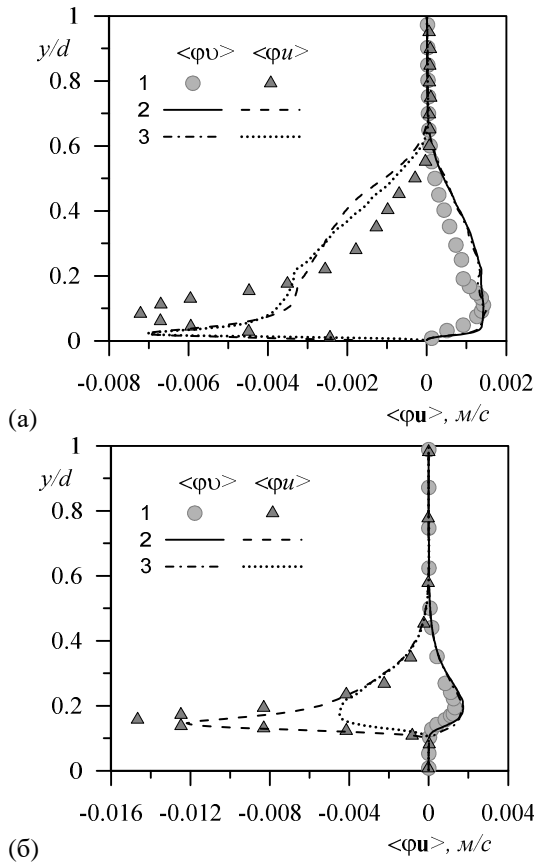


Рис.1. Распределения турбулентных потоков частиц вдоль вертикальной линии для (а) варианта А и (б) варианта В. Здесь  $u$  и  $v$  аксиальная и вертикальная компоненты скорости. Символы – расчёт [4], линии 2 – LES расчёт, линии 3 – аппроксимация.

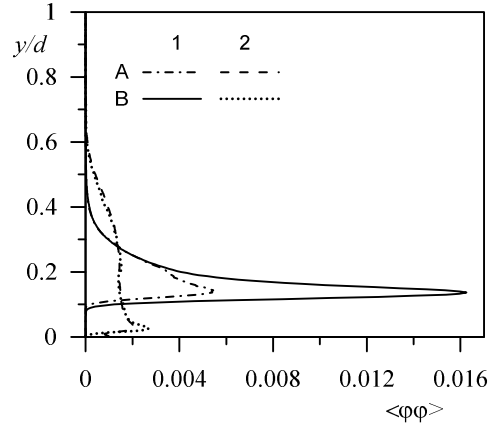


Рис.2. Распределения пульсаций концентрации частиц для вариантов А и В. Линии 1 – LES расчёт, линии 2 – аппроксимация.

Для обоих вариантов течения в областях доминирующего турбулентного перемешивания константы замыкания лежат в диапазонах  $\sigma_t = 0.9 - 0.95$ ,  $\xi = 2.5 - 3.0$ ,  $C_{\phi 2} = 1.25 - 1.45$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная континуальная LES модель двухфазного течения находится в хорошем согласии с лагранжевой LES моделью и экспериментальными данными. Полученные статистические данные используются для оценки моделей замыкания в рамках осредненных по Рейнольдсу уравнений движения двухфазной среды.

Особенность модели состоит в решении системы уравнений для двухфазного потока в целом и уравнений переноса для концентрации дисперсной фазы с релаксационным уравнением для скорости межфазного скольжения. Реологическая модель описывает вязкий режим движения частиц в жидкости.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гаврилов А.А., Шебелев А.В. Одножидкостная модель смеси для ламинарных течений высококонцентрированных суспензий // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2018. № 2. с. 84–98.
2. D.K. Lilly. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method // Phys. Fluids A, 4(3) : 633–635, 1992.
3. M. Roco and N. Balakrishnam. Multi-dimensional flow analysis of solid–liquid mixtures // J. Rheol, 29: 431–456, 1985.
4. J. Capecelatro and O. Desjardins. Eulerian–Lagrangian modeling of turbulent liquid–solid slurries in horizontal pipes // International Journal of Multiphase Flow. 55: 64–79, 2013.

## РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ ПЛЁНКИ ЖИДКОСТИ НА ВЕРТИКАЛЬНОМ ЦИЛИНДРЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ КОНТАКТНЫХ УГЛАХ СМАЧИВАНИЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Стекающие плёнки широко распространены в различных технических устройствах для интенсификации процессов теплообмена. Контактный угол смачивания оказывает существенное влияние на режим растекания жидкости и, как следствие, на площадь смачиваемой поверхности. В работе [1] проведено моделирование стекающей плёнки воды на горизонтальных трубах при  $Re = \Gamma/\nu = 3$  и  $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$  методом VOF (здесь  $\Gamma$  – расход жидкости на единицу ширины плёнки, м/с;  $\nu$  – кинематическая вязкость, м<sup>2</sup>/с). Для угла смачивания  $10^\circ$  авторы моделировали числа Рейнольдса 3, 6 и 9. Авторы работы [2] исследовали натекание плёнок раствора LiBr-H<sub>2</sub>O на горизонтальные трубы в более широких диапазонах числа Рейнольдса ( $3.5 < Re < 13.25$ ) и угла смачивания ( $0^\circ < \theta < 120^\circ$ ). В этих работах показано, что с увеличением угла смачивания характер распространения плёнки изменяется от струйного режима к капельному при фиксированном числе Рейнольдса. Подробный обзор исследований динамики стекающих плёнок представлен в статье [3]. В данной работе мы исследовали влияние контактного угла смачивания при числе Рейнольдса 104 на характеристики растекания плёнки смеси фреонов вдоль гладкого вертикального цилиндра на основе результатов трёхмерного численного моделирования двухфазного течения.

### 2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Рассматривалось растекание плёнки смеси фреонов R21 (мол. доля: 0.9) и R114 по четверти круглого вертикального цилиндра радиусом 25 мм и высотой 90 мм (рис. 1). Расчётный объём ограничивался мнимым цилиндром радиусом 26 – 30 мм в зависимости от угла смачивания. На верхней горизонтальной плоскости задавалась область с начальной толщиной плёнки жидкости  $\delta = 0.25$  мм и начальной скоростью жидкости  $V_0 = 0.1$  м/с. С учётом свойств указанной смеси фреонов число Рейнольдса равно 104, а число Вебера – 0.2. Число Капицы для всех случаев течения составило 3801. Контактный угол смачивания  $\theta$  задавался от  $10^\circ$  до  $90^\circ$  с шагом в  $20^\circ$ .

Моделирование проводилось с применением метода объёма жидкости (VOF) [4] в пакете OpenFOAM. Использовалось приложение «compressibleInterFoam», включающее уравнения

сохранения массы, импульса, энергии и переноса объёма жидкости.

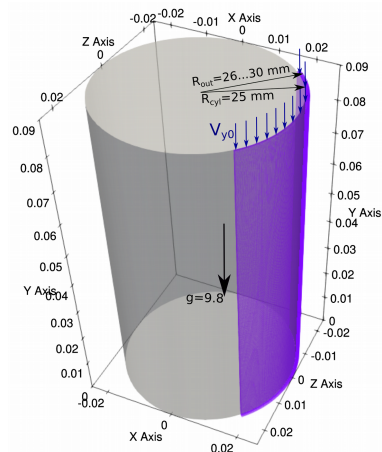


Рис. 1. Схема течения.

Для выполнения расчёта при углах смачивания  $10^\circ$  и  $30^\circ$  была создана гексагональная сетка с количеством ячеек  $20 \times 500 \times 400$  ( $x \times y \times z$ ), ограниченной поверхностью цилиндра с  $R_{out} = 26$  мм. Течениям с углами смачивания  $50^\circ, 70^\circ$  и  $90^\circ$  требовался увеличенный расчётный объём с  $R_{out} = 30.25$  мм и количеством ячеек  $40 \times 500 \times 400$  ( $x \times y \times z$ ). Для обеих сеток было применено сжатие сетки к поверхности обтекаемого цилиндра. Шаг по времени не превышал значения  $\Delta t = 2 \times 10^{-5}$  с. Параметры расчётных сеток совпадали, исключая величину максимального объёма ячейки, и имели следующие значения: максимальное соотношение сторон ячейки – 8.83, минимальный объём ячейки –  $3.68 \times 10^{-13}$  м<sup>3</sup>, максимальный объём ячейки –  $2.92 \times 10^{-12}$  м<sup>3</sup> ( $7.08 \times 10^{-12}$  м<sup>3</sup>), максимальная неортогональность сетки –  $3.91 \times 10^{-6}$ , средняя неортогональность сетки – 0, максимальная асимметрия – 0.0048.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлены режимы обтекания вышеуказанной смесью фреонов вертикального цилиндра при  $Re = 104$  и значениях угла смачивания от  $10^\circ$  до  $90^\circ$ . При  $\theta = 10^\circ$  жидкость натекает на поверхность цилиндра сплошной плёнкой с почти ровным фронтом смачивания. При  $\theta = 30^\circ$  ниже сплошной плёнки жидкость формирует прямые струи с острой формой фронта смачивания. Эти струи стабильны от момента появления и до достижения сплошной плёнки жидкости нижней границы цилиндра.

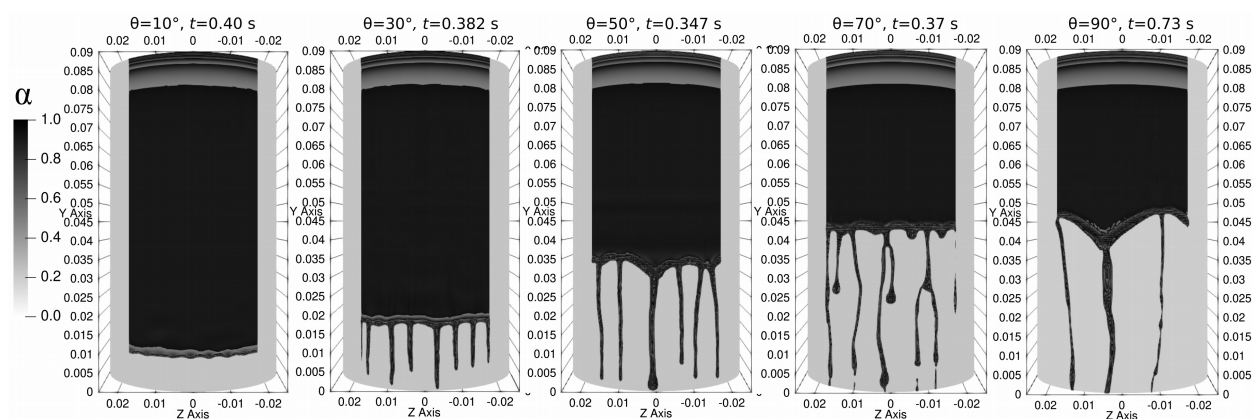


Рис. 2. Влияние угла смачивания на режим обтекания смесью фреонов вертикального гладкого цилиндра в изотермических условиях при  $Re=104$ .

При  $\theta=50^\circ$  струи, стекающие впереди сплошной плёнки, искривляются. При этом фронт смачивания струи имеет каплевидную, закруглённую форму, а одна из струй больше остальных. При увеличении угла смачивания до  $70^\circ$  струи жидкости сохраняют каплевидную форму фронта смачивания и увеличивается искривление струй. Данное искривление приводит к рекомбинации струй между собой: распаду и объединению. С течением времени на фронте смачивания сплошной плёнки возникают новые струи в промежутках между уже существующими, т.е. можно говорить о каскадном характере стекания струй. Как видно из рис. 2, в момент времени  $t=0.37$  с возникает третья генерация струй, а первое поколение струй только достигло нижней границы цилиндра.

Следует отметить, что при значениях угла смачивания от  $10^\circ$  до  $70^\circ$  сплошная плёнка жидкости достигает нижней границы исследуемого объёма, т.е. через некоторое время она покрывает всю поверхность цилиндра. При  $\theta=90^\circ$  растекание сплошной плёнки происходит только до середины высоты рассматриваемого цилиндра, а ниже жидкость формирует одну большую и две тонкие струи как показано на рис. 2 при  $t=0.73$  с. Интересно отметить, что при указанном угле смачивания растекание жидкости происходит с изменением режимов от сплошной плёнки через струйные режимы до вышеописанного режима с одной большой и двумя малыми струями.

На рис. 3 приведены зависимости площади смоченной поверхности цилиндра от времени при различных углах смачивания. Также по этим зависимостям можно судить о скорости растекания жидкости по поверхности цилиндра. При  $\theta=10^\circ$  скорость сплошной плёнки имеет значение  $0.2$  м/с. Наличие струй при угле смачивания  $30^\circ$  несколько снижает площадь смоченной поверхности и скорость продвижения сплошной плёнки при  $t > 0.4$ .

При углах смачивания  $50^\circ$  и  $70^\circ$  возникновение струй приводит к снижению скорости смачивания поверхности до  $0.089$  м/с и  $0.049$  м/с соответственно при  $t > 0.4$ . При  $\theta=90^\circ$  увеличение смоченной поверхности цилиндра прекращается при  $t > 0.4$ .

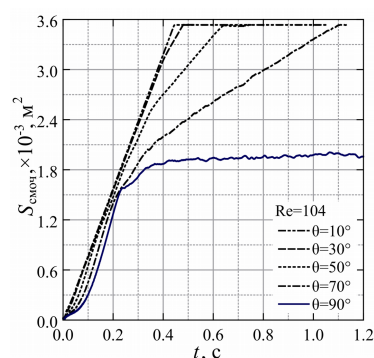


Рис. 3. Влияние контактного угла смачивания на площадь смоченной поверхности.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённое исследование стекания плёнки смеси фреонов по вертикальному цилиндру показало существенное влияние угла смачивания на режимы течения жидкости и, как следствие, на площадь смачиваемой поверхности и скорости смачивания. Увеличение угла смачивания приводит к росту расхода жидкости через струи и к замедлению растекания сплошной плёнки.

*Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН.*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ramadan Z. and Park C.W.** Hydrodynamic behavior of liquid falling film over horizontal tubes: Effect of hydrophilic circular surface on liquid film thickness and heat transfer // *Case Studies in Thermal Engineering*. 2021. V. 24. Paper No 10082.
2. **de Arroia P. F., Martínez-Urrutia A., Peña X., Martínez-Agirre M., Mounir Bou-Ali M.** Influence of the contact angle on the wettability of horizontal-tube falling films in the droplet and jet flow modes // *Int. Journal of Refrigeration*. 2018. V. 90. P.12–21.
3. **Dai Z., Zhang Y., Wang S., Nawaz K., Jacobi A.** Falling-film heat exchangers used in desalination systems: A review // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2022. V. 85. Paper No 122407.
4. **Hirt C.W., Nichols B.D.** Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries // *Journal of Computational Physics*. 1981. V. 39(1). P. 201 – 225.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ РАСПЫЛИВАНИЯ ПНЕВМАТИЧЕСКОЙ ФОРСУНКИ В АТМОСФЕРНЫХ УСЛОВИЯХ

Современные требования к газотурбинным двигателям требуют использования все более высоких режимных параметров – степени сжатия воздуха в компрессоре.

Типичные значения полного давления  $P_k$  и абсолютной температуры перед камерой сгорания  $T_k$  приведены в табл. 1.

Таблица 1. Режимные параметры модельного двигателя

Режим	1	2	3	4	5
$P_k$ , бар	4,7	11,4	9,4	25,5	30
$T_k$ , К	480	620	705	780	820
$\rho_a$ , кг/м <sup>3</sup>	3,019	5,669	4,111	10,079	11,729
$U_c$ , м/с	73,078	83,047	88,57	93,157	95,516
$W_{20}$	13,001	31,534	26,002	70,533	82,984
$W_{40}$	26,002	63,058	52,003	141,726	165,968

При испытаниях в нормальных условиях ( $P_k = 101,325$  кПа = 1,01325 бар,  $T_k = 288$ К) всегда необходимо смоделировать и исследовать режимы распыливания пневматической форсунки при атмосферном давлении окружающего воздуха, обеспечивающие соответствие их режимам работы двигателя по основным критериям подобия для пневматического способа распыла жидкости.

Объектом исследования был выбран экспериментальный форсуночный модуль с двухканальным завихрителем, который включает в себя одноконтурную по топливу пневматическую форсунку с центральным каналом подвода и закрутки потока воздуха и внешним завихрителем воздуха с однонаправленной закруткой потока. В качестве топлива использовался керосин ТС1.

В случае распада струи или жидкой пленки под действием окружающего воздуха размеры получаемых капель определяются отношением разрушающей аэродинамической силы к восстанавливающей равновесие силе поверхностного натяжения. Это безразмерное отношение известно, как число Вебера. Мы будем считать его основным критерием подобия и определять число Вебера как [1]

$$We = \frac{\rho_a U_c^2 D_{32}}{\sigma_f} \quad (1).$$

Здесь  $\rho_a$  – плотность воздуха,  $U_c$  – скорость истечения струи воздуха из завихрителя,  $\sigma_f$  – коэффициент поверхностного натяжения топлива,  $D_{32}$  – среднезаулеровский диаметр капель топлива.

В реальных режимах работы двигателя плотность воздуха в камере сгорания может быть довольно большой (табл.1). При нормальных условиях (стандартная атмосфера)  $\rho_a = 1,225$  кг/м<sup>3</sup>. Поэтому добиться соответствия чисел Вебера реальным условиям можно за счет увеличения скорости истечения воздуха из завихрителя.

Из уравнения Бернулли [2, 3], учитывая, что полное давление в струе за завихрителем больше давления окружающей среды на величину скоростного напора струи следует

$$\Delta P_a = 0,5\rho U_c^2 + 0,5\zeta_c \rho U_c^2, \quad (2)$$

где  $\Delta P_a$  – перепад полных давлений воздуха на фронтном модуле,  $\zeta_c$  – коэффициент потерь полного давления.

Отсюда находим

$$U_c = \varphi_c \sqrt{\frac{2\Delta P_a}{\rho_a}} \quad (3).$$

Здесь  $\varphi_c$  – коэффициент скорости, определяемый как отношение средней скорости истечения  $U_c$  к теоретической (идеальной)  $U_{id}$  (при полном заполнении выходного сечения)

$$\varphi_c = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_c}} = \frac{U_c}{U_{id}}. \quad (4)$$

Для завихрителя можно считать  $\varphi_c = 0,7$ . Располагаемый перепад полных давлений на фронтном устройстве будем считать 3,5 %  $P_k$ . Расчетные числа Вебера для  $D_{32} = 20$  и 40 мкм при основных режимах работы модельного двигателя приведены в табл. 1.

Для сохранения подобия по числам Вебера подставим равенство (3) в формулу (1). После элементарных преобразований получим:

$$We = 2\varphi_c^2 \frac{\Delta P_a D_{32}}{\sigma_f}. \quad (5)$$

Таблица 2. Рекомендуемые параметры потока для опытов в атмосферных условиях

Режим	1	2	3й	4	5
$\Delta P_a$ , кПа	16,45	39,9	32,9	89,25	105
$U_c$ , м/с	114,717	178,662	162,234	267,208	289,830
AAFR	7,25	3,89	3,52	2,40	1,99

(AAFR – отношение секундных массовых расходов воздуха  $G_a$  и топлива  $G_f$  в испытываемой пневматической форсунке)



Таким образом, число Вебера пропорционально перепаду полных давлений на фронтном модуле, и подобия в опытах в нормальных условиях можно добиться подбором напора воздуха. При этом скорость истечения воздуха будет больше, чем в реальных условиях.

Для получения заданных чисел Вебера в нормальных условиях необходимо выдерживать приведенные в табл. 2 перепады давлений воздуха.

Рассмотрим теперь функциональную зависимость среднесаутерского диаметра капель топлива от комбинации параметров форсунки, воздуха и топлива. Для вывода зависимости  $D_{32}$  от основных параметров воспользуемся энергетическим подходом, изложенным в [4].

Площадь поверхности элементарного объема жидкой струи  $A_{st}$  из уравнения неразрывности определяется следующим выражением:

$$A_{st} = \frac{4 \cdot m_f}{\rho_f \cdot d_c} \quad (6).$$

Площадь поверхности капель, образующихся в результате распада жидкости, равна

$$A_{spray} = n_{drop} \cdot \pi \cdot D_{32}^2, \quad (7)$$

а их масса  $m_f$  соответственно равна

$$G_f = n_{drop} \cdot \rho_f \cdot \pi / 6 \cdot D_{32}^3 \quad (8).$$

Здесь  $n_{drop}$  – число капель,  $d_c$  – диаметр сопла форсунки.

Подставляя выражение (8) в формулу для поверхности капель (6), вычислим изменение поверхностной энергии в результате распада жидкости:

$$E_{A, spray} = \sigma_f \cdot (A_{spray} - A_{st}) = \frac{\sigma_f \cdot m_f}{\rho_f} \cdot \left( \frac{6}{D_{32}} - \frac{4}{d_c} \right) \quad (9)$$

Это изменение происходит в результате воздействия кинетической энергии потока газа массой  $m_a$ :

$$E_{gas, kin} = \frac{m_a \cdot U_c^2}{2} \quad (10)$$

Однако для создания новой поверхности эта кинетическая энергия используется лишь частично, поэтому вводится коэффициент энергоэффективности  $C$  [4]. С учётом этого замечания, приравняв (9) и (10), получаем следующее выражение:

$$D_{32} = C1 \cdot \frac{12 \cdot d_c}{8 + C \cdot \frac{\rho_f \cdot U_c^2 \cdot d_c}{\sigma_f} \cdot AAFR} = C1 \cdot \frac{12 \cdot d_c}{8 + C \cdot We1 \cdot AAFR} \quad (11)$$

Здесь  $C=10^{-4}$ ;  $We1 = \frac{\rho_f \cdot U_c^2 \cdot d_c}{\sigma_f}$  – число Вебера, вычисленное по диаметру сопла форсунки, скорости воздуха и плотности жидкости. Для лучшего совпадения с экспериментальными данными в уравнение (11) для  $D_{32}$  вводится ещё одна константа  $C1$ , зависящая от геометрических параметров форсунки. В нашем исследовании значение  $C1 = 0,0389$ .

Ниже приводятся результаты расчётов по формуле (11) и их сравнение с экспериментальными данными для исследованных режимов работы форсунки в нормальных условиях. Измерения характеристик распыливания

топлива выполнялись на стенде лазерных измерений ЦИАМ [5] в открытом пространстве в поперечном сечении генерируемого аэрозоля, на расстоянии 30 мм от среза сопла форсуночного модуля, с помощью лазерно-оптического метода PSV (Particle Shadow Velocimetry) фирмы La Vision, основанного на принципе измерения размеров по теневым изображениям частиц.

На рис. 1 представлена зависимость экспериментальных и расчётных значений осредненного по сечению среднесаутерского диаметра капель топлива в факеле распыливания пневматической форсунки от перепада давлений воздуха на фронтном модуле. Диапазон изменения числа Вебера  $We1$  составлял  $0,03 \cdot 10^6 - 1,2 \cdot 10^6$ .  $AAFR$  менялось от 2 до 8, на высоких режимах при пневматическом распыле оно практически не влияло на размер капель.

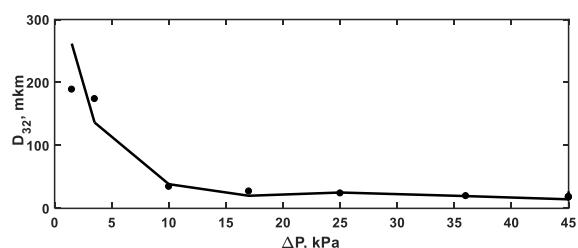


Рис.1 Зависимость экспериментальных и расчётных значений  $D_{32}$  в факеле распыливания пневматической форсунки от перепада давлений воздуха на фронтном модуле. Линия – расчет, точки – эксперимент.

Как видно из приведённого графика, наблюдается хорошая корреляция экспериментальных и расчётных значений размеров капель.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Смоделированы режимы распыливания жидкости пневматической форсункой в атмосферных условиях, обеспечивающие соответствие заданным режимам работы модельного двигателя по основным критериям подобия. Установлена функциональная зависимость среднесаутерского диаметра капель топлива от режима испытаний на основе энергетического подхода с использованием безразмерного критерия подобия

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Распыливание жидкостей** / Ю.Ф.Дитякин, Л.А. Клячко, Б.В. Новиков, В.И.Ягодкин. М.: Машиностроение, 1977. 208 с.
2. **Касилов В.Ф.** Справочное пособие по гидрогазодинамике для теплоэнергетиков. М.: Издательство МЭИ, 2000. 408 с.
3. **Расчет гидравлических сопротивлений.** Учебное пособие / Казань: Издательство КГТУ, 2010. 61 с.
4. **A.H. Lefebvre** Energy Considerations in Twin-Fluid Atomization // Journal of Engineering for Gas Turbines and Power. 1992. 114 (1). P. 89-96.
5. Васильев А.Ю., Майорова А.И. Физические особенности дробления жидкостей различными способами распыливания // ТВТ. 2014. Т. 52. № 2. С. 261- 270.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЫ В ДВУХМЕРНОЙ ОБЛАСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из разделов современной механики жидкости и газа [1-12] является механика неоднородных сред. Динамика неоднородных – многокомпонентных и многофазных сред имеет существенные отличия от классической гидродинамики.

Частным случаем неоднородных сред являются многофазные среды, в которых компоненты смеси имеют различное агрегатное состояние. Предметом исследования данной работы является динамика смесей, состоящих из газа и взвешенных в газе дисперсных включений, сред, именуемых аэрозолями или же газовзвесьями.

В ряде публикаций проведены как теоретические, так и экспериментальные исследования колебаний газа в акустических резонаторах. Изучение динамики однородного газа и аэрозолей в акустических резонаторах связано с задачами промышленной энергетики и криогенных технологий, в которых происходит движение газочапельных смесей в аэродинамическом и акустическом полях. Учёт вязкости однородного газа оказывает влияние на результаты моделирования динамики газа в акустических резонаторах.

В динамике аэрозолей при больших объемных содержаниях дисперсной фазы на динамику смеси оказывает влияние межфазное взаимодействие. При моделировании динамики неоднородных сред существует несколько подходов, предполагающие моделирование динамики смеси в целом – гомогенный подход моделирования параметров смеси в целом, а также моделирование движения только газовой фазы и расчет траекторий незначительного количества частиц.

Целью исследования является изучение влияния межфазного взаимодействия и объемного содержания дисперсной фазы на колебания аэрозоля в акустическом резонаторе. Задачей данного исследования является проведение численных расчетов динамики аэрозоля при различных частотах возбуждения колебаний и различных объемных содержаниях дисперсной фазы. В расчетах применялась континуальная модель динамики многофазных сред, позволяющая учесть взаимодействие компонент смеси.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ

Движение газовзвеси моделируется системой уравнений динамики многофазной среды с учетом межфазного обмена импульсом и энергией. Движение несущей среды описывается системой уравнений Навье-Стокса для сжимаемого теплопроводного газа с учетом межфазного обмена импульсом и теплообмена (1) [11]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_1 v_1)}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_1 u_1^2 + p - \tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_1 u_1 v_1 - \tau_{xy}) &= -F_x + \alpha \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial(\rho_1 v_1)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_1 u_1 v_1 - \tau_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_1 v_1^2 + p - \tau_{yy}) &= -F_y + \alpha \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{\partial(e_1)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( [e_1 + p - \tau_{xx}] u_1 - \tau_{xy} v_1 - \lambda \frac{\partial T_1}{\partial x} \right) + \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left( [e_1 + p - \tau_{yy}] v_1 - \tau_{xy} u_1 - \lambda \frac{\partial T_1}{\partial y} \right) &= \quad (1) \\ &= -Q - |F_x|(u_1 - u_2) - |F_y|(v_1 - v_2) + \alpha \left( \frac{\partial(pu_1)}{\partial x} + \frac{\partial(pv_1)}{\partial y} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_2 v_2)}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_2 u_2^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_2 u_2 v_2) &= F_x - \alpha \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial(\rho_2 v_2)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_2 u_2 v_2) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_2 v_2^2) &= F_y - \alpha \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{\partial(e_2)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(e_2 u_2) + \frac{\partial}{\partial y}(e_2 v_2) &= Q \\ p &= (\gamma - 1) \left( e_1 - \rho_1 (u_1^2 + v_1^2) \right) / 2, \end{aligned}$$

$$e_1 = \rho_1 I + \rho_1 (u_1^2 + v_1^2) / 2, \rho_2 = \alpha_2 \rho_{20}, e_2 = \rho_2 C_p T_2$$

Здесь  $\tau_{ij}$  – пространственные компоненты тензора вязких напряжений несущей среды. В данной работе рассмотрено плоское течение аэрозоля, математическая модель записана для декартовой системы координат. В выбранной системе координат в двухмерном случае составляющие тензора напряжений несущей среды (2) будут иметь вид:

$$\tau_{xx} = \mu \left( 2 \frac{\partial u_1}{\partial x} - \frac{2}{3} D \right), \tau_{yy} = \mu \left( 2 \frac{\partial v_1}{\partial y} - \frac{2}{3} D \right),$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left( \frac{\partial u_1}{\partial y} + \frac{\partial v_1}{\partial x} \right), D = \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y}. \quad (2)$$

Индекс  $i=1$  относится к несущей среде, индекс  $i=2$  относится к дисперсной фазе. Межфазный обмен импульсом включает в себя силу аэродинамического сопротивления, динамическую силу Архимеда и силу присоединенных масс [1]. Здесь  $p, \rho_1, u_1, v_1$  – давление, плотность, декартовы составляющие скорости несущей среды в направлении осей  $x$  и  $y$  соответственно,  $\gamma, \mu, I$  – постоянная адиабаты, динамическая вязкость и внутренняя энергия газа;  $T_1, e_1$  – температура и полная энергия газа;  $\alpha, \rho_2, \rho_{20}, T_2, C_{p2}, e_2, u_2, v_2$  – объемное содержание дисперсной фазы, средняя плотность, физическая плотность, температура, теплоемкость, внутренняя энергия, декартовы составляющие скорости дисперсной фазы. Система уравнений дополнялась замыкающими соотношениями (3):

$$F_1 = \frac{3}{4} \frac{\alpha}{(2r)} C_{d2} \rho_1 \sqrt{(u_1 - u_2)^2 + (v_1 - v_2)^2} (u_1 - u_2) + \alpha \rho_1 \left( \frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} \right) + 0.5 \alpha \rho_1 \left( \frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} - \frac{\partial u_2}{\partial t} - u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} - v_2 \frac{\partial u_2}{\partial y} \right) \quad (3)$$

$$F_2 = \frac{3}{4} \frac{\alpha}{(2r)} C_{d2} \rho_1 \sqrt{(u_1 - u_2)^2 + (v_1 - v_2)^2} (v_1 - v_2) + \alpha \rho_1 \left( \frac{\partial v_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial y} \right) + 0.5 \alpha \rho_1 \left( \frac{\partial v_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial y} - \frac{\partial v_2}{\partial t} - u_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} - v_2 \frac{\partial v_2}{\partial y} \right)$$

$$C_{d2} = \frac{24}{Re_{21}} + \frac{4}{Re_{21}^{0.5}} + 0.4, \quad M_{21} = |\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2| / c,$$

$$Re_{21} = 2\rho_1 |\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2| r / \mu, \quad Pr = C_p \mu / \lambda,$$

$$Nu_{21} = 2 \exp(-M_{21}) + 0.459 Re_{21}^{0.55} Pr^{0.33},$$

$$Q = 6\alpha \lambda Nu_{21} (T_1 - T_2) / (4r^2)$$

Применяются следующие обозначения:  $r$  – радиус частиц аэрозоля,  $\lambda$  – теплопроводность газа,  $Pr$  – число Прандтля [2],  $C_p, C_{d2}, M_{21}, Re_{21}, Nu_{21}$  – теплоемкость газа, коэффициент сопротивления учитывающий неоднородность частиц и межфазный обмен импульсом, относительные числа Маха, Рейнольдса и Нусельта [2].

В формулах (3)  $F_x, F_y$  – составляющие вектора обмена импульсом дисперсной фазы и несущей среды;  $Q$  – тепловой поток между дисперсной фазой смеси и несущей средой [1,2].

Одним из важных параметров динамики

многофазных сред является объемное содержание дисперсной фазы, отношение объема компоненты смеси к общему объему смеси –  $\alpha_i = V_i/V$ , при этом физическая плотность материала дисперсной фазы предстает неизменной.

Для составляющих скорости несущей среды и дисперсной фазы задавались однородные граничные условия Дирихле. Для остальных функций динамики многофазной смеси задавались однородные граничные условия Неймана.

Система уравнений динамики многофазной среды решалась двухэтапным явным конечно-разностным методом Мак-Кормака, позволяющим получать решения второго порядка точности [13].

После каждого временного шага, для получения монотонного численного решения применялась схема нелинейной коррекции численного решения [14,15].

### 3. ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИРУЕМОГО ПРОЦЕССА

В расчетах динамики аэрозоля в акустическом резонаторе – трубе [16] задавались следующие параметры моделируемого процесса: дисперсная фаза газозвеси состояла из частиц с диаметром  $d=1$  мкм, объемным содержанием дисперсной фазы  $\alpha=0.0000065$  с дисперсными включениями, равномерно распределенными по всей емкости, для начального момента времени. Физическая плотность материала частиц –  $\rho_{20}=913$  кг/м<sup>3</sup>. При  $t=0$  поршень начинал движение по гармоническому закону  $y(t)=A \sin(\omega t)$ , где  $\omega$  – циклическая частота первого резонанса колебаний в закрытой трубе,  $\omega=\pi c/L$ . На рис.1 схематически изображен акустический резонатор.

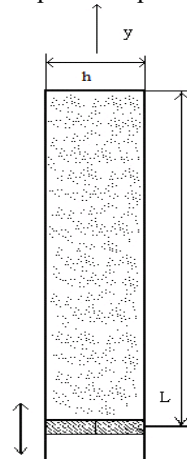


Рис.1 Схематическое изображение акустического резонатора.

Высота акустического резонатора –  $L=0.938$  м, диаметр трубы –  $h=0.1$  м, амплитуда хождения поршня  $A=0.375$  мм. Вертикальное расположение канала, в котором происходят колебания аэрозоля, объясняется тем, что при таком расположении акустического резонатора процесс гравитационного осаждения более длительный.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новизна работы заключается в том, что континуальная математическая модель динамики многофазных сред применена к моделированию динамики аэрозоля при резонансных колебаниях в закрытой трубе, что позволяет учесть влияние межфазного взаимодействия на интенсивность колебаний газа. Межкомпонентный обмен импульсом учитывал динамическую силу Архимеда, силу присоединенных масс и силу аэродинамического сопротивления, учитывался теплообмен между компонентами смеси. Несущая среда газозвеси описывалась как вязкий, сжимаемый и теплопроводный газ.

Ценность полученных результатов состоит в том, что благодаря континуальной математической модели, возможно определить закономерности взаимодействия компонента аэрозоля при резонансах колебаниях в закрытом акустическом резонаторе. Выявленные закономерности могут быть применены при оптимизации устройств акустической сепарации дисперсной компоненты газозвесей, что в свою очередь может использоваться в агрегатах промышленной энергетики.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Нигматулин Р.И.** Динамика многофазных сред. Ч.1 Наука, 1987. 464с.
2. **Кутушев А.Г.** Математическое моделирование волновых процессов в аэродисперсных и порошкообразных средах. СПб.: Недра, 2003. 284 с.
3. **Федоров А.В., Фомин В.М., Хмель Т.А.** Волновые процессы в газозвесах частиц металлов. Новосибирск, 2015. 301 с.
4. **Арсланова С.Н., Тонконог В.Г.** Фазовые переходы при хранении частично отвержденных криогенных жидкостей//В сборнике: Труды Шестой Российской национальной конференции по теплообмену. 2014. С. 665-668.
5. **Баянов И.М., Тонконог В.Г., Гортышов Ю.Ф., Арсланова С.Н., Тонконог М.И., Мубаракшин Б.Р.** Сепарация фаз при газификации сжиженного природного газа// В сборнике: Труды Шестой Российской национальной конференции по теплообмену. 2014. С. 802-805.
6. **Вараксин А.Ю., Протасов М.В.** О влиянии вдува газа на защиту поверхностей тел, обтекаемых двухфазным потоком// Теплофизика высоких температур. 2017. №6. С. 785–788.
7. **Пахомов М.А., Терехов В.И.** Влияние испарения капель на структуру течения и тепломассобмен в ограниченном закрученном газокапельном потоке за его внезапным расширением// Теплофизика и аэромеханика. 2018. №6. С.865-875.
8. **Тукмаков Д.А., Тукмакова Н.А.** Методика численного исследования отражения ударной волны от твердой поверхности в запылённой среде //Вестник Воронежского государственного университета, Серия системный анализ и информационные технологии. 2019. №4. С. 47-54.
9. **Тукмаков Д.А., Тукмакова Н.А.** Конечно-разностные алгоритмы в приложении к моделированию динамики двухкомпонентной электрически заряженной смеси

//Физическое образование в ВУЗах. 2020. Т. 26. № 3. С. 33-45.

10. **Тукмаков Д.А.** Численная модель течения аэрозоля, обусловленного взаимодействием частиц и газа// Сложные системы. 2021. №1. С. 64-71.

11. **Тукмаков Д.А., Тукмакова Н.А.** Численное моделирование колебаний аэрозоля в акустическом резонаторе кубической формы//Наука Юга России. 2022. Т. 18. № 1. С. 3-11.

12. **Тукмаков Д.А., Тукмакова Н.А.** Численное моделирование обтекания полидисперсной метановой газозвесью обратного уступа//Инженерная физика. 2022. №3. С. 27-36.

13. **Флетчер К.** Вычислительные методы в динамике жидкостей В 2-х томах, Т.2, Москва: Мир, 1991. 552 с.

14. **Тукмаков А.Л.** Хаотические колебания аэроупругой системы с синхронизацией при противофазном возбуждении//Прикладная механика и техническая физика. 2003. № 6. С. 49-55.

15. **Музафаров И.Ф., Утюжников С.В.** Применение компактных разностных схем к исследованию нестационарных течений сжимаемого газа // Математическое моделирование. 1993. №3. С.74-83.

16. **Красильников В.А., Крылов В.В.** Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984. 403 с.

## КИНЕМАТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Основой бесконтактных методов исследования является то, что чувствительный элемент измерительного средства не приводится в контакт с изучаемым объектом, что позволяет определять значения параметров процесса без непосредственного вмешательства в него.

Изучаемым процессом стала гидродинамическая люминесценция (гидролюминесценция, ГЛ) — явление свечения жидкости, протекающей через узкий канал под высоким давлением (десятки атмосфер) [1]. Процессом, предшествующим ГЛ, является гидродинамическая кавитация — образование пузырьков газа в жидкой среде при пониженном давлении с их последующим «схлопыванием» при высоком давлении.

Причина, по которой возникает свечение при ГЛ на сегодняшний день точно не определена, однако существуют различные теории, пытающиеся это объяснить. Наиболее распространённой является электрическая теория, объясняющая вспышку света как результат электрического пробоя. Считается, что пробой возникает из-за электрических зарядов, возникающих в жидких диэлектриках. Также точно неизвестно, связана ли ГЛ с процессом сонолюминесценции (СЛ) - свечения пузырьков газа в жидкости под воздействием ультразвукового колебания [2]. Одной из возможных причин СЛ является тепловая теория, предполагающая наличие зоны с очень высокой температурой внутри пузырька (порядка 10 000 К), которая вызывает свечение [3].

Исследования, позволяющие определять температуры и давления в процессах ГЛ и СЛ, важны, т.к. позволяют больше узнать о природе этих явлений.

Важным этапом моделирования распределения температур и давлений внутри кавитационного пузырька является определение граничных условий. Целью работы являлось определение скорости кавитационного пузырька при ГЛ методом высокоскоростной съёмки.

### 2. ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследования гидролюминесценции использовалась установка, показанная на рис. 1.

Исследуемой жидкостью являлась вода, которая проходила через опытный участок (10) слева-направо. Опытный участок — сопло круглой формы (4). Наружный диаметр — 40 мм, внутренний — 16 мм, длина — 80 мм. В центре

диаметр канала равен 1 мм. Материал сопла - прозрачное органическое стекло. Сопло удерживалось двумя круглыми фланцами (5), стянутыми четырьмя нержавеющими шпильками (3). Опытный участок освещался лампой (6).

Вода прокачивалась насосами (1) и (8) из бака (7). Насосы приводились в движение двигателем. Регулировка давления P1 на входе осуществлялась преобразователем частоты ЕЗ - 9100 (2). При изменении частоты сети изменялось число оборотов двигателя, тем самым меняя давление в системе. Давление на входе изменялось от 10 до 100 атм, а давление на выходе P2 оставалось постоянным и равным атмосферному. Таким образом осуществлялось увеличение перепада давлений.

Процесс движения жидкости и образования пузырьков снимался на высокоскоростную камеру VEO-E 310L (9) для дальнейшего анализа. При помощи ноутбука (11) осуществлялась настройка съёмки и управление камерой.

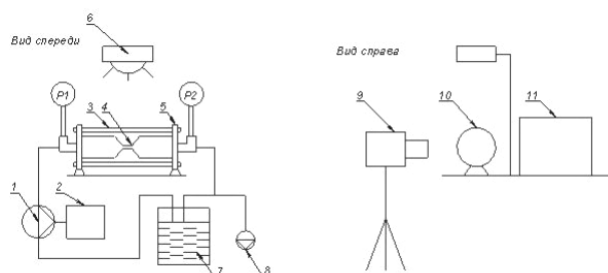


Рис. 1. Установка для кинематического исследования ГЛ: 1, 8 - насосы, 2 - преобразователь частоты, 3 - шпильки (4 шт), 4 - сопло, 5 - фланцы (2 шт), 6 - лампа, 7 - бак с водой, 9 - VEO - E 310L, 10 - опытный участок, 11 - ноутбук

### 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ПУЗЫРЬКА

Скорость определялась путём покадрового анализа видеозаписей, полученных с камеры. Параметры съёмки - разрешение 256 × 158 и 77 000 к/с.

Таким образом были получены 10 видеозаписей для разных перепадов давлений. Температура воды в среднем составляла 20°C.

Видеозаписи анализировались с использованием ПО Phantom PCC. С помощью встроенного анализа движения измерялось расстояние, пройденное пузырьком за кадр. Расстояние измерялось несколько раз для каждого момента времени. Всего было взято три момента времени, в которые явно можно было проследить изменение положения пузырька. Скорость для каждого эксперимента рассчитывалась путём

деления измеренного расстояния на время  $\Delta t = \frac{1}{77\,000}$  с. Затем полученные значения скорости усреднялись.

В результате среднее расстояние  $\bar{S}$ , пройденное пузырьком за кадр при  $\Delta P = 9$  атм, получилось равным 0.18 мм, а скорость пузырька  $\bar{U} = 13.5$  м/с. С ростом перепада давлений скорость пузырька увеличивалась. Например, при перепаде давлений  $\Delta P = 39$  атм. расстояние было равным  $\bar{S} = 0.29$  мм, а скорость пузырька  $\bar{U} = 22.4$  м/с.

Таким образом была получена зависимость скорости кавитационного пузырька от перепада давлений. С ростом перепада давлений увеличивалась и скорость пузырька.

Стоит отметить, что полученные значения всё же являются оценочными, т.к. пройденное пузырьком расстояние определялось в предположении о том, что траектория движения была прямолинейной. Такое предположение может быть неверным и пузырёк из начальной точки в конечную мог прийти другим путём, что увеличивает пройденное расстояние и, следовательно, скорости. Однако для определения порядка расстояний, пройденных кавитационными пузырьками и их скоростей метод высокоскоростной съёмки можно использовать.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Маргулис М.А., Пильгунов В.Н. Свечение и электризация при течении диэлектрических жидкостей в узком канале // ЖФХ. 2009. Т. 38. № 8. С. 1585 - 1590.
2. Frenzel H., Schlütes H. Luminescenz im ultraschallbeschickten Wasser // Z. Phys. Chem. 1934. V. 27 P. 421 - 424.
3. Борисенок В.А. Сонолюминесценция: эксперименты и модели (обзор) // Акустический журнал. 2015. Т. 61. №3. С. 333 - 360.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ВСКИПАНИЯ СТРУИ ПЕРЕГРЕТОЙ ВОДЫ: УГОЛ РАСКРЫТИЯ, РАЗМЕР КАПЕЛЬ, ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ

### АННОТАЦИЯ

Представлены результаты экспериментального исследования струй перегретой воды, истекающей из камеры высокого давления через короткие каналы (цилиндрический, квадратный, треугольный, полуцилиндрический) в атмосферу. Прослежено изменение формы, угла раскрытия и дисперсионного состава струи при различных степенях перегрева. Выявлена связь между изменением угла раскрытия свободной струи и частотой образования критических зародышей в объеме перегретой жидкости. Установлен эффект полного раскрытия струи при ее истечении через каналы не круглого сечения. Проведен анализ пульсационных явлений в струе для различных режимов вскипания.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Струя вскипающей жидкости является одним из объектов исследования вещества, находящегося в метастабильном состоянии [1, 2]. Анализ проявляющегося фазового перехода в струе жидкость – пар позволяет получить важные сведения о влиянии кинетики зародышеобразования на формообразование, дисперсионный состав, устойчивость истечения и т.д. Экспериментальные данные о распылении метастабильной жидкости представляют значительный интерес для создания и совершенствования различных технических устройств [3, 4] (струйный принтер, топливные форсунки, опреснительные системы и т.д.)

В данной работе обсуждаются вопросы об изменении формы, угла раскрытия, размерах капель вскипающей струи перегретой воды, истекающей через различные каналы.

### 2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

#### 2.1. Условия эксперимента

Истечение вскипающей воды происходило из сосуда высокого давления через короткие каналы различной геометрической формы (цилиндрический, квадратный, полуцилиндрический, треугольный) с острыми входными и выходными кромками в атмосферу. Начальные условия (температура, давление) в рабочей камере соответствовали линии фазового равновесия и изменялись в широком диапазоне:  $T=380 - 580$  К,  $p=0.1 - 10$  МПа.

#### 2.2. Форма и угол раскрытия струи

Экспериментальное исследование вскипающей воды показало, что струя жидкости является достаточно чувствительной к процессам рождения, раз-

вития и взаимодействия паровых зародышей. Так, при различной степени интенсивности возникновения в объеме струи жидкости пузырьков пара наблюдаются различные формы потока (рис. 1).

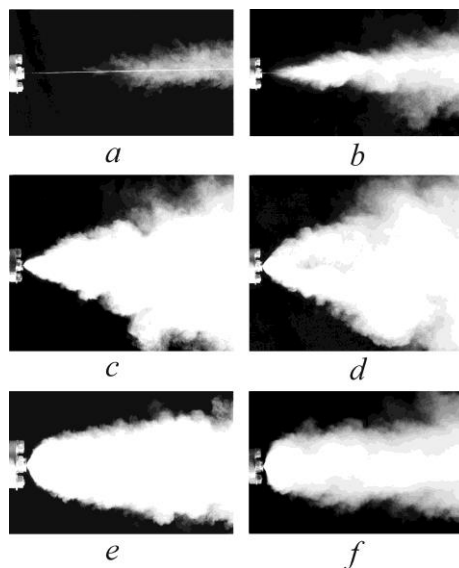


Рис. 1. Вскипание свободной струи перегретой воды при истечении через цилиндрический канал (диаметр  $d=0.3$  мм,  $l/d=3.3$ ) при различных температурах: а)  $T_s=450$  К, б)  $T_s=480$  К, в)  $T_s=490$  К, д)  $T_s=510$  К, е)  $T_s=550$  К, ф)  $T_s=580$  К.

До  $T_s=480$  К сохраняется не вскипевшее жидкостное ядро, как у холодной жидкости, окруженное паровым облаком (рис. 1 а,б). При проявлении интенсивного (взрывного) вскипания струя приобретает форму конуса с растущим углом раскрытия (рис. 1 с,д). Нарастающая интенсивность фазового перехода жидкость – пар приводит к тому, что струя принимает параболический вид (рис. 1 е,ф). На основании полученных фотографий было прослежено увеличение угла раскрытия свободной струи. Исследования показали, что характер изменения угла раскрытия струи коррелирует с частотой нуклеации паровых зародышей – обе зависимости имеют ступенчатый вид.

При креплении короткого канала к рабочей камере с помощью прижимного фланца, создавались условия, способствующие проявлению полного раскрытия струи [5, 6]. Данная форма струи наблюдалась для всех типов каналов, использованных в экспериментах. На рисунке 2 показано, как происходило изменение угла раскрытия струи, истекающей через полуцилиндрический канал, с ростом давления жидкости в рабочей камере. Из графика можно видеть, что истечение с развернутым углом раскрытия проявлялось в достаточно

широком диапазоне термодинамических параметров и имело устойчивый вид.

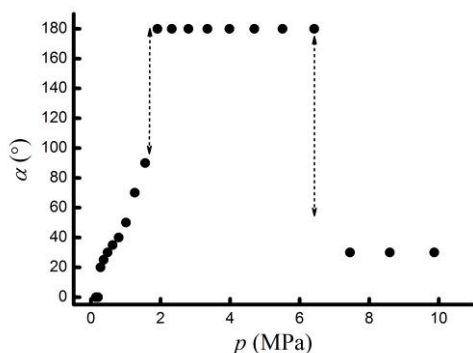


Рис. 2. Угол раскрытия струи перегретой воды при изменении давления в рабочей камере. Стрелками показана неустойчивость формы струи при полном раскрытии.

Значительные колебания угла раскрытия струи наблюдались при смене от конического вида струи к истечению с развернутым углом раскрытия и при обратном переходе.

### 2.3. Размер капель

Исследование дисперсионного состава факела распыла перегретой воды проводилось микроскопическим методом. На стеклянную поверхность наносилась тонкая пленка вязкой жидкости и на короткое время вносилась в факел распыла вскипающей воды. Имеющиеся капли в струе, попадая на вязкую пленку «прилипали» к ней и достаточно продолжительное время существовали до частичного или полного испарения.

На рисунке 3 приведены фотографии капель, образованные при истечении вскипающей жидкости через короткий полуцилиндрический канал.

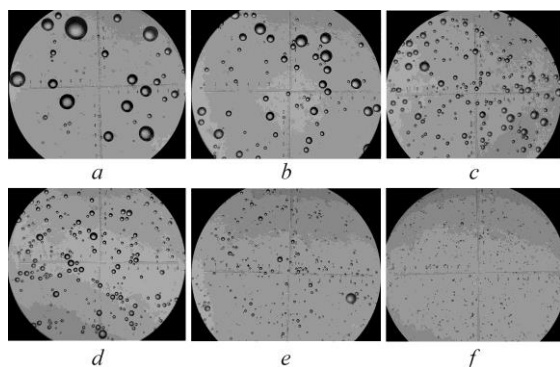


Рис. 3. Фотографии капель (100X) в струе жидкости при различных температурах: а)  $T_s=393$  К, б)  $T_s=413$  К, в)  $T_s=453$  К, д)  $T_s=473$  К, е)  $T_s=543$  К, ф)  $T_s=578$  К.

Анализ фотографий позволяет заключить, что существует прямая связь между капельным составом струи и изменением термодинамических параметров внутри рабочей камеры. С ростом температуры и давления жидкости происходит уменьшение диаметра и увеличение концентрации образующихся капель в струе при фазовом переходе. При малой интенсивности вскипания в потоке образуются капли, размеры которых лежат в интервале от

15 мкм до 220 мкм ( $T_s=393$  К). Возрастание интенсивности фазового перехода жидкость – пар приводит к более однородному и мелкодисперсному составу потока. Так, при температуре  $T_s=578$  К размеры капель лежат в диапазоне от 5 мкм до 30 мкм.

### 2.4. Флуктуационные явления

При истечении перегретой жидкости были исследованы пульсации локального паросодержания, длины не вскипевшего жидкостного ядра и угла раскрытия струи. Пульсации измерялись методом фотометрии лазерного излучения, прошедшего через двухфазную струю.

Полученные спектры мощности показали, что в переходных режимах вскипания и при изменении форм струй наблюдаются  $1/f$  флуктуации [7, 8], характеризующиеся накоплением гигантской энергии на низких частотах и приводящих к экстремальным выбросам в системе.

## 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные экспериментальные исследования показали, что формобразование, дисперсионный состав и пульсационные явления в струе перегретой жидкости непосредственным образом связаны с кинетикой парообразования. Было установлено, что значительное влияние на формирование струи оказывает также геометрия используемого канала и элементы оборудования за его выходным срезом.

В ходе исследований были выявлены как общие закономерности, так и частные явления, наблюдающиеся в процессе вскипания струй перегретой воды.

*Работа выполнена при поддержке РФФ грант № 22-29-00426.*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
2. Скрипов В.П., Сеницын Е.Н., Павлов П.А. и др. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. М.: Атомиздат, 1980. 208с.
3. Lefebvre A. H., McDonell V. G. Atomization and Sprays, CRC Press, 2017.
4. Eggers J., Villermaux E. Physics of liquid jets // Rep. Prog. Phys. 2008. V. 71. P. 1 – 79.
5. Решетников А.В., Мажейко Н.А., Скрипов В.П. Струи вскипающих жидкостей // ПМТФ. 2000. Т. 41. № 3. С. 125–132.
6. Бусов К. А., Мажейко Н. А. Вскипание струи перегретой воды при истечении через канал квадратного сечения // Теплофизика высоких температур. 2021. Т. 59. №. 2. С. 316-320.
7. Skokov V. N., Koverda V. P., et al.,  $1/f$  noise and self-organized criticality in crisis regimes of heat and mass transfer // Int. J. Heat Mass Transfer 2003. V. 46 № 10. P. 1879 – 1883.
8. Коверда В. П., Скоков В. Н., Скрипов В. П.  $1/f$ -шум при неравновесном фазовом переходе. Эксперимент и математическая модель // ЖЭТФ. 1998. Т. 113. В. 5. С. 1748.

## ТЕРМОКАПИЛЛЯРНАЯ РИВУЛЕТНАЯ СТРУКТУРА В ЛОКАЛЬНО НАГРЕВАЕМОЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ

### АННОТАЦИЯ

В данной работе теоретически исследуется формирование стационарной трехмерной ривулетной структуры в локально нагреваемой пленке жидкости. Для теоретического описания динамики неизотермической стекающей пленки применены уравнения IBL модели, модифицированные с учетом термокапиллярного эффекта. Проведен линейный анализ устойчивости нагреваемой пленки относительно возмущений в поперечном к потоку направлении и получен пространственный инкремент роста этих возмущений вниз по потоку. На основе разработанной модели численным методом моделируется формирование ривулетной структуры в пленке, стекающей по нагревателю, для двух типов условия нагрева, реализуемых в экспериментах: с заданной температурой стенки и с заданным тепловым потоком на стенке. Результаты расчетов хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Неизотермические жидкие пленки лежат в основе многих технологических процессов. Теоретические исследования волн в нагретой пленке основаны, как правило, на длинноволновом приближении, но используются два различных подхода. В первом на основе теории смазки выводится одно уравнение для эволюции толщины пленки, аналогичное уравнению Бенни [1], но с учетом касательных напряжений на поверхности пленки, обусловленных термокапиллярностью. Модели, использующие этот подход, применимы только для малых чисел Рейнольдса. Согласно другому подходу число Рейнольдса не предполагается малым, а эволюция нагретой пленки жидкости описывается системой уравнений для толщины пленки, расхода и температуры. Теоретические модели [2-4], основанные на втором подходе, имеют значительно более широкую область применимости по числу Рейнольдса, так как они напрямую выводятся из уравнений Навье-

Стокса с помощью некоторых предположений о профилях скорости и температуры. В этой работе, используя второй подход, мы исследуем формирование трехмерной термокапиллярной структуры в локально нагреваемой пленке жидкости. Результаты расчетов для малых и средних чисел Рейнольдса сравниваются с экспериментальными данными.

### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассматривается трехмерное течение пленки жидкости на вертикальной стенке с локальным подогревом. Пленка жидкости находится в контакте с неподвижным газом, а теплообмен на границе раздела описывается с помощью заданного коэффициента теплоотдачи  $\alpha$ . Плотность  $\rho$ , кинематическую вязкость  $\nu$ , температуропроводность  $a$  жидкости считаем постоянными, а поверхностное натяжение  $\sigma$  линейно зависящим от температуры:  $\sigma = \sigma_0 - \gamma(T - T_0)$ . На стенке выполняются условие прилипания, а на поверхности пленки действуют касательные напряжения  $\tau_x(x, z, t) = -\gamma \partial T_s / \partial x$ ,  $\tau_z(x, z, t) = -\gamma \partial T_s / \partial z$  вследствие неоднородности температуры  $T_s$  на поверхности пленки. Введем декартовую систему координат  $Oxuz$ , где ось  $Ox$  направлена вдоль силы гравитации, ось  $Oz$  – в поперечном к потоку направлении, ось  $Oy$  – по нормали к пластине. Будем предполагать, что возмущения в пленке являются длинноволновыми (т.е. толщина пленки  $h$  много меньше характерного размера ривулетной структуры  $L$ ). Полученная в [5, 6] система уравнений для толщины пленки  $h(x, z, t)$ , расхода в продольном направлении  $q(x, z, t)$  и расхода в поперечном направлении  $m(x, z, t)$  принимает (в безразмерных переменных) следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_{x,z}}{\partial z} &= \frac{3}{Re} \left( h - \frac{Ma}{2} \frac{\partial T_s}{\partial x} - \frac{q}{h^2} \right) + Weh \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} \right), \\ \frac{\partial m}{\partial t} + \frac{\partial J_z}{\partial z} + \frac{\partial J_{x,z}}{\partial x} &= -\frac{3}{Re} \left( \frac{Ma}{2} \frac{\partial T_s}{\partial z} + \frac{m}{h^2} \right) + Weh \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} \right), \\ \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial m}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $J_x = \frac{6q^2}{5h} - Ma \frac{qh}{20} \frac{\partial T_s}{\partial x} + \frac{h^3}{120} \left( Ma \frac{\partial T_s}{\partial x} \right)^2$ ,  $J_z = \frac{6m^2}{5h} - Ma \frac{mh}{20} \frac{\partial T_s}{\partial z} + \frac{h^3}{120} \left( Ma \frac{\partial T_s}{\partial z} \right)^2$ ,

$$J_{x,z} = \frac{6mq}{5h} - \frac{Ma}{40} h \left( q \frac{\partial T_s}{\partial z} + m \frac{\partial T_s}{\partial x} \right) + \frac{h^3 Ma^2}{120} \frac{\partial T_s}{\partial x} \frac{\partial T_s}{\partial z}, \quad T_s(x, z) = \frac{T_w(x)}{1 + Bi h}.$$

Здесь  $T_w(x)$  – заданная температура стенки. В расчетах край полубесконечного нагревателя располагался на расстоянии  $x_H = 1$  см от верхней границы области течения, а безразмерная температура стенки  $T_w(x)$  на участке  $x_H - b < x < x_H$  задавалась уравнением  $T_w = \frac{1}{2}(1 - \cos(\pi(x + b - x_H)/b))$  и монотонно возрастала от  $T_w = 0$  до  $T_w = 1$ .

Уравнения (1) выведены из уравнений Навье–Стокса, проинтегрированных по толщине пленки с учетом граничных условий на стенке и на поверхности пленки. Течение неизотермической пленки жидкости определяется следующими безразмерными критериями:  $We = (3Fi / Re^5)^{1/3}$  – число Вебера,  $Fi = \sigma^3 / \rho^3 g \nu^4$  – число Капицы,  $Ma = \gamma T_m / \mu m$  – число Марангони,  $Bi = \alpha h_m / \lambda$  – число Био,  $Re = gh_m^3 / 3\nu^2$  – число Рейнольдса.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ТРЕХМЕРНОЙ РИВУЛЕТНОЙ СТРУКТУРЫ

Линейный анализ устойчивости нагреваемой пленки по отношению к возмущениям в поперечном направлении потока выполнен впервые в рамках пространственного подхода и получена пространственная скорость роста этих возмущений вниз по течению.

Стационарная 3D ривулетная структура с пространственным периодом  $L_z$  моделировалось решением нестационарных уравнений (1) конечноразностным методом. Вблизи края нагревателя вследствие высокого значения градиента температуры поверхности пленки образуется стационарный горизонтальный валик, форма которого исследовалась как теоретически, так и экспериментально во многих работах. Формирование 3D ривулетов моделировалось посредством поперечного возмущения с пространственным периодом  $L_z$ , наложенного на предварительно рассчитанное стационарное 2D течение. Расчеты стационарной ривулетной структуры по нестационарным уравнениям (1) проведе-

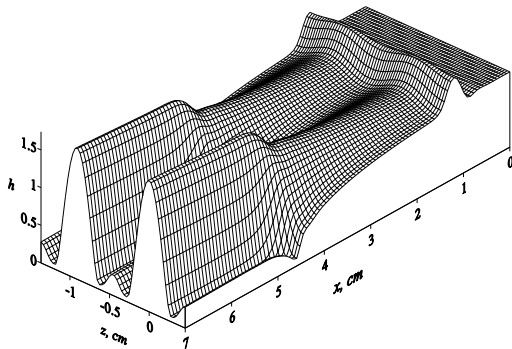


Рис. 1. Ривулетная структура (показаны два периода) при  $Re = 5$ ,  $Ma = 200$ ,  $L_z = 9.1$  мм.

ны методом установления. В процессе эволюции из начального состояния в пленке образуются трехмерные волны, которые убежали вниз по потоку и покидали область счета. Расчет заканчивался, когда во всей расчетной области устанавливалась трехмерная ривулетная структура, не меняющаяся во времени. Размер области счета по координате  $z$  составлял один период, т.е. область счета представляла собой прямоугольник  $0 \leq x \leq X_{end}$ ,  $0 \leq z \leq L_z$ . Продольный размер области счета  $X_{end}$  выбирался достаточно большим, чтобы можно было проследить развитие ривулетов вниз по потоку. На боковых границах области счета ставились условия периодичности. Учет условий симметрии относительно середины интервала позволил провести расчеты на участке длиной половину периода. На Рис. 1 показана рассчитанная для воды ривулетная структура в виде рельефа поверхности пленки. Из рисунка видно, что ривулеты начинают формироваться уже на краю нагревателя, ответвляясь от горизонтального валика. Вниз по потоку горбы растут, а впадины между ними углубляются. Затем на коротком участке  $4 \text{ см} < x < 4.5 \text{ см}$  формируются нелинейные развитые ривулеты, разделенные относительно тонкой перемычкой. Между основными горбами формируется дополнительный горб гораздо меньшей высоты. Отметим, что такой малоамплитудный ривулет, расположенный между основными ривулетами (соответствующих периоду  $L_z$ ) хорошо виден на экспериментальных фотографиях [7]. Развитая ривулетная структура имеет квазистационарный характер и очень незначительно меняется вниз по потоку.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Benney D. J.** Long waves in liquid films // *J. Math. Phys.* 1966. V. 45 P. 150–155.
2. **Joo S. W., Davis S. H., Bankoff S. G.** A mechanism for rivulet formation in heated falling films // *J. Fluid Mech.* 1996. V 321 P. 279–298.
3. **Scheid B., Oron A., Colinet P., Thiele U., Legros J. C.** Nonlinear evolution of nonuniformly heated falling liquid films // *Phys. Fluids.* 2002. V 14, 4130.
4. **Scheid B., Kalliadasis S., Ruyer-Quil C., Colinet P.** Interaction of three-dimensional hydrodynamic and thermocapillary instabilities in film flows // *Phys. Rev.* 2008. E 78, 066311.
5. **S. P. Aktershev, E. A. Chinnov, E. N. Shatskiy.** Thermocapillary rivulets in a locally heated falling liquid film // *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2019, V. 143, 118503.
6. **Aktershev S.P, Alekseenko S.V.** Thermocapillary instability and rivulet structure formation in uniformly heated falling liquid film // *Int. J. Multiphase Flow*, 2019, V. 114 P. 115–127.
7. **Kabov O.A., Chinnov E.A.** Marangoni Effect on Wave Structure in Liquid Films // *Microgravity Science and Technology.* 2007. V. 19. P. 18–22.

## ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТАВА ФАЗ ПРИ ТЕЧЕНИИ ДВУХФАЗНЫХ ЗЕОТРОПНЫХ СМЕСЕЙ НА ПЕРЕПАД ДАВЛЕНИЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в соответствии с концепцией продвижения озонобезопасных рабочих тел с низкими потенциалами глобального потепления при создании высокоэффективных и экологически безопасных охлаждающих систем большое внимание уделяется использованию смесевых хладагентов. При проектировании и оптимизации тепломаксимобменного оборудования важнейшим аспектом анализа является точная оценка падения давления в системе. Параметры течения пленок жидкости, формируемых напряжением межфазного трения на границе парожидкостного течения, являются существенным фактором, определяющим условия теплообмена при фазовых переходах, как при испарении (кипении), так и при конденсации. Несмотря на множество корреляций, предсказывающих падение давления парожидкостных потоков, существующие формулы хорошо применимы к конкретным условиям, при которых они были разработаны и требуют верификации в различных условиях [1].

Ещё одной причиной, по которой, в настоящее время, большое внимание уделяется исследованию перепада давления при течении зеотропных смесей, является задача по оптимизации устройств работающих на основе термодинамических циклов. Термодинамические свойства смесей хорошо изучены, но термическое поведение смесей в теплообменниках еще не изучено подробно и современные методы оптимизации не всегда обеспечивают наилучшую производительность систем. Анализ, проведенный в работе [2], подчеркивает проблемы оптимизации систем на базе цикла Джоуля Томсона. При проектировании и оптимизации теплообменного оборудования важнейшим аспектом анализа является точная оценка падения давления в системе. В работе [3] получен большой набор данных по перепаду давления при кипении зеотропных смесей с большим температурным глайдом от 135 до 53 градусов в каналах 0,5 и 1,5 мм в диапазоне массовых скоростей до 250 кг/м<sup>2</sup> с и тепловых потоков до 120 кВт/м<sup>2</sup>. Проведено сравнение с большим количеством моделей. Показано, что существующие модели плохо описывают сопротивление при течении смесей с большим температурным глайдом. Отклонение экспериментальных данных от расчётных зависимостей наилучшим образом описывающих экспериментальные данные может превышать 100% в области сильных изменений концентраций компонент в фазах. Использование искусственных нейросетей для расчёта перепада

давления при кипении сильно зеотропных смесей при скоростях течения до 250 кг/м<sup>2</sup>с, проведённое в Ливерморской лаборатории США [4] позволило уменьшить среднюю относительную ошибку расчёта до 10 процентов, при этом максимальные отклонения в расчётах достигают 40 процентов.

В условиях фазового перехода в зеотропных смесях изменяется состав компонентов в фазах, что может приводить к заметному изменению теплофизических свойств по потоку. В данном исследовании представлен метод расчёта перепада давления при течении парожидкостного потока зеотропной смеси учитывающий изменения теплофизических свойств жидкой и паровой фазы, по длине нагреваемого канала, используя уравнения состояния.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Задача об определении перепада давления при течении парожидкостного потока зеотропной смеси рассматривается в рамках модели раздельного течения. Градиент давления в канале представлен в виде суммы потерь давления на трение и на ускорение потока как в [5]. Гравитационная составляющая перепада давления не учитывается, рассматривается только горизонтальное течение.

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right) = -\left(\frac{dP}{dz}\right)_{TP} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_y \quad (1)$$

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_y = G^2 \frac{d}{dz} \left[ \frac{x^2 \nu_{\Gamma}}{\alpha} + \frac{(1-x)^2 \nu_{\text{ж}}}{(1-\alpha)} \right]$$

здесь  $G$  – массовая скорость,  $x$  – массовое паросодержание,  $\alpha$  – объёмное газосодержание,  $\nu_{\Gamma}$  и  $\nu_{\text{ж}}$  – удельная плотность пара и жидкости соответственно.

В ходе течения парожидкостного потока зеотропной смеси изменение давления и температуры, вдоль течения, приводит к изменению состава, следовательно, и плотности, как паровой, так и жидкой фазы, что необходимо учитывать при расчёте ускорения потока в формуле (1).

Используется допущение, что жидкость находится в равновесии с паровой фазой. В условиях фазового равновесия зеотропных смесей давление и температура определяют концентрацию компонент, и зависимость потерь на ускорение потока зеотропной смеси можно представить в виде.

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_y = G^2 \Omega_x \frac{dx}{dz} + G^2 \Omega_p \frac{dP}{dz} + G^2 \Omega_T \frac{dT}{dz} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned}\Omega_x &= \left[ \left( \frac{2x}{\alpha} v_{\Gamma} - \frac{2(1-x)}{(1-\alpha)} v_{\mathcal{J}} \right) + \left( \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)^2} v_{\mathcal{J}} - \frac{x^2}{\alpha^2} v_{\Gamma} \right) \left( \frac{\partial \alpha}{\partial x} \right)_{P,T} \right] \\ \Omega_P &= \left[ \frac{x^2}{\alpha} \left( \frac{\partial v_{\Gamma}}{\partial P} \right)_T + \left( \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)^2} v_{\mathcal{J}} - \frac{x^2}{\alpha^2} v_{\Gamma} \right) \left( \frac{\partial \alpha}{\partial P} \right)_{x,T} + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)} \left( \frac{\partial v_{\mathcal{J}}}{\partial P} \right)_T \right] \\ \Omega_T &= \left[ \frac{x^2}{\alpha} \left( \frac{\partial v_{\Gamma}}{\partial T} \right)_P + \left( \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)^2} v_{\mathcal{J}} - \frac{x^2}{\alpha^2} v_{\Gamma} \right) \left( \frac{\partial \alpha}{\partial T} \right)_{x,P} + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)} \left( \frac{\partial v_{\mathcal{J}}}{\partial T} \right)_P \right]\end{aligned}$$

Для расчёта частных производных удельного объёма газа используется вириальное уравнение состояния до второго члена в виде

$$\begin{aligned}PV &= ZRT \\ Z &= 1 + \frac{BP}{RT}\end{aligned}\quad (3)$$

В случае, когда приведённое давление в системе больше 0,4, необходимо учитывать следующие члены вириального разложения. Для расчёта частных производных удельного объёма жидкости, используя тот факт, что мы рассматриваем жидкость в состоянии равновесия с паром, можно использовать уравнение состояния, предложенное в работе. [6]

$$V_{\mathcal{J},sat} = \left( \frac{RT_{kp}}{P_{kp}} \right) Z_{kp}^{1+(1-T_r)^{2/7}} \quad (4)$$

где  $Z_{kp} \equiv P_{kp} V_{kp} / RT_{kp}$ ,  $V$  – молярный объём, а  $T_r$  – приведённая температура. Так как по потоку происходит изменение состава фаз, производную удельного объёма жидкости по давлению в общем случае нельзя полагать равной нулю.

Следует отметить, что вследствие изменения состава фаз по потоку, изменение локального паросодержания непрямо пропорционально изменению энтальпии потока. Изменение паросодержания по длине рассчитывается как

$$\frac{dx}{dz} = \frac{1}{GA} \sum \frac{dn_{\Gamma,i}}{dz} M_i \quad (5)$$

здесь  $A$  – площадь сечения канала,  $dn_{\Gamma,i}$  – количество испарившегося вещества для  $i$ -й компоненты в молях, а  $M_i$  – молярная масса  $i$ -го компонента.

Изменение энтальпии потока  $H$  вдоль обогреваемого канала прямо пропорционально количеству тепла, поступившему в поток

$$\frac{dH}{dz} = q\Pi \quad (6)$$

здесь  $q$  – тепловой поток на стенке канала, а  $\Pi$  – обогреваемый периметр. В то же время для двухфазного парожидкостного течения изменение энтальпии потока можно рассчитать через изменение температуры и давления следующим образом

$$\begin{aligned}\frac{dH}{dz} &= GA \cdot \left[ \left[ \frac{[(1-x)C_{P,\mathcal{J}} + xC_{P,\Gamma}]dT}{dz} + \right. \right. \\ &\left. \left[ x \left( v_{\Gamma} - \frac{T}{M_{\Gamma}} \left( \frac{\partial (M_{\Gamma} v_{\Gamma})}{\partial T} \right)_P \right) + \right. \right. \\ &\left. \left. (1-x) \left( v_{\mathcal{J}} - \frac{T}{M_{\mathcal{J}}} \left( \frac{\partial (M_{\mathcal{J}} v_{\mathcal{J}})}{\partial T} \right)_P \right) \right] \right] \frac{dT}{dz} + \\ &+ \sum \frac{dn_{\Gamma,i}}{dz} \Delta \tilde{H}_{\Gamma,\mathcal{J}}\end{aligned}\quad (7)$$

где  $\Delta \tilde{H}_{\Gamma,\mathcal{J}}$  – разница молярных энтальпий газа и жидкости. Здесь использовано допущение об отсутствии теплоты смешения, что вполне допустимо для смесей недиссоциирующих веществ.

Решая систему уравнений (1), (7) получим распределение температуры и давления, по длине канала. В качестве модели для расчёта потерь давления на трения необходимо выбрать модель, описывающую перепад давления для газожидкостного потока без фазовых переходов в исследуемых условиях.

### 3. ВЕРИФИКАЦИЯ

Для верификации вышеизложенного метода был проведён расчёт перепада давления для бинарной смеси Метан.Этан в условиях соответствующим данным из работы [3] и проведено сравнение с экспериментальными данными по полному перепаду давления, для канала диаметром 0,506 мм с не обогреваемой длиной на концах канала 25,37 мм и обогреваемой длиной 17,5 мм, общая длина канала 68,24 мм, с параметрами потока из прилагаемого к статье файла [7].

Для бинарной смеси при расчёте изменения паросодержания по длине канала количество испарившегося вещества для каждой компоненты для уравнения (5) можно рассчитать из условия фазового равновесия следующим образом

$$\frac{dn_{\Gamma,1}}{dz} = \frac{n_{\mathcal{J}y_1} \frac{dx_1}{dz} + n_{\Gamma x_1} \frac{dy_1}{dz}}{x_1 y_2 - x_2 y_1} \quad (8)$$

$$\frac{dn_{\Gamma,2}}{dz} = \frac{n_{\mathcal{J}y_2} \frac{dx_2}{dz} + n_{\Gamma x_2} \frac{dy_2}{dz}}{x_1 y_2 - x_2 y_1}$$

здесь  $x_1$  и  $x_2$  – молярное содержание 1го и 2го компонентов в жидкой фазе, а  $y_1$  и  $y_2$  – молярное содержание 1го и 2го компонентов в паровой фазе. Молярное содержание компонент определяется как функция температуры и давления в равновесных условиях.

На рис. 1 представлен пример расчёта распределения температуры потока по длине экспериментального участка и сравнение с экспериментальными данными, расчёт хорошо соответствует экспериментальным данным.



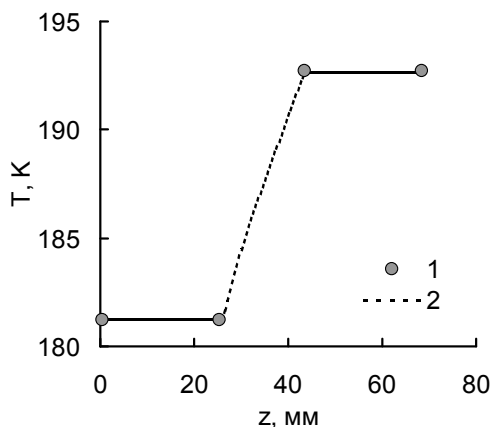


Рис. 1. Распределение температуры потока по длине канала. Смесь Метан 45% Этан 55%,  $G=145 \text{ кг/м}^2\text{с}$ ,  $q=53 \text{ кВт/м}^2$ , среднее паросодержание потока 0,3. 1 – эксперимент, 2 – расчёт.

Расчитанное распределение градиента давления по длине канала, для условий представленных на рис.1, показано на рис.2. В зоне подвода теплового потока наблюдается существенная нелинейность градиента давления вызванная изменением состава паровой и газовой фазы.

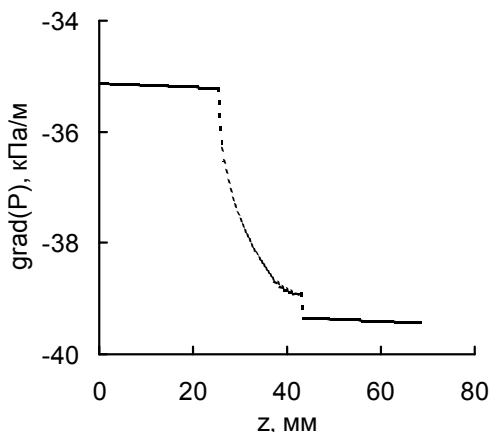


Рис. 2. Расчитанное распределение градиента давления по длине канала. Смесь Метан 45% Этан 55%,  $G=145 \text{ кг/м}^2\text{с}$ ,  $q=53 \text{ кВт/м}^2$ , среднее паросодержание потока 0,3.

Сравнение зависимости полного перепада давления на экспериментальном участке с расчётом представлено на рис.3. Данные получены в широком диапазоне паросодержаний от 0 до 1. При таких условиях в системе будут наблюдаться различные режимы течения, от снарядного до кольцевого. Использовать одинаковую модель для расчёта потери давления на трение при различных режимах течения некорректно, поэтому при расчёте использованы две модели. Гомогенная модель из работы [8], рекомендованная в работе [3], как показывающая наилучшее соответствие данным, и модель раздельного течения с учётом влияния пузырькового кипения на перепад давления из работы [9]. При расчёте используется максимальное значение из двух предложенных моделей.

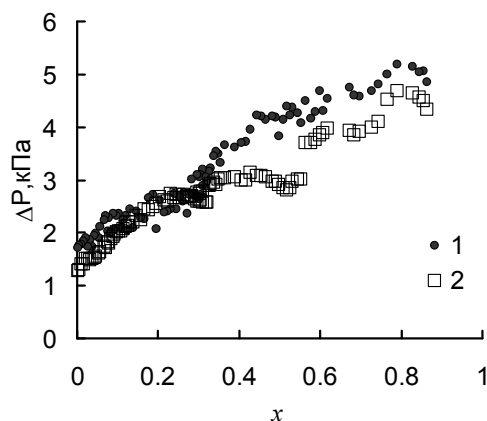


Рис. 3. Зависимость полного перепада давления от массового паросодержания потока. Смесь Метан 41-45% Этан 59-55%,  $P_{\text{вход}} \sim 788 \text{ кПа}$ ,  $G \sim 145 \text{ кг/м}^2\text{с}$ ,  $q \sim 53 \text{ кВт/м}^2$ . 1 – эксперимент, 2 – расчёт.

В расчёте на рис.3 гомогенная модель соответствует данным при паросодержании ниже 0,6, а модель раздельного течения соответствует данным при паросодержании выше 0,6. Расчёт объёмного паросодержания зависит от режима течения и расчитывается по уравнению

$$\alpha = \left[ 1 + \left( \frac{1-x}{x} \right) \left( \frac{v_f}{v_g} \right)^k \right]^{-1} \quad (9)$$

где коэффициент  $k$  определяется как  $k=2/3$  для кольцевого течения, как в [10],  $k=1$  для подхода в рамках гомогенной модели для пузырькового течения и переходного течения. Расчёт хорошо соответствует экспериментальным данным. Среднее абсолютное отклонение расчёта с экспериментальными данными для обработанного эксперимента составляет 14%.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведён анализ влияния изменения состава фаз на перепад давления при течении зеотропных смесей. Предложена методика расчёта перепада давления в таких условиях. Проведена верификация предложенной методики по экспериментальным данным для сильно зеотропной смеси Метан. Этан для частично обогреваемого канала диаметром 0,506 мм при абсолютном давлении около 790 кПа в широком диапазоне паросодержаний. Расчёт проведён в предположении, что корреляция, используемая для определения потерь давления на трение, определяется режимом течения в канале. Гомогенная модель соответствует снарядному и переходному режимам течения, модель раздельного течения соответствует кольцевому режиму течения. В качестве условия перехода между режимами выбрано условия равенства трения по обеим моделям. Использовано допущение что паровая и жидкостная фазы в обогреваемом канале находятся в равновесии. Сравнение результатов расчёта с экспериментом показало хорошее соответствие расчитанных значений экспериментальным данным.

## БЛАГОДАРНОСТЬ

Данная работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ 22.29.00168.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Adams D.C. et al.** Two Phase Pressure Drop of CO<sub>2</sub>, Ammonia, and R245fa in Multiport Aluminum Micro-channel Tubes // The International Refrigeration and Air Conditioning Conference at Purdue, July 17-20, 2006.
2. **Barraza R. S. et al.** Experimental facility to measure heat transfer and pressure drop of boiling zeotropic multi-component mixtures in a horizontal tube // Science and Technology for the Built Environment. 2016. Т. 22. №. 1. С. 2-14.
3. **Barraza R. et al.** Measured and predicted frictional pressure drop for boiling zeotropic mixed refrigerants in horizontal tubes // International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016. Т. 98. С. 285-298.
4. **Barroso-Maldonado J. M. et al.** ANN-based correlation for frictional pressure drop of non-azeotropic mixtures during cryogenic forced boiling // Applied Thermal Engineering, 2019. Т. 149. С. 492-501.
5. **Collier J. G., Thome J. R.** Convective boiling and condensation. Third Edition in Paperback Clarendon Press, Oxford 1996. 596с.
6. **Rackett H. G.** Equation of state for saturated liquids // Journal of Chemical and Engineering Data. 1970. Т. 15. №. 4. С. 514-517.
7. **Barraza, R.**, (Ph.D. 2015), "Thermal-Fluid Behavior of Mixed Refrigerants for Cryogenic Applications" (experimental data) // [Электронный ресурс]. – <http://sel.me.wisc.edu/publications-theses.shtml>)
8. **Awad M. M., Muzychka Y. S.** Effective property models for homogeneous two-phase flows // Experimental Thermal and Fluid Science. 2008. Т. 33. №. 1. С. 106-113.
9. **Kim S. M., Mudawar I.** Universal approach to predicting two-phase frictional pressure drop for mini/micro-channel saturated flow boiling // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2013. Т. 58. №. 1-2. С. 718-734.
10. **Zivi S. M.** Estimation of steady-state steam void-fraction by means of the principle of minimum entropy production // ASME J. Heat Transfer 1964. Т. 86. С. 247–251.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПАРОВОДЯНОЙ СМЕСИ В СИСТЕМАХ ОТОПЛЕНИЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы область применения систем водяного отопления с естественной циркуляцией (гравитационной) ограничена. Это связано с тем, что естественное циркуляционное давление, образующееся из-за различия гидростатического давления, создаваемого разностью плотностей нагретой и охлажденной воды, только в высотных зданиях достигает величин сопоставимых с давлением создаваемым насосом [1].

Гравитационные системы отопления имеют малый радиус действия (до 20 м по горизонтали), но несмотря на это, такие системы используют для обособленных зданий, зданий при ненадежном снабжении электрической энергией, особенно в отдаленной сельской местности [1, 2].

Значительно расширить возможности применения систем отопления с естественной циркуляцией позволяет комбинированная система водяного отопления с естественным побуждением циркуляции [3].

В такой системе в качестве источника теплоты служит котел, в котором одновременно нагревается вода и образуется пар. Причем пар поступает в циркулирующий поток воды на выходе из котла и в вертикальном трубопроводе перемещается уже пароводяная смесь. По мере движения пар конденсируется и подогревает воду до определенной температуры. Охлаждение теплоносителя в системе отопления происходит непрерывно по мере удаления от котла.

### 2. РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ ПАРОВОДЯНОЙ СМЕСИ

В системе водяного отопления с естественной циркуляцией с дополнительным побуждением циркуляции умышленно вводимым потоком пара важно иметь представление о режимах течения пароводяной смеси. Это важно не только при различных сочетаниях долей объема паровой и водяной фаз потока в том или ином сечении вертикальной трубы, но и для распределения фазовых концентраций по сечению и длине трубы, поля скоростей и т.п.

Циркуляция теплоносителя в такой системе, определяется естественным циркуляционным давлением, в котором плотность пароводяной смеси  $\rho''_{см}$  оказывает заметное влияние на его величину.

В литературе [1,2] указывается, что когда по трубопроводу перемещается пароводяная смесь, ее плотность должна вычисляться по плотности сухого насыщенного пара с учетом его доли в смеси

(степени сухости пара) при данном содержании влаги.

Для конденсатопроводов, в которых транспортируется совместно пар и конденсат и избыточное давление составляет от 0,01 до 0,6 МПа, в литературе [2] для определения плотности пароконденсатной смеси  $\rho''_{см}$  приведено эмпирическое уравнение:

$$\rho''_{см} = \frac{1000}{1 + G_0 V_0}, \text{ кг/м}^3, \quad (1)$$

где  $G_0$  – масса пара в системе, отнесенная к массе воды;  $V_0$  – удельный объем 1 кг пара при давлении в конце участка трубы, по которому перемещается пар и вода. Там же приводится таблица с данными плотности пароводяной смеси  $\rho''_{см}$ , кг/м<sup>3</sup>, в зависимости от величины абсолютных давлений в начале  $P_1$  и конце  $P_2$  трубопровода.

На основании работы [4] установлено, что структура течения пароводяной смеси зависит от давления, скорости потока и его энтальпии, а также от положения трубы в пространстве и ее конструкции. Исследования в этом направлении проводились в основном путем визуальных наблюдений, фотографирования и киносъемки. В связи с значительными экспериментальными трудностями такие исследования проводились главным образом при низких давлениях и в необогреваемых трубах, что для нашего случая вполне приемлемо. Поэтому наиболее вероятно, что структура течения потока пароводяной смеси в вертикальном трубопроводе комбинированной системы отопления пузырьковая. Схема течения потока представлена на рис.1.

Пароводяная смесь может находиться в равновесном состоянии, когда вода и пар имеют температуры равные температуре насыщения при заданном давлении и неравновесном состоянии, в котором одна из фаз или обе фазы имеют параметры не соответствующие насыщенному состоянию. В комбинированной системе водяного отопления, т.е. при поступлении пара в воду, вода всегда будет находиться в ненасыщенном состоянии, а пароводяная смесь в неравновесном состоянии.

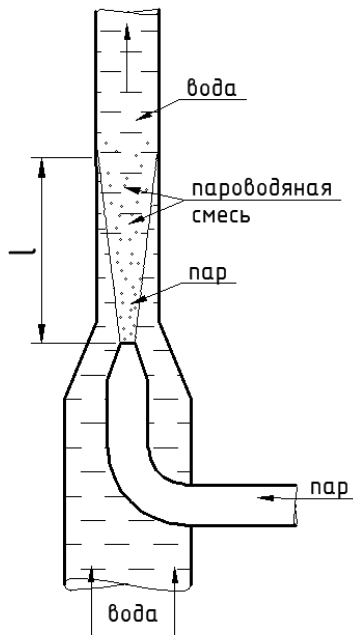


Рис.1. Схема течения потока.

### 3. ПАРАМЕТРЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ ПОТОК ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ (ПАРОВОДЯНУЮ СМЕСЬ)

В исследовании [5] указывается, что при движении потока в канале (трубе), имеющем определенную геометрическую форму живого сечения, для характеристики гидродинамических процессов используют параметры потока, такие как средняя скорость, средняя плотность и вязкость.

В двухфазных потоках параметры потока можно разделить на две группы: 1 – расходные параметры; 2 – истинные параметры.

«Расходные параметры» двухфазного потока составляются на основе уравнений материального и теплового балансов.

«Истинные параметры» учитывают характеристики каждой фазы двухфазного потока.

При движении двухфазного потока по каналу (трубе) постоянного живого сечения в отсутствие подтоков и отборов среды, массовая скорость остается постоянной по всей длине трубы, включая и фазовый переход [4].

Для термодинамически равновесного пароводяного потока массовый расход можно представить как сумму массовых расходов воды  $M'$ , нагретой до температуры насыщения и массе сухого насыщенного пара  $M''$ .

$$M = M' + M'', \quad (2)$$

Массовый состав пароводяной смеси характеризуется паросодержанием  $x$ , определяемым как:

$$x = \frac{M''}{M}, \quad (3)$$

и водосодержанием (влажностью), определяемым как:

$$1 - x = \frac{M'}{M}. \quad (4)$$

Объемное расходное паросодержание  $\beta$  определяется отношением объемного расхода пара к суммарному расходу жидкой и паровой фаз как:

$$\beta = \frac{\frac{M''}{\rho''}}{\frac{M''}{\rho''} + \frac{M'}{\rho'}}. \quad (5)$$

Для двухфазных потоков вводятся понятия приведенных скоростей воды и пара, из предположения, что каждая фаза заполняет все сечение канала (трубы). Тогда приведенная скорость воды будет равна:

$$w_0' = \frac{M'}{w \cdot \rho'} = \frac{w_M \cdot (1 - x)}{\rho'}, \quad (6)$$

а приведенная скорость пара:

$$w_0'' = \frac{M''}{w \cdot \rho''} = \frac{w_M \cdot (1 - x)}{\rho''}. \quad (7)$$

Скорость пароводяной смеси при этом определяется как:

$$w_{см} = w_0' + w_0''. \quad (8)$$

Учитывая уравнения (6-8), скорость пароводяной смеси можно представить в виде зависимости:

$$w_{см} = w_0 \left[ 1 + x \cdot \left( \frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right]. \quad (9)$$

При этом «средняя расходная плотность» среды в сечении канала (трубы) является линейной зависимостью объемного паросодержания

$$\rho_{см} = (1 - \beta) \cdot \rho' + \beta \cdot \rho''. \quad (10)$$

В практических расчетах, при учете истинных действительных параметров смеси, т.е. параметров учитывающих различие средних скоростей паровой и жидкой фаз, необходимо знать долю  $\varphi$  живого сечения трубопровода (канала), заполненную либо паром, либо жидкостью. Для паровой фазы:

$$\varphi = \frac{f''}{\omega}, \quad (11)$$

где  $f''$  – площадь живого сечения канала заполненного паровой фазой,  $m^2$ ,  $\omega$  – площадь живого сечения, канала,  $m^2$ .

При известном значении  $\varphi$  остальные действительные параметры в равновесной пароводяной смеси определяются из следующих соотношений:

- «действительная скорость воды»

$$w' = \frac{w_0'}{1 - \varphi}, \quad (12)$$

- «действительная скорость пара»

$$w'' = \frac{w_0''}{\varphi}. \quad (13)$$

При естественной циркуляции важным параметром, определяющим движущий

(располагаемый) напор, является истинная (действительная) плотность пароводяной смеси, определяемая как:

$$\rho_{см}'' = \varphi \cdot \rho'' + (1 - \varphi) \cdot \rho' \quad (14)$$

Учитывая вышеизложенное, предлагается в системах отопления с естественной циркуляцией, когда в циркуляционную воду вносится определенное количество паровой фазы, при вычислении величины располагаемого циркуляционного давления плотность пароводяной смеси определять как:

$$\rho_{см}'' = \frac{M' \rho_{п}'' + M'' \rho_{гв}''}{M' + M''}, \text{ кг/м}^3, \quad (15)$$

где  $M'$  – расход вносимого в поток пара, кг/ч;  $\rho_{п}''$  – плотность пара, кг/м<sup>3</sup>;  $M''$  – расход циркуляционной горячей воды, кг/ч;  $\rho_{гв}''$  – плотность горячей воды, кг/м<sup>3</sup>, при температуре воды  $t_{гв}$  °С.

Циркуляционный расход теплоносителя в системе отопления, кг/ч, в этом случае определяется как:  $M = M' + M''$ .

На основании вышеприведенного, можно отметить, что при проектировании подобной комбинированной системы отопления [3], очень важно точно определять плотность пароводяной смеси в контуре. При этом желательно иметь зависимость, позволяющую просто и быстро определять плотность пароводяной смеси.

Для оценки возможностей использования уравнений (1, 14, 15) при определении плотности пароводяной смеси выполнены расчеты ее плотности по указанным зависимостям.

В ходе определения численных значений плотности смеси взята условная система отопления с вертикальным трубопроводом с  $D_n=25$  мм, толщиной стенки 4,2 мм и внутренним диаметром  $d_v=16,6$  мм. При этом в общей тепловой нагрузке доля теплоты подаваемой в систему с паром определялась относительным расходом теплоты  $\bar{Q} = \frac{Q_{п}}{Q_{\Sigma}}$  и составляла от 0,1 до 0,6. В результатеполученная максимальная плотность смеси при  $\bar{Q} = 0,1$  составляла 101,5...101,94 кг/м<sup>3</sup>, а минимальная плотность при  $\bar{Q} = 0,6$  составила от 0,86 до 8,89 кг/м<sup>3</sup>. Зависимость плотности пароводяной смеси от относительного расхода теплоты представлена на рис.2.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ рис.2 показывает, что плотность пароводяной смеси при проектировании комбинированных систем водяного отопления, когда в поток воды умышленно вносится некоторое количество пара, возможно определять

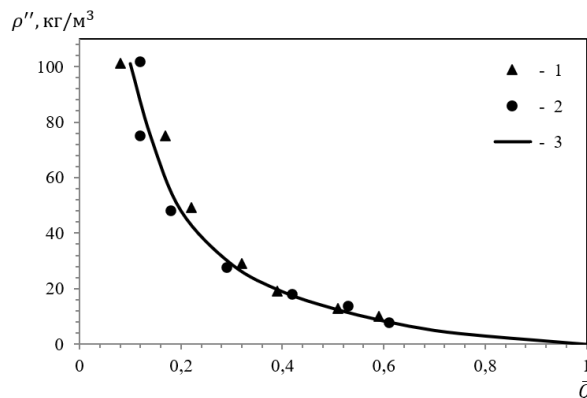


Рис.2. Зависимость плотности пароводяной смеси от относительного расхода теплоты: 1 – данные по (1); 2 – данные по (14); 3 – данные по (15).

по уравнениям (1, 14, 15). Результаты выполненных расчетов отличаются друг от друга от +0,8% до -0,9%, т.е. погрешность не превышает 1%.

Следует отметить, что когда проектируется система отопления, циркуляционное давление определяют до выполнения расчета диаметров труб. Поэтому при определении плотности смеси, например, по уравнению (14) возникают определенные трудности.

Применение уравнения (1) для расчета плотности пароводяной смеси, так же имеет определенные сложности, так как конечное давление в системе  $P_2$ , возможно знать только после выполнения гидравлического расчета. Считаем, что наименее трудоемкой и более быстрой и, как следствие, более приемлемой является процедура определения плотности пароводяной смеси по уравнению (15).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Сканави А.Н.**, Махов Л.М. Отопление: - М.: Издательство АСВ, 2002. – 576 с.: ил.
2. Внутренние санитарно-технические устройства [Текст]: Справочник проектировщика: В 3-х ч.; Под ред. И.Г. Староверова. Ч. 1. Отопление/ В.Н. Богословский, Б.А. Крупнов, А.Н. Сканави и др.; под ред. И.Г. Староверова и Ю.И. Шиллера. 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Стройиздат, 1990. – 344 с., ил.
3. **Назаров С.М.** и др. Комбинированная система водяного отопления с естественным побуждением циркуляции. – Малый патент Республики Таджикистан ТЖ836, МПК F24D1/00, F24/D9/00.
4. **Кутепов, А. М.** Гидродинамика и теплообмен при парообразовании: [Учеб. пособие для высш. техн. учеб. заведений] / А. М. Кутепов, Л.С. Стерман, Н.Г. Стюшин. – М.: Высш. шк., 1986. – 447 с., ил.
5. **Федоров, Л.В.**, Рассохин, Н.Г. Процессы генерации пара на атомных электростанциях. М.: Энергоатомиздат, 1985. - 288 с., ил.

## ПРИМЕНЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ФОРХГЕЙМЕРА-ЭРГУНА К НАПОРНОМУ ДВИЖЕНИЮ ПАРОВОДЯНОЙ СМЕСИ В ШАРОВОЙ ЗАСЫПКЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Двухфазные потоки в пористой среде являются объектом исследования в различных научных и инженерных приложениях, в том числе и ядерной энергетике. Применительно к задаче ядерной безопасности опубликовано большое число работ, посвященных проблеме охлаждения кориума водой после тяжелой аварии. Существенной особенностью такого процесса является низкая скорость жидкой фазы. Для описания движения двухфазного потока здесь в данных исследованиях чаще всего пользуются моделями на основе модификации уравнения Форхгеймера-Эргуна.

В настоящей работе исследуется применение представленных различными авторами моделей к условиям напорного движения пароводяной смеси в канале с шаровыми частицами. Выполнены эксперименты с одновременными измерениями перепада давления и истинного объемного паросодержания в потоке. Использовались стальные шарики диаметром 2 и 4 мм. Давление и массовая скорость потока равны 0,3- 0,9 МПа и 100-300 kg m<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>.

### 2. УРАВНЕНИЯ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА

Потери давления вертикального стационарного двухфазного потока в зернистой среде описываются уравнениями [1]:

$$-\frac{dp_L}{dz} = \rho_L g + \frac{\mu_L}{K K_{rL}} j_L + \frac{\rho_L}{\eta \eta_{rL}} |j_L| j_L - \frac{F_i}{(1-\varphi)}, \quad (1)$$

$$-\frac{dp_G}{dz} = \rho_G g + \frac{\mu_G}{K K_{rG}} j_G + \frac{\rho_G}{\eta \eta_{rG}} |j_G| j_G + \frac{F_i}{\varphi}. \quad (2)$$

Здесь  $K$  и  $\eta$  характеризуют проницаемость и проходимость слоя;  $K_{L,G}$  и  $\eta_{L,G}$  представляют относительные проницаемости и проходимости для жидкой и газовой фаз, рассматриваются как функции газосодержания;  $j_L, j_G$  – скорости фильтрации фаз;  $F_i$  – сила межфазного трения;  $\varphi$  – истинное объемное газосодержание. Величины  $K$  и  $\eta$  определены следующим образом:

$$K = \frac{\varepsilon^3 d_p^2}{C_K (1-\varepsilon)^2}, \quad \eta = \frac{\varepsilon^3 d_p}{C_\eta (1-\varepsilon)}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon$  – пористость слоя,  $d$  – диаметр частиц,  $C_K$  и  $C_\eta$  – числовые коэффициенты. Можно выделить две группы моделей: с  $F_i = 0$  и с  $F_i \neq 0$ .

### 3. МОДЕЛИ С $F_i = 0$

К моделям этой группы принадлежат модели Теофануса, Рида и Липинского. В модели Липинского [2] приняты следующие значения параметров:  $C_K = 150$ ,  $C_\eta = 1,75$ ,  $K_G = \eta_G = \varphi^3$ ,  $K_L = \eta_L = (1-\varphi)^3$ .

Дополнение этих параметров измеренными значениями  $\varphi$  было использовано для вычисления  $\frac{dp_L}{dz}$  и  $\frac{dp_G}{dz}$  по уравнениям модели и сопоставления с данными экспериментов  $\frac{\Delta p_{exp}}{H}$ . Расчеты показывают, что в моделях этой группы не удастся получить согласованные между собой фактические значения падения давления и истинного объемного паросодержания. Некоторые улучшения в определении потери давления дает использование в уравнениях вместо действительных значений  $\varphi$  “эффективного” значения  $\varphi_{эф} < \varphi$ , обеспечивающего равенство  $\frac{dp_L}{dz} = \frac{dp_G}{dz}$ . Наиболее удовлетворительные результаты здесь при невысоких  $\rho w$  показывает модель Липинского, рис. 1.

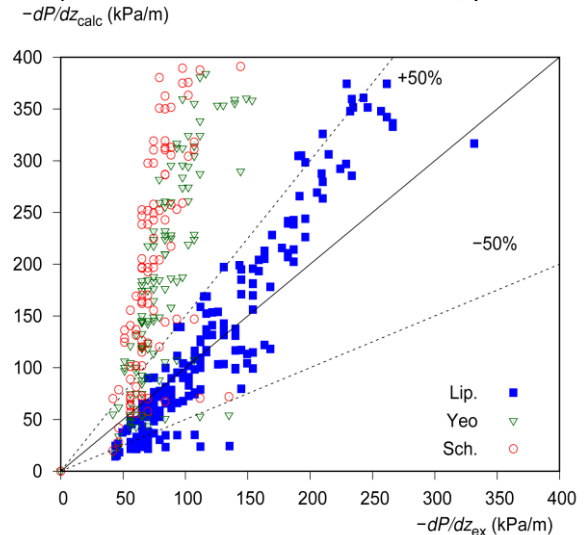


Рис. 1. Сравнение экспериментальных и расчетных значений градиента давления по модели Липинского с  $\varphi_{эф}$  и  $F_i=0$ ; моделям Шуленберга [3] и Ё [4] с  $F_i \neq 0$ .

### 4. МОДЕЛИ С $F_i \neq 0$

В ряде работ предложены различные варианты функции  $F_i$  [3,4]. Рассмотрена наиболее наглядная модель Шуленберга [3], в которой приняты следующие значения параметров:  $C_K = 150$ ,  $C_\eta = 1,75$ ;  $K_G = \varphi^3$ ,  $\eta_G = \varphi^6$  (при  $\varphi \geq 0,3$ ),  $\eta_G = 0,1\varphi^4$  (при  $\varphi < 0,3$ );  $K_L = (1-\varphi)^3$ ,  $\eta_L = (1-\varphi)^5$ , а  $F_i$  описывается для всех режимов выражением:

$$F_i = 350(1-\varphi)^7 \varphi \frac{\rho_L K}{\eta \sigma} (\rho_L - \rho_G) g \left( \frac{j_G}{\varphi} - \frac{j_L}{1-\varphi} \right)^2. \quad (4)$$

Результаты расчетов показывают, что сила межфазного взаимодействия для рассматриваемых режимных параметров вносит незначительный относительный вклад в величину перепада давления.

В работе [4] предложены индивидуальный вид



функций межфазного взаимодействия для разных режимов течения. Полученные с учетом этого результаты расчетов оказываются достаточно близкими к полученным по модели Шуленберга.

## 5. МОДИФИЦИРОВАННЫЕ МОДЕЛИ

Согласно рис.1. существующие модели на основе уравнений Форхгеймера-Эргуна дают значительно завышенные предсказания перепада давления для напорного движения двухфазной пароводяной смеси. В настоящей работе рассмотрены два способа улучшения модели на основе уравнений Форхгеймера-Эргуна применительно к напорному течению.

В первом способе предложена модификация модели Шуленберга путем изменения значения коэффициентов относительных проницаемости и проходимости жидкой фазы принятием  $K_L=(1-\phi)^2$  и  $\eta_L=(1-\phi)$ . Предсказание перепада давления такой модели удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными для частиц диаметром 2 мм и несколько хуже для частиц диаметром 4 мм, рис.2.

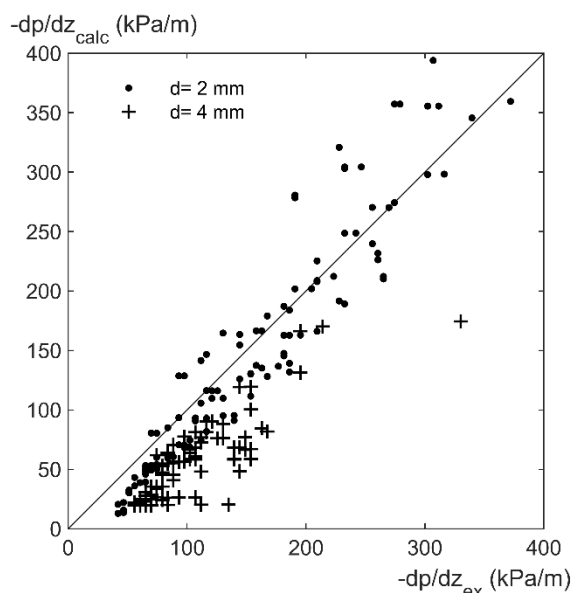


Рис.2. Сравнение экспериментальных и расчетных значений градиента давления для модифицированной модели Шуленберга с коэффициентами  $K_L=(1-\phi)^2$  и  $\eta_L=(1-\phi)$ .

В тоже время предсказание модели в части истинного объемного паросодержания согласуется с экспериментальными данными для частиц 2 и 4 мм в области значений  $\phi$  выше 0,5, рис.3.

Второй способ заключается в выборе оптимальных параметров уравнений  $K_G$ ,  $\eta_G$ ,  $K_L$ ,  $\eta_L$  при требовании одновременного согласования перепада давления и истинного объемного паросодержания с экспериментальными значениями. Межфазное взаимодействие при этом описывается уравнением (4). В этом случае согласование модели с экспериментом проводится в диапазоне изменения  $\phi$  от 0,2 до 0,95.

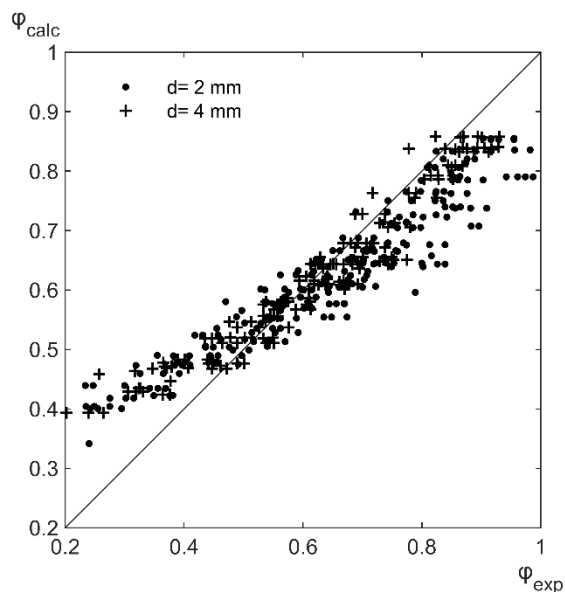


Рис.3. Сравнение экспериментального и расчетного значений истинного объемного паросодержания для модифицированной модели Шуленберга  $F_i \neq 0$ ,  $K_L=(1-\phi)^2$  и  $\eta_L=(1-\phi)$ .

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты исследования показывают, что известные модели движения газожидкостной смеси в зернистых средах, разработанные на основе уравнений Форхгеймера-Эргуна применительно к низким скоростям жидкой фазы, не могут быть применимы в условиях напорного движения.

Рассмотрены возможности создания улучшенных моделей этого типа частичным и полным изменением параметров относительных проницаемости и проходимости в случае напорного течения парожидкостной смеси в слое шаровых частиц.

Работа выполнена в рамках проекта государственного задания (№ FWEU-2021-0005) программы фундаментальных исследований РФ на 2021-2030 гг. с использованием ресурсов ЦКП "Высокотемпературный контур" (Минобрнауки России, проект № 13.ЦКП.21.0038)

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Chikhi N., Clavier R., Laurent J.-P. et al.** Pressure drop and average void fraction measurements for two-phase flow through highly permeable porous media // *Annals of Nuclear Energy*. 94 (2016) 422-432.
2. **Lipinski R.** A model for cooling and dryout in particle beds // *Technical Report SAND 82-0765, NUREG/CR-2646 Sandia National Labs*, 1984.
3. **Schulenberg T., Müller U.** An improved model for two-phase flow through beds of coarse particles // *Int. J. Multiph. Flow*. 1987. Т. 13. № 1. С. 87-97.
4. **Yeo D.Y., NO H.C.** A zero-dimensional dryout heat flux model based on mechanistic interfacial friction models for two-phase flow regimes with channel flow in a packed bed // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2019. No 141. P. 554-568.

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПЫЛА ПЕРЕГРЕТОЙ ВОДЫ В КОНФУЗОРНО-ДИФFUЗОРНОМ СОПЛЕ; ОСОБЕННОСТИ ГЕТЕРОГЕННОЙ НУКЛЕАЦИИ

### АННОТАЦИЯ

Экспериментально исследован распыл метастабильной перегретой воды при ее истечении в атмосферу из конфузторно-диффузорного сопла при температурах распыла 170-260°C. Структура факела распыла имеет бимодальный вид с преобладанием капель субмикронного размера, доля которых увеличивается с температурой и достигает 80% на выходе из сопла при температуре воды 260°C. Рассмотрена модель гетерогенной нуклеации в конфузторно-диффузорном сопле.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Мелкодисперсный распыл перегретых жидкостей составляет основу ряда технологических процессов [1-2]. Диаметр капель распыла холодной воды при использовании центробежных форсунок обычно лежит в пределах 10-15 мкм. Для получения более тонкого распыла оптимальным является фрагментация метастабильной перегретой жидкости, вскипающей при снижении давления в распыливаемом устройстве и дробящей исходную структуру на тонкие фрагменты. Процессы фрагментации перегретой воды исследовались и ранее, при этом в наших работах акцент делался на исследования условий достижения тонкой фрагментации, анализе дисперсного состава и структуры факела распыла.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на установке, схема которой представлена на рис. 1.

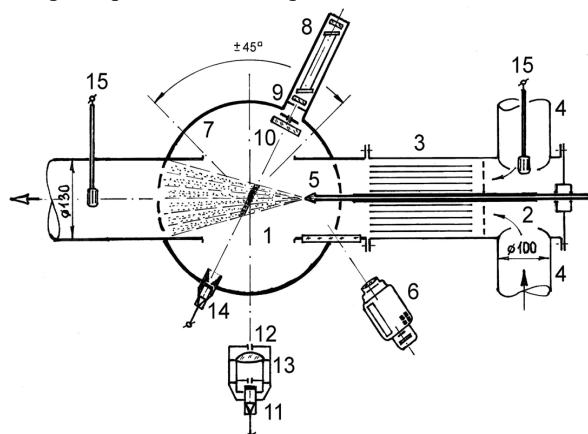


Рис.1. Схема рабочего участка и системы регистрации излучения: 1 – рабочий участок – труба диаметром 130 и длиной 1500мм; 2 – входное устройство; 3 – хонейкомб для спрямления воздушного потока; 4 – патрубки для подвода воздуха; 5 – форсунка (сопло); 6 – видеокамера; 7 – поворотный стол; 8 – источник монохроматического излучения 532нм; 9 – ограничительная диафрагма; 10 – ослабляющий нейтральный светофильтр; 11 – уст-

ройство регистрации интенсивности рассеянного излучения; 12 – апертурная диафрагма; 13 – объектив; 14 – регистрирующее устройство ослабленного прямого излучения; 15 – датчики влажности и температуры

Исследовался распыл воды при температуре до 260°C через сопло с раскрытием диффузора 12° в условиях сносящего воздушного потока со скоростью до 35 м/с. Для определения дисперсного состава образующегося факела капель воды использовался метод рассеяния факелом монохроматического излучения 532 нм и анализ индикатрис рассеяния в диапазоне углов  $\pm 45^\circ$ . В основе методики обработки индикатрис рассеяния лежало решение обратной задачи рассеяния света, базирующееся на положениях теории Ми [3].

Исследовался распыл перегретой воды при температуре на входе в сопло 240 и 260° С и давлениях 4,0 до 6,0 МПа, соответственно, с выраженным бимодальным дисперсионным распределением. Анализ полученных данных показал весьма значимые особенности эволюции рассматриваемых факелов распыла по их длине. Это значительное снижение доли субмикронной моды по длине факелов уже в конце начального участка их смешения со спутным потоком воздуха. Как видно из рис.2, доля

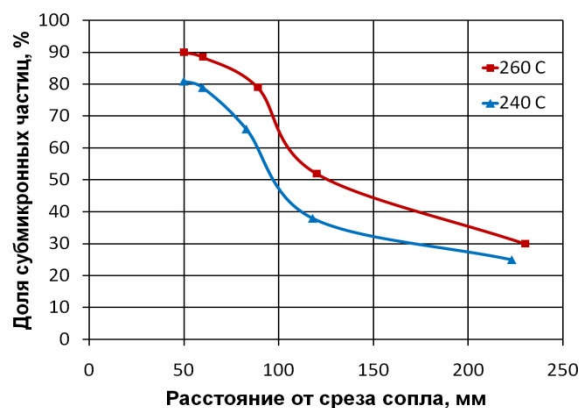


Рис 2. Изменение доли субмикронной моды капель с увеличением расстояния  $L$  от среза сопла для  $T_0 = 240^\circ\text{C}$  ( $P_0 = 4,0\text{МПа}$ ) и  $T_0 = 260^\circ\text{C}$  ( $P_0 = 6,0\text{МПа}$ ); сопло  $d_0 = 0,7\text{мм}$ , раскрытие сопла  $12^\circ$ ,  $D_{\text{вых}} = 8,0\text{мм}$ .

субмикронной моды капель (при их радиусе менее 1мкм) при 240 и 260°C падает от 0,83 и 0,9 при  $L = 50\text{мм}$  до 0,4 и 0,52 при  $L = 120\text{мм}$ . Особенно заметное падение имеет место в начале основного участка смешения факела распыла со спутным потоком воздуха. Далее доля эта продолжает снижаться, хотя и менее быстро до 0,27 и 0,29 при  $L = 220\text{мм}$ .

### 3. МОДЕЛЬ ГЕТЕРОГЕННОЙ НУКЛЕАЦИИ В ДИФFUЗОРЕ

При расчете движения потока перегретой воды в конфузоре-диффузоре сопла, содержащей пузырьки газа (пара), который после взрывного вскипания переходит в паро-капельный поток, на Эйлеровом этапе решалась система уравнений неразрывности (с переменной плотностью) и уравнений движения и энергии. Причем на каждом шаге по времени рассматривался процесс образования и роста паро-газовых пузырьков (лагранжев этап) в соответствии с принятой моделью гетерогенной нуклеации в отличие от модели КГН с фактором гетерогенности использованной нами ранее [4].

При геометрических параметрах соответствующих соплам, рассматриваемым в данной работе, образование пузырей в потоке жидкости определяется главным образом объемной гетерогенной нуклеацией, для описания которой в [5] предложена модель с логонормальным распределением центров нуклеации по размерам на основании экспериментальных работ [6]. При этом характерные размеры гетерогенных включений (на основании экспериментальных данных) имеют порядок  $\sim 0.1 \mu\text{м}$ , при давлениях, соответствующих проведенным экспериментам.

В свою очередь, нами предлагается подход, основанный на следующих соображениях: в процессе движения перегретой жидкости в сопле при резком падении давления происходит процесс десорбции растворенного в ней воздуха. При этом при температурах до  $100^\circ\text{C}$  коэффициент Генри для растворов газов в воде возрастает с повышением температуры, что приводит к понижению растворимости газа. При температурах выше  $100^\circ\text{C}$  коэффициент Генри понижается, что приводит к повышению растворимости двухатомных газов в воде. Опираясь на данные ЦКТИ и ВТИ [7] были проведены расчеты из которых следует, что при среднем диаметре пузырька (см. выше) равным  $\sim 10^{-7} \text{м}$  и, соответственно, среднем объеме пузырька  $\sim 10^{-21} \text{м}^3$  (с учетом давления в сопле) удельное количество газовых пузырьков может составлять до  $\sim 10^{18} / \text{м}^3$ . Из этой оценки следует, во-первых, что дегазация перегретой воды в процессе ее движения в сопле может являться одной из главных причин гетерогенной нуклеации в диффузоре конфузоре-диффузорного сопла (разумеется, при доминирующей роли нуклеации в процессе диспергирования), во-вторых, что касается количественного описания процесса, то при дальнейших исследованиях требуется экспериментально-расчетное уточнение коэффициента десорбции  $\phi$  и размера образующихся пузырьков в процессе неравновесного газовыделения и дальнейшего вскипания перегретой жидкости. Из приведенной выше оценки следует также, что объема образующихся гетерогенных зародышей недостаточно для распада пелены, и необходимо рассмотреть рост паровых пузырьков на имеющихся гетерогенных центрах, для чего используется подход, изложенный в работе [8]. Для уравнения Релэ-Лэмба с учетом

члена, содержащего поверхностное натяжение, но без вязкостного члена в [8] получено аналитическое решение в квадратичном приближении:

$$\frac{t}{t_*} = \sqrt{\frac{2}{3}} \ln \left[ 1 + \frac{\chi + \sqrt{\chi^2 + 2\mathfrak{R}_0 \chi}}{\mathfrak{R}_0} \right],$$

где:  $\mathfrak{R} = R_{cr}/R$ ,  $\chi = \xi - 1$ ,  $R_{cr} = \frac{2\sigma}{(P_s - P_1)}$ ,

$R_0$  – средний радиус газового пузырька, являющегося центром гетерогенной нуклеации;  $t_*$  – динамический масштаб времени.

При этом вырожденное решение уравнения Рэлэ-Лэмба при больших временах роста  $\xi \gg 1$  обращается в асимптотическую формулу Релэ.

Опираясь на рассчитанное количество образовавшихся паровых зародышей на выходе из конфузоре-диффузорной части сопла, далее на каждом Лагранжевом этапе рассчитывается их рост во времени до достижения отношения объемов паровой и жидкостной фазы  $\sim 1.5$ . Далее определяется распределение капель по размерам, опираясь на Гауссову упаковку шаров (пузырей). Затем, после учета испарения капель в процессе их дальнейшего движения по диффузору, определяется распределение капель по размерам на выходе из сопла, которое сравнивается с экспериментальным распределением, полученным на основании анализа индикатрис рассеяния лазерного излучения в факеле распыла под различными углами.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Фаворский О.Н.**, Алексеев В.Б., Залкинд В.И., Зейгарник Ю.А., Иванов П.П., Мариничев Д.В., Низовский В.Л., Низовский Л.В./ Экспериментальное исследование характеристик газотурбинной установки ТВ3-117 при впрыске перегретой воды в компрессор / Теплоэнергетика. 2014. № 5. С. 60-68.
2. **Пряничников А. В.**, Роеко В. В., Бондарев Е. Б. Тушение проливов нефти и нефтепродуктов метастабильными парок капельными струями воды//Пожары и чрезвычайные ситуации: предотвращение, ликвидация 2015. №4. С. 7-12
3. **Домбровский Л.А.**, Залкинд В.И., Зейгарник Ю.А., Мариничев Д.В., Низовский В.Л., Оксман А.А., Ходаков К.А./Распыление перегретой воды: результаты экспериментальных исследований / Теплоэнергетика 2009, №3, С. 1-20.
4. **Zalkind V I**, Zeigarnik Yu A, Nizovskiy V L, Nizovskiy L V and Schigel S.S. // 2019., J. of Physics: Conference Series 1359(2019) 012034
5. **Кумзерова Е.Ю.** Диссертация на соискан. уч. степени к.ф.м.н./ Численное исследование образования и роста пузырей в условиях падения давления жидкости
6. **Chahine G.L**, Kalumuck K.M., Cheng J.Y., Frederick G.S., // Validation of bubble distribution measurements of ABS acoustic bubble spectrometer with high speed videophotography// Proceedings of 4-th International Symposium on cavitation, Pasadena, USA, 2001
7. Руководящие указания по проектированию термических деаэрационных установок питательной воды котлов// «Энергия», 1961 (ВНИИ имени И.И. Ползунова). Ф.Э. Дзержинского и ЦКТИ имени И.И. Ползунова).
8. **Авдеев А.А.** / Динамика парового зародыша в перегретой жидкости (закономерности начального периода роста) // ТВТ, 2015, т.53, №4, С. 569-578.

## ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СТРУЙ НА ПОВЕРХНОСТИ НАГРЕВАЕМОЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Плёночные течения широко применяются в различных промышленных аппаратах и установках. Спектр практических приложений плёночных течений непрерывно расширяется, что стимулирует постановку и проведение новых экспериментальных и теоретических исследований этого класса течений. Понимание процессов, происходящих в нагреваемых плёнках жидкости, очень важно для проектирования и создания таких устройств. Поэтому гравитационные течения жидкой пленки исследуются уже в течении длительного времени привлекая внимание многих ученых.

Гидродинамические двухмерные волны в изо-термических пленках жидкости неустойчивы к трехмерным возмущениям. Длина волны неустойчивости к поперечным трехмерным возмущениям убывает с ростом числа Рейнольдса [1]. Установлено, что переход от регулярных двумерных структур к трехмерному течению сопровождается существенным перераспределением жидкости в продольном направлении [2, 3]. Описаны характерные формы трехмерных структур, развивающихся в процессе перехода.

При течении пленок жидкости по нагреваемым поверхностям помимо гидродинамической неустойчивости, приводящей к развитию волнового течения, возникают так же термокапиллярные неустойчивости разного типа, связанные с переносом жидкости вдоль границы раздела фаз вследствие возникновения градиента поверхностного натяжения [4]. Обзор работ посвященных формированию структур в нагреваемой пленке жидкости представлен в работе [5].

Целью данной работы является исследование взаимодействия трёхмерных струй на поверхности нагреваемой пленки жидкости при числах Рейнольдса от 33 до 105 и их влияние на теплообмен.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Стенд представлял собой замкнутый циркуляционный контур, включающий резервуар с насосом, рабочий участок, фильтр, ротаметры, трубопроводы и запорную арматуру. Рабочий участок состоял из несущей плиты, на которую устанавливались пленкоформирователь, термостабилизатор и нагреватель. Рабочая жидкость (вода с красителем) с помощью насоса подавалась в пленкоформирователь, который включал накопительную камеру, распределительное устройство и сопло с калиброванной плоской щелью.

Жидкость стекала по пластине и по соединительным каналам под действием гравитации, возвращалась в резервуар с электронасосом. В качестве нагревательного элемента использовался медный плоский теплообменник шириной 150 мм и длиной 100 мм. Эксперименты выполнены при числе Рейнольдса от 33 до 105.  $Re = W/\rho\nu$ , где  $W$  - удельный массовый расход жидкости,  $\rho$  - плотность жидкости,  $\nu$  - коэффициент кинематической вязкости жидкости. Выполнено синхронное измерение температуры на поверхности вертикально стекающей пленки жидкости и распределение толщины в области.

В экспериментах использовался инфракрасный сканер Titanium HD 570M, позволяющий измерять поле температуры на поверхности пленки с разрешением до 640x512 пикселей, частотой полных кадров до 115 Гц и чувствительностью 18 мК. Для определения мгновенного поля толщины и волновых характеристик пленки использован модифицированный флуоресцентный метод. Для возбуждения флуорофора использовался лазер с диодной накачкой RLM-532-2000, непрерывно освещающий площадку размером 120x120 мм<sup>2</sup>. Переизлученный флуорофором свет регистрировался цифровой камерой PCO 1200h с разрядностью 10 бит и частотой 500 Гц в полнокадровом режиме (1280x1024 пикселей). Перед камерой установлен красный фильтр для отсекающего отраженного света лазера. При проведении измерений на площади 100x100 мм<sup>2</sup> система обеспечивает пространственное разрешение 0.1 мм. Синхронизация измерений полей толщин и температур осуществлялась с помощью светового сигнала. Подробное описание установки и методики исследования содержится в [6].

### 3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

#### 3.1. Перемещение и взаимодействие струй

На поверхности пленки воды, вертикально стекающей вдоль нагревателя размером 100x150 мм, наблюдается формирование струй. Синхронные трехмерные волны уже сформированы к моменту достижения верхней кромки нагревателя. Вдоль нагревателя волны движутся друг за другом, но уже при малых тепловых потоках они смещаются на небольшие расстояния в поперечном направлении.

При более высоких тепловых потоках в результате взаимодействия волн с термокапиллярными структурами происходит формирование струй на поверхности пленки жидкости, их более интенсив-

ное перемещение в направлении поперёк потока (витание) и взаимодействие (касание, слияние и разделение). На рис. 1. показано мгновенное распределение температур на поверхности пленки в грациях серого, позволяющее следить за взаимодействием струй.

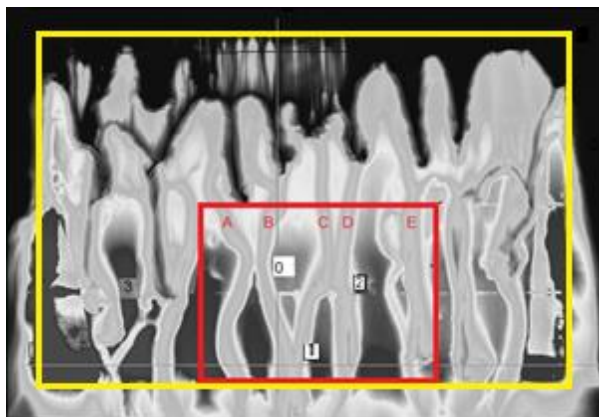
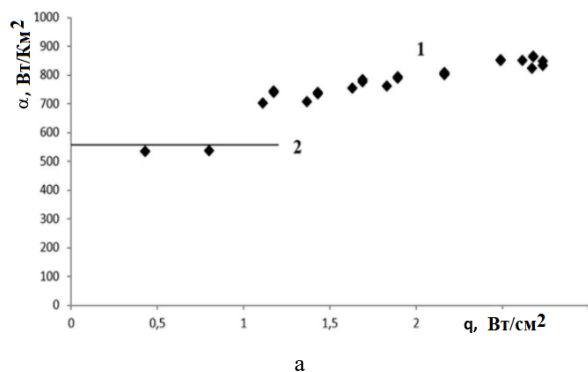


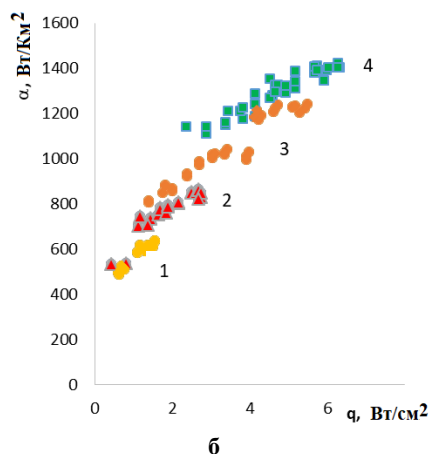
Рис. 1. Мгновенное распределение температур на поверхности пленки при  $Re=105$ ,  $q=10,1$  Вт/см<sup>2</sup>. Желтый прямоугольник – область нагревателя, красный – область обработки данных.

### 3.2. Интенсификация теплообмена

Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от теплового потока представлена на рис. 2. Средний коэффициент теплопередачи рассчитывается зависимостями  $\alpha = q/(T_w - T_0)$ , где  $q$  – плотность теплового потока,  $T_w$  – температура поверхности нагревателя и  $T_0$  – начальная температура пленки. Расчеты, выполненные с использованием модели Нуссельта [7] для гладкой пленки, показывают хорошую согласованность с экспериментальными данными для малого теплового потока (рис. 2а). Обнаружено усиление теплоотдачи при тепловом воздействии. Коэффициент теплопередачи увеличивался с увеличением теплового потока. Область наиболее интенсивного роста совпадает со значением теплового потока, соответствующего образованию термокапиллярных структур типа А. После формирования структуры в верхней части нагревателя рост коэффициента теплопередачи с увеличением теплового потока не прекращается, но становится более плавным.



а



б

Рис. 2. Зависимость среднего коэффициента теплопередачи от теплового потока при  $Re = 33$  и  $T_0 = 23^\circ\text{C}$  (1 – экспериментальные данные; 2 – рассчитано для гладкой пленки с использованием модели Нуссельта [7] (а);  $T_0 = 15^\circ\text{C}$  (1),  $23^\circ\text{C}$  (2),  $30^\circ\text{C}$ (1),  $40^\circ\text{C}$ (4) (б).

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что развитие термокапиллярной неустойчивости в верхней части нагревателя приводит к росту амплитуд витания струй. Показано, что перемещение струй в горизонтальном направлении вызывает при определенных условиях их взаимодействие (касание, слияние и разделение (раздвоение)). Перемещение и взаимодействие струй способствует предотвращению появления сухих пятен на поверхности нагревателя, повторному орошению осушенных зон, интенсификации теплообмена и, в конечном счете, увеличению критического теплового потока, соответствующего разрыву пленки жидкости.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ 22-19-20090.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Park C.D., Nosoko T. Three-dimensional wave dynamics on a falling film and associated mass transfer // *AICHE Journal*. 2003. V. 49. N 11. P. 2715–2727.
2. Алексеенко С.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М. и др. Особенности перехода от регулярного двумерного к трехмерному волновому движению на вертикально стекающих пленках жидкости // *Письма в ЖТФ*. 2012. Т. 38. В. 16. С. 16.
3. Алексеенко С.В., Бобылев А.В., Гузанов В.В. и др. О формировании струй при изотермическом пленочном течении жидкости в процессе перехода к трехмерному волновому движению // *Письма в ЖТФ*. 2014. Т. 40. В. 22. С. 97–104.
4. Чиннов Е.А., Кабов О.А. Формирование струйных течений при гравитационном стекании волновой нагреваемой пленки жидкости // *ПМТФ*. 2003. Т. 44. № 5. С. 128–137.
5. Chinnov E.A., Kabov O.A. Structures in the falling liquid films // *IPHT*. 2021, V. 9. N 4. P. 1-24.
6. Chinnov E.A. Formation of the unsteady thermocapillary structures in the residual layer of three-dimensional waves // *IJHMT* 2017. V. 108. P. 2053–2059.
7. Nusselt W. Der Wärmeaustausch am Berieselungskühler // *Zeitschrift der VDI.*, Bl. 67. H.9. P. 206-210, 1923.

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ФИЗИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ОБЪЕМНОГО ВСКИПАНИЯ МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

С развитием вычислительной техники математическое моделирование теплофизических процессов стало широко применяться для решения как прикладных, так и фундаментальных задач.

Для ряда технических приложений особый интерес представляет процесс объемного вскипания метастабильной жидкости реализующийся, например, при внезапной разгерметизации сосуда или при истечении жидкости через короткие насадки в область пониженного давления. Физико-математическое описание таких явлений является непростой задачей. Основные сложности связаны с необходимостью рассматривать нестационарные течения двухфазной среды обе фазы которой являются сжимаемыми жидкостями. При этом необходимо также учитывать процессы переноса тепла и массы на межфазной границе. Существуют упрощенные подходы к описанию такого рода систем [1], однако зачастую они могут применяться только для случаев стационарного течения и степени перегрева, близкой к предельной величине [2]. В некоторых работах [3] предлагается моделировать фазовый переход как процесс релаксации энергии Гиббса. В рамках этой модели детальный механизм фазового перехода, включающий образование паровых зародышей, их рост, коагуляцию и дробление не рассматривается.

В настоящей работе предлагается алгоритм моделирования двухфазного течения с учетом детального механизма фазового перехода в объеме метастабильной жидкости. Подход основан на совместном применении методов физической кинетики и механики сплошной среды.

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ И АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ

Для описания одномерного течения двухфазной среды используется наиболее общая модель, предложенная в [3]. Двухфазное течение описывается как совокупность двух континуумов, каждый из которых характеризуется своими значениями плотности, скорости и давления. Математическая модель включает в себя уравнения сохранения массы, импульса, энергии для каждой фазы, а также уравнение эволюции объемной доли одного из компонентов. Система уравнений дополняется двухчленным уравнением состояния для каждой фазы.

Поскольку в контрольном объеме может одновременно находиться большое число пузырей с раз-

ными размерами, для описания такой системы используется функция распределения пузырей по размерам  $f$ , нормированная на число пузырей в единице объема. Соответствующее кинетическое уравнение, описывающее эволюцию функции распределения, имеет следующий вид [4]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial u_v f}{\partial x} + \frac{\partial \dot{r} f}{\partial r} = J \delta(r_{cr} - r), \quad (1)$$

где  $u_v$  – скорость паровой фазы,  $\dot{r}$  – скорость изменения размера парового пузыря,  $J$  – частота образования зародышей паровой фазы и  $r_{cr}$  – критический радиус пузыря. Согласно (1) функция распределения может изменяться в результате конвективного переноса пузырей через границы контрольного объема, роста пузырей, а также образования зародышей паровой фазы. В общем случае, функция распределения может также изменяться в следствии коагуляции или дробления пузырей, но в настоящей работе эти процессы не рассматриваются. Полученная в результате решения (1) функция распределения позволяет рассчитать источники члены, входящие в систему уравнений сохранения. Скорость нуклеации и критический радиус парового пузыря, входящие в (1), рассчитываются согласно классической теории нуклеации [2]. Рост паровых пузырей определяется перепадом давлений на межфазной границе [5]. Ранее функция распределения и кинетическое уравнение успешно применялось для моделирования объемной конденсации пересыщенного пара [6]

Для решения описанной выше системы уравнений используется метод расщепления. В этом случае на каждом временном слое решение состоит из четырех этапов: 1) газодинамическая часть процесса; 2) расчет релаксации скорости; 3) расчет релаксации температуры; 4) расчет фазового перехода. При этом решения, полученные на каждом этапе, используются в качестве начальных условий для следующего этапа. Газодинамическая часть рассчитывается по методу Годунова [7] с приближенным решением задачи Римана методом HLLC [8]. Алгоритмы расчета релаксации скорости и температуры представлены в [9]. Для решения кинетического уравнения (1) используется метод, описанный в [10].

### 3. ТЕСТИРОВАНИЕ АЛГОРИТМА

Для тестирования предложенного алгоритма были рассмотрены несколько задач. Рассматрива-



ется задача о эволюции газодинамического разрыва в трубе постоянного сечения. Слева от разрыва находится вода под высоким давлением, справа – водяной пар при нормальных условиях. Фазовый переход не учитывается. Были получены распределения плотности, скорости и давления двухфазной смеси, а также объемной доли паровой фазы в некоторый момент времени. Полученное решение хорошо согласуется с точным решением.

В качестве второй тестовой задачи моделируется эксперимент [11]. Рассматривается длинная труба, заполненная жидкостью (гексаном) с известными параметрами, левый торец трубы считается закрытым, а через правый жидкость может свободно вытекать в газообразную среду с заданными параметрами. Рассматриваются процессы, реализующиеся во внутренней части трубы вблизи открытого торца. Длина области – 1 мм, что соответствует короткому каналу, через который происходит истечение жидкости в эксперименте. Результаты моделирования для одного из наборов исходных данных из [11] приводятся на Рис.1. От правого торца движется волна разрежения (Рис. 1(а)), а за ней – волна кипения (Рис. 3 (в)). Эта физическая картина качественно согласуется с экспериментом.

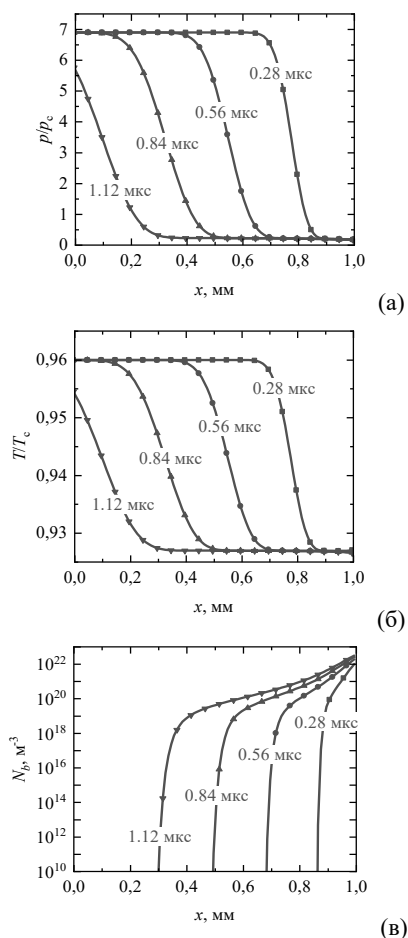


Рис. 1. Эволюция распределений параметров в насадке: (а) – безразмерное давление; (б) – безразмерная температура; (в) – числовая плотность пузырей.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен подход для описания двухфазного течения с учетом процесса объемного вскипания перегретой жидкости, основанный на совместном применении методов физической кинетики и механики сплошной среды. Проведено тестирование алгоритма на модельной задаче без фазового перехода, получено хорошее согласование с точным решением. Выполнено моделирование истечение гексана через короткую насадку. Результаты качественно согласуются с экспериментом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследования (грант № 20-38-90042).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Лабунцов Д. А., Авдеев А. А. Теория скачка вскипания // ТВТ. 1981. Т. 19. № 3. С. 552–556.
2. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии / Скрипов В.П., Силицын Е.Н. Павлов П.А. и др. – М.: Атомиздат, 1980. 208 с.
3. Zein A., Hantke M., Warnecke G. Modeling phase transition for compressible two-phase flows applied to metastable liquids // J. Comput. Phys. 2010. V.229. № 8. P. 2964–2998.
4. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах / Стернин Л.Е. – М.: Машиностроение, 1974. – 212 с.
5. Механика двухфазных систем / Лабунцов Д.А., Ягов В.В. – М.: Издательский дом МЭИ, 2000. 374 с
6. Mayorov V.O., Yastrebov A.K. Numerical study of bulk condensation in laminar flow diffusion chamber // J. Phys.: Conf. Ser. 2007. V. 891. 012129
7. Численное решение многомерных задач газовой динамики / Годунов С.К. и др. – М.: «Наука». – 1976. 400 с.
8. Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics / Toro E. F. – Springer, Berlin, Heidelberg – 2009. 724 p.
9. Иванов И. Э., Крюков И. А. Численный алгоритм моделирования двухфазных течений, содержащих границы раздела фаз // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2012. Т.13. №. 4.
10. Корценштейн Н. М., Самуйлов Е. В., Ястребов А. К. Новый метод моделирования объемной конденсации пересыщенного пара // ТВТ. 2009. Т. 47. № 1. С. 89–100
11. Baab S., Lamanna G., Weigand B. Two-phase disintegration of high-pressure retrograde fluid jets at near-critical injection temperature discharged into a subcritical pressure atmosphere // Int. J. Multiph. Flow. 2018. V. 107. P. 116–130.

**СТРУКТУРА ВОЛН УПЛОТНЕНИЯ И СИММЕТРИЧНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
ВОЛН В ГАЗОКАПЕЛЬНОМ ПОТОКЕ С УЧЕТОМ ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ****АННОТАЦИЯ**

Рассматриваются задачи о структуре прямой волны уплотнения в газокапельной среде с учетом испарения на поверхности капель, а также симметричное регулярное взаимодействие (или отражение от стенки) косых скачков уплотнения в такой среде. Установлены границы существования волн качественно различной структуры в пространстве безразмерных определяющих параметров. С использованием обобщенных соотношений Рэнкина-Гюгонио определены условия возникновения волн с частичной и полной дисперсией при полном и неполном испарении капель. Численно рассчитаны распределения параметров фаз в волнах различной структуры. При исследовании регулярного взаимодействия волн уплотнения в газокапельном потоке обнаружены десять конфигураций с определенным сочетанием различных типов входящих и исходящих волн: с полной/частичной дисперсией, с полным/неполным испарением капель.

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Газокапельные смеси широко распространены в ряде природных явлений и технических приложений, что стимулирует экспериментальные и численные исследования различных аспектов газокапельных течений. Исследования всевозможных волновых процессов в многофазных средах имеют длительную историю (см., например, [1]-[3]). При этом некоторые фундаментальные особенности структуры ударной волны и взаимодействия пересекающихся косых волн в смесях с очень мелкими испаряющимися каплями до конца не изучены. Настоящее исследование направлено на то, чтобы восполнить этот пробел. Основное внимание уделено нахождению безразмерных параметров, определяющих структуру ударной волны, и установлению условий существования различных видов волн в газокапельной смеси.

Также рассматривается задача о регулярном симметричном взаимодействии ударных волн в газокапельной смеси с учетом фазовых переходов. Мотивацией для рассмотрения таких задач является поиск новых способов «безмашинного газодинамического энергоразделения», то есть таких схем течения, при которых происходит разделение исходного однородного газового потока на две части, температуры торможения в которых существенно различаются, без совершения работы и в отсутствие внешнего теплообмена. Одной из таких схем течения является «труба Леонтьева», в которой энергоразделение осуществляется за счет

теплообмена между сверх- и дозвуковым газовыми потоками, разделенными тонкой теплопроводной перегородкой [4]. В последние годы проводятся исследования различных способов повышения эффективности этой схемы энергоразделения, в том числе – за счет добавления в поток мелких капель жидкости, что позволяет снизить температуру восстановления стенки со стороны сверхзвукового потока. В экспериментальной работе [5] в сверхзвуковой газокапельный поток было помещено центральное тело, генерирующее косую ударную волну, которая, отражаясь от стенки, приводит к более интенсивному теплообмену на стенке благодаря осаждающимся каплям. Интерпретация полученных результатов ставит вопросы о структуре течения, формирующегося при столкновении наклонной ударной волны со стенкой в газокапельном потоке, о параметрах отраженной волны и условиях, при которых эта волна вырождается в волну с полной дисперсией. Эти вопросы обсуждаются во второй части работы.

**2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ**

Для исследования течения газокапельной среды при наличии фазовых переходов на поверхности капель используется классическая двухжидкостная модель [1], в которой объемная концентрация дисперсной фазы считается малой, а относительная массовая концентрация имеет порядок нескольких процентов, столкновениями капель пренебрегается. Дисперсная фаза – мелкие монодисперсные сферические капли, радиус  $\sigma$  и масса  $m$  которых изменяются в процессе из-за испарения. Используется наиболее простая модель испарения капли, согласно которой весь тепловой поток, приходящий к поверхности капли со стороны газовой фазы, тратится на испарение. При описанных условиях, как показано в [6], температура жидкости на поверхности и внутри капли меняется незначительно, поэтому можно считать температуру капель постоянной, равной температуре невозмущенного потока  $T_0$ . Стационарное течение дисперсной фазы описывается уравнениями континуума, лишенного собственных напряжений:

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(n_s \mathbf{V}_s) &= 0, (\mathbf{V}_s \nabla) m = -J, m(\mathbf{V}_s \nabla) \mathbf{V}_s = \mathbf{f}_s, q_s = JH \\ \mathbf{f}_s &= 6\pi\sigma\mu(\mathbf{V} - \mathbf{V}_s), \quad q_s = 4\pi\sigma\lambda(T - T_{sw})G(\text{Kn}) \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь индекс  $s$  относится к параметрам капель,  $\mathbf{V}$  – скорость,  $T$  – температура,  $n_s$  – числовая концентрация капель,  $c_s$  – теплоемкость вещества капель,  $J$  – поток массы с поверхности капли в единицу време-

ни,  $\mathbf{f}_s$  – сила аэродинамического сопротивления капли,  $q_s$  – приток тепла к поверхности капли со стороны газовой фазы,  $H$  – скрытая удельная теплота парообразования,  $G$  – поправка к межфазному потоку тепла, взятая из работы [3].

Уравнения стационарного течения несущей фазы с учетом обмена массой, импульсом и энергией с дисперсной фазой записываются в виде [1]:

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) &= n_s J \\ (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} &= -\nabla p - n_s \mathbf{f}_s + n_s J (\mathbf{V}_s - \mathbf{V}) \\ c_p \rho (\mathbf{V} \nabla) T &= (\mathbf{V} \nabla) p - n_s q_s + n_s \mathbf{f}_s (\mathbf{V} - \mathbf{V}_s) + \\ &+ n_s J [(\mathbf{V} - \mathbf{V}_s)^2 / 2 + c_p (T_{sw} - T)] \\ p &= \rho R T \end{aligned} \quad (2)$$

Для получения соотношений, связывающих параметры равновесного невозмущенного потока до волны и потока, пришедшего к новому состоянию равновесия за волной, запишем уравнения баланса массы, импульса и энергии для среды в целом. Попарное сложение соответствующих уравнений сохранения для несущей (2) и дисперсной (1) фазы приводит к дивергентной форме уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} (\rho u + m n_s u_s) &= 0 \\ \frac{d}{dx} (p + \rho u^2 + m n_s u_s^2) &= 0 \\ \frac{d}{dx} \left( \rho u \left( c_p T + \frac{u^2}{2} \right) + m n_s u_s \left( c_p T_s - H + \frac{u_s^2}{2} \right) \right) &= 0 \end{aligned}$$

Из этих уравнений следует связь равновесных параметров газочапельной среды до волны (индекс 0) и за волной (индекс 1) – обобщенные соотношения Рэнкина-Гюгонио:

$$\begin{aligned} \rho_0 u_0 (1 + \alpha_0) &= \rho_1 u_1 (1 + \alpha_1), \quad \alpha_i = m_i n_{si} / \rho_i \\ p_0 + (1 + \alpha_0) \rho_0 u_0^2 &= p_1 + (1 + \alpha_1) \rho_1 u_1^2 \\ \frac{u_0^2}{2} + c_p T_0 - \frac{\alpha_0 H}{1 + \alpha_0} &= \frac{u_1^2}{2} + c_p T_1 - \frac{\alpha_1 H}{1 + \alpha_1} \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\alpha$  – относительная массовая концентрация капель.

Соотношения (3) справедливы как для волны с частичной дисперсией – волны уплотнения, представляющей собой газодинамический разрыв и последующую зону релаксации, – так и для волн с полной дисперсией, т.е. таких волн уплотнения, в которых газодинамический разрыв отсутствует, а параметры газа и капель меняются непрерывно. Волны с полной дисперсией возникают, если по суммарным параметрам газодисперсной смеси поток сверхзвуковой, тогда как по параметрам несущей фазы он является дозвуковым.

Если капли полностью испаряются в зоне релаксации, то к соотношениям (3) добавляется условие  $\alpha_1=0$ . Если к наступлению нового состояния равновесия капли не успевают полностью испариться, то реализуется дополнительное условие  $T_1=T_0$ .

### 3. ПРЯМАЯ ВОЛНА УПЛОТНЕНИЯ

Анализ соотношений на волне (3) с одним из обозначенных дополнительных условий, позволяет установить диапазоны определяющих безразмерных параметров, соответствующие прямой волне с полной/частичной дисперсией и с полным/неполным испарением капель в зоне релаксации (рис. 1). В качестве определяющих параметров здесь использованы число Маха перед волной  $M_0$  и исходная массовая концентрация капель  $\alpha_0$ .

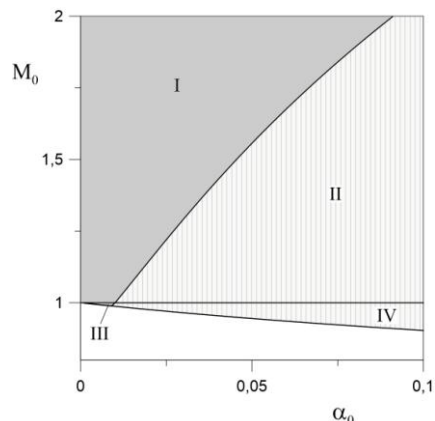


Рис. 1 Области существования волн с частичной (I, II) и полной (III, IV) дисперсией с полным (I, III) и неполным (II, IV) испарением капель

Для определения течения «внутри» прямой волны сжатия с полной или частичной дисперсией уравнения (1)-(2) были решены численно для случая одномерного течения. Распределения безразмерных параметров фаз для волны с полной дисперсией и неполным испарением жидкой фазы показаны на рис. 2, более полно результаты численных расчетов и их интерпретация представлены в работе [6].

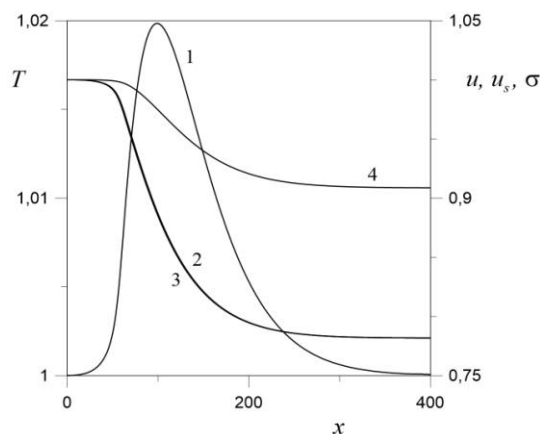


Рис. 2 Структура волны с полной дисперсией в случае неполного испарения капель, кривые 1-4 соответствуют распределениям безразмерных величин  $T, u, u_s, \sigma$ ;  $\alpha_0 = 0.05, Kn_0 = 0.1, M_0 = 0.95$

### 4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОСЫХ СКАЧКОВ УПЛОТНЕНИЯ

Исследуются возможные волновые структуры, образующиеся в результате симметричного регу-

лярного взаимодействия двух ударных волн (или отражения косої волны от стенки) в газок капельной смеси с испаряющимися каплями. Течение рассматривается на масштабе, много большем длины релаксации, в таком случае внутренняя структура волн не важна. Схема течения изображена на рис. 3.

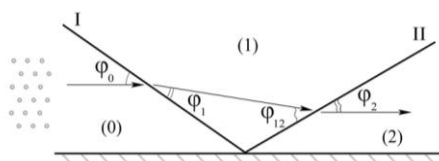


Рис. 3. Схема течения в области взаимодействия косої волны уплотнения с плоской стенкой

Анализ проводится в предположении, что двухфазный поток плоскопараллелен во всех областях. С использованием обобщенных соотношений Рэнкина-Гюгонио (3) для проходящих и отраженных волн и условия  $\varphi_0 - \varphi_1 = \varphi_{12} - \varphi_2$ , были получены системы нелинейных алгебраических уравнений, связывающих параметры потока во всех областях течения. Таким образом, безразмерные параметры газа и капель в областях (1) и (2) были рассчитаны в предположении, что, проходя волну уплотнения, капли могут испаряться частично или полностью. Из параметрических расчетов, учитывая, что как падающая, так и отраженная волна может являться волной с полной или частичной дисперсией, были получены десять различных типов регулярного отражения косої волны сжатия от плоской стенки. Все возможные режимы течения представлены в виде схем на рис.4. На рис. 5 приведены области существования различных режимов в плоскости параметров  $M_0, \alpha_0$  для значения угла  $\varphi_0=30^\circ$ .

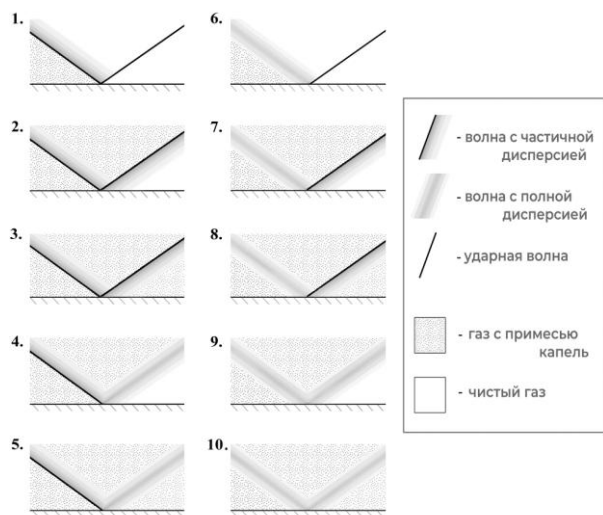


Рис.4. Возможные режимы регулярного взаимодействия волны уплотнения с плоской стенкой

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках двухконтинуальной модели получены обобщенные соотношения Рэнкина-Гюгонио для волн уплотнения в газок капельных средах с испаряющимися каплями. Эти соотношения учитывают

поглощение тепла из несущей фазы за счет фазового перехода внутри волны. На основе проведенного параметрического исследования найдены диапазоны определяющих параметров, соответствующие волнам с полной и частичной дисперсией, с полным или частичным испарением капель в зоне релаксации. На основе численных расчетов исследованы распределения параметров фаз в волнах всех типов. Установлено, что для всех рассмотренных значений параметров внутри зоны релаксации имеется локальный максимум температуры. Показано, что при симметричном столкновении косої ударных волн в газок капельных средах или отражении косої волн от плоской стенки возможно формирование десяти различных волновых структур, определены границы существования каждой из таких структур. Впервые найдены условия, при которых отраженные и/или проходящие волны вырождаются в волны с полной дисперсией, а также условия полного испарения капель за падающей волной.

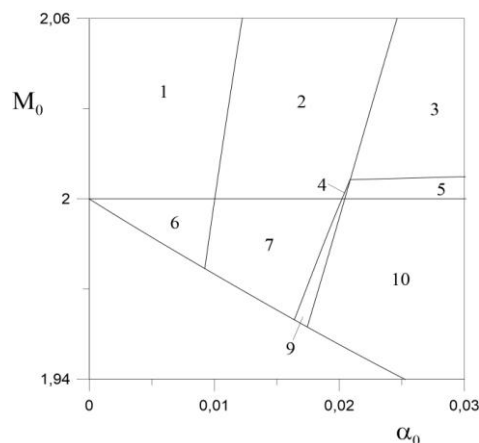


Рис. 5. Области существования режимов 1-10 (по классификации на рис. 4) для угла  $\varphi_0=30^\circ$

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 19-19-00234.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Marble F.E. Dynamics of Dusty Gases // Annu. Rev. Fluid Mech, 1970. Vol. 2. P. 397-446.
2. Аманбаев Т.Р., Ивандаев А.И. Влияние фазовых превращений на структуру ударных волн в парок капельной смеси // Вестник Моск. ун-та. Сер. 1. Матем. Мех., 1988. № 3. С. 81-85.
3. Young J.B. and Guha A. Normal Shock-Wave Structure in Two-Phase Vapor-Droplet Flow // J. Fluid Mech, 1991. Vol. 228. P. 243-274.
4. Леонтьев А.И. Газодинамический метод энергоразделения газовых потоков // ТВТ, 1997. Т. 35. № 1. С. 157-159.
5. Виноградов Ю.А., Здитовец А.Г., Киселев Н.А и др. Измерение адиабатической температуры стенки плоской пластины, обтекаемой сверхзвуковым воздушно-капельным потоком // Изв. РАН, Механика жидкости и газа, 2020. №5. С. 130-136.
6. Голубкина И.В., Осипцов А.Н. Волны уплотнения с полной и частичной дисперсией в газок капельных средах с фазовыми переходами // Изв. РАН, Механика жидкости и газа, 2022. №3. С. 1-12

## ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ВИБРОАКУСТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСОВ НА АЭС С ВВЭР ПРИ АВАРИИ С ТЕЧЬЮ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время прогнозирование возникновения виброакустических резонансов при тяжелых авариях на АЭС – неразрешимая задача, поскольку планировать и осуществлять на энергоблоке аварийную ситуацию для измерения вибрации оборудования неприемлемо. В этих условиях использование, разработанных и апробированных на АЭС, моделей и алгоритмов расчета частот АСВ для прогнозирования и предотвращения возникновения виброакустических резонансов при авариях с течами теплоносителя и при ударных воздействиях и землетрясениях, может быть своевременным и полезным.

Игнорирование возможности возникновения виброакустических резонансов с сейсмическими волнами в оборудовании АЭС объясняется отсутствием в российской и зарубежной нормативной документации требований проведения количественного определения собственной частоты колебаний давления теплоносителя (СЧКДТ) в оборудовании АЭС в эксплуатационных и аварийных режимах и, следовательно, отсутствием нормативов для предотвращения резонансного взаимодействия вибраций оборудования АЭС с упругими волнами в теплоносителе.

Для создания конкурентных преимуществ российским АЭС необходимо обеспечить опережение зарубежных поставщиков АЭС в разработке отечественных технологий и проектно-конструкторские решений, предотвращающих возникновение виброакустических резонансов как в эксплуатационных режимах, так и при авариях и землетрясениях. Стоит отметить, что широкополосный характер пиков, вызванных собственными колебаниями теплоносителя, обусловлен тем, что возникновение пульсации давления в определенных источниках является случайным процессом, а избирательные свойства реальной гидравлической системы, состоящие в усилении возмущений на частотах, близких к собственным частотам, проявляются как частотная характеристика реального фильтра. Это приведет к тому, что пики в спектре пульсации давления, вызванные наличием стоячих волн, часто не имеют однозначного максимума, а их небольшое значение выражается в виде размытого набора пиков или ограниченного плато. В автоколебательных режимах работы парогенерирующего канала происходит периодическое изменение параметров, характеризующих поток, и, в частности, скорости течения жидкости.

Для принятой в [1] модели парогенерирующего канала, представляющей собой колебательную систему с одной степенью свободы, упругие свойства пароводяного объема учитываются показателем изоэнтропы (адиабаты). Показатель  $k$  определяется, как известно, следующим образом [2,3]:

$$k = -\frac{v}{p} \cdot \left( \frac{\partial p}{\partial v} \right)_s, \quad (1)$$

Вопрос о том, какой процесс реализуется в конкретном колебательном режиме, может быть решён на основании экспериментальных данных

Расчет распределения параметров двухфазного потока теплоносителя по длине парогенерирующего канала и их изменение во времени при возникновении и существовании в кипящем потоке гидродинамической неустойчивости. В этом случае применяются численные методы. Их использование позволяет с необходимой точностью рассчитать распределение плотности смеси, давления, паросодержания двухфазного потока и т. д. по длине канала в произвольный момент времени и их изменение во времени при любых начальных условиях и практически для любой геометрии канала. С помощью численных методов возможно исследование любых типов гидродинамической неустойчивости. Однако, необходимость использования соответствующих эмпирических соотношений, а также зависимость решения от исходных условий и, следовательно, невозможность перенесения полученных результатов на иные условия, сужает возможности их применения на практике.

### 2. ЦИФРОВАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВОДО-ВОДЯНОГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РЕАКТОРА

Цифровая акустическая модель ядерного реактора (ЦАМЯР) в [4] представлена как автоколебательная система, принадлежащая к особому классу нелинейных диссипативных систем, способных генерировать незатухающие колебания с параметрами, не зависящими от начальных условий и определяемыми только свойствами самой системы. Установлено, что водо-водяной энергетический реактор (ВВЭР) при турбулентном течении теплоносителя является открытой системой высокой сложности с большим количеством элементов, связи между которыми носят не predetermined, а вероятностный характер. В этой системе происходит обмен энергией между открытой системой и окружающей средой. Выявлены элементы контура теплоносителя с

отрицательной диссипацией (отрицательным трением). Показано, что в них происходит самоорганизация хаотических турбулентных пульсаций и вихрей в упорядоченные волновые колебания, частота которых определяется по формуле Томсона–Кельвина (2):

$$f_{so} = \frac{1}{2\pi\sqrt{m_s C_R}}, \quad (2)$$

где  $f_{so}$  – частота автоколебаний системы, Гц;  $m_s$  – акустическая масса системы, состоящей из параллельных трубопроводов, соединенных с реактором, которые имеют равные акустические массы, расчет которой производится по формуле (3);  $C_R$  – акустическая податливость объема реактора расчет которой производится по формуле (4).

$$m_s = \frac{\rho \cdot l}{S}, \quad (3)$$

где  $m$  – акустическая масса, кг/м<sup>4</sup>;  $l$  – длина элемента в акустическом контуре, м;  $\rho$  – плотность кг/м<sup>3</sup>,  $S$  – площадь поперечного сечения, м<sup>2</sup>.

$C_R$  – акустическая податливость объема реактора расчет которой производится по формуле (4).

$$C_R = \frac{V}{\rho \cdot a^2}, \quad (4)$$

где  $C_R$  – акустическая податливость, м<sup>4</sup>·с<sup>2</sup>/кг;  $V$  – объем, занимаемый жидкостью, м<sup>3</sup>,  
 $a$  – скорость звука, м/с.

Следует отметить, что в “НИУ “МЭИ” для расчета частоты автоколебаний теплоносителя АЭС обычно используется более простая формула Проскуракова:

$$f = a/2\pi l, \quad (5)$$

где  $a$  – скорость звука,  $l$  – длина акустического участка.

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ АВАРИЙ С ТЕЧЬЮ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В РЕАКТОРЕ ВВЭР–440

Моделирование аварий с течью теплоносителя в реакторе ВВЭР–440 проведено с помощью кода relap5/mod3.2 [5]. Модель соответствует следующим условиям:

- Волна давления в трубопроводах и оборудований считается продольной [3].
- Характерный размер элементов моделей должен намного меньше, чем длина волны.
- Все термодинамические параметры известны из расчетов аварийного режима с малой течью по Relap5/mode 3.2 [5].

По нодализационной схеме [5] от верхней части опускного канала) до крышки, реактор делится на 36 элементов, находящихся в 17-ти слоях. Шесть петель главного циркуляционного контура (ГЦК) реакторной установки (РУ) моделируются тремя петлями. Одна петля (петля с компенсатором давления (КД)) моделирует петлю с течью. Две другие моделирующие петли включают в себя оставшиеся две и три реальные петли РУ, соответственно. Расчетные элементы первого контура сохраняют объемы и высотные отметки реальной РУ. Во втором контуре АЭС

моделируются парогенераторы (ПГ) на петлях, паропроводы ПГ и главный паровой коллектор, системы основной и аварийной питательной воды, предохранительные клапана на ПГ, БРУ-А и стопорные клапаны турбогенератора (ТГ). При моделировании активной зоны (АЗ) выделено четыре участка. В первую очередь это наиболее горячий канал АЗ, представляющий наибольший интерес с точки зрения безопасности АЭС. Далее байпас АЗ, моделирующий суммарно различные протечки в реакторе в обход АЗ. Оставшаяся часть АЗ разделена на два участка. Один участок моделирует одну треть АЗ, в которую попадает вода при срабатывании гидроемкостей (ГЕ) системы аварийного охлаждения активной зоны (САОЗ) в процессе аварии и другой участок моделирует оставшиеся две трети АЗ. Каждый твэл разбит по радиусу на десять зон, по высоте АЗ представлена пятью участками. При моделировании ПГ разбивается на три пучка. Первый, самый нижний, моделирует 1274 трубки, второй – 1718 трубок и последний – 2544 трубки. ГЦН моделируется с помощью безразмерных гомологичных характеристик для ГЦН-317. Принято, что при снижении давления первого контура ниже уставок срабатывания подключаются четыре ГЕ САОЗ.

Исходное событие аварии и путь протекания аварии течь из холодной нитки ГЦТ эквивалентным диаметром 50 мм.

В исходном состоянии энергоблок работает на мощности 100%. После открытия течи теплоносителя из холодной нитки начинается падения уровня воды в КД, снижение давления в первом контуре и мощности реактора.

Показано [5], что температура оболочки твэл не выходит за рамки проектного предела 1200 °С. По этой оценке, реактор безопасен, однако в теплогидравлическом расчетном коде не учитывается волновой процесс, включая явление резонанса СЧКДТ с вибрациями конструктивных элементов РУ. Для того, чтобы определить изменение СЧКДТ в переходном процессе на разных этапах протекания аварии, необходимо разработать специальную программу расчета СЧКДТ при заданных условиях изменения термодинамических параметров теплоносителя во времени.

При заполнении водой или пароводяной смеси элементов РУ они представляют собой акустические системы, обладающие определенной массой и упругостью, которые обуславливают величину СЧКДТ. Главной задачей конструктора является сохранение целостности реактора, ТВС и насосов при тяжелой аварии. Цель нашего исследования заключается в прогнозировании условий возникновения не предусмотренных в проекте динамических нагрузок в области виброакустических резонансов СЧКДТ с частотами вибрациями основного оборудования первого контура.

При заполнении водой или пароводяной смеси



элементов РУ они представляют собой акустические системы, обладающие определенной массой и упругостью, которые обуславливают величину СЧКДТ. Ввиду того, что при аварии главная задача является сохранением целостности реактора и ТВС, основное внимание уделено выявлению возможности возникновения виброакустических резонансов в реакторе. Поскольку аварийный процесс является неустановившимся, т.е. все термодинамические параметры в определенном пространстве меняются во времени, а СЧКДТ зависит от этих параметров (давление, температура, паросодержание), то анализ проведен для тех интервалов времени, в которых термодинамические параметры не сильно изменяются.

В первые 500с с момента возникновения аварии все параметры быстро меняются, так что если бы резонансы могли происходить, то они бы не были длительными и быстро затухли.

В итоге можно разделить временные интервалы для расчета СЧКДТ следующим образом:

- 1600 – 2100 с, аварийный процесс можно рассматривать как установившийся режим, и все параметры усредняются во времени, т. е. СЧКДТ будет постоянной.

- 500 с – 800 с; 1000 с – 1500 с; 3000 с – 5000 с, паросодержание усредняется во времени. СЧКДТ рассматривать как функция от температуры, и давления.

Для расчета СЧКДТ необходимо определить:

- 1) Акустическую податливость теплоносителя в  $i$ -ом слое:  $C_i = \frac{S_i \cdot l_i}{\rho_i \cdot a_i}$
- 2) Акустическую массу теплоносителя в  $i$ -ом слое:  $m_i = \frac{\rho_i \cdot l_i}{S_i}$
- 3) Акустическую податливость теплоносителя в  $j$ -ом участке реактора:  $C_j = \sum_i C_i$
- 4) Акустическую массу теплоносителя в  $j$ -ом участке реактора:  $m_j = \sum_i m_i$
- 5) Собственную частоту колебания давления теплоносителя в  $j$ -ом участке реактора:  $f_j = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{m_j \cdot C_j}}$

где  $S_i$ ,  $l_i$  – геометрические параметры  $i$ -го слоя модели расчета (рис. 1) известны из табл. 1.

$\rho_i$  – плотность теплоносителя  $i$ -го слоя модели расчета, она зависит от температуры  $T_i$  воды, расстояние в реакторе  $P_r$ ,  $a_i$  – скорость звука в теплоносителе  $i$ -го слоя.

Допущения принятые в расчете скорости звука:

- Среда двухфазного потока гомогенная
- Поскольку собственные частоты колебаний всех элементов внутрикорпусных устройств (ВКУ) и корпуса реактора находится в диапазоне от 0 до 100 Гц, скорость звука в двухфазном потоке будет определяться по [6]:

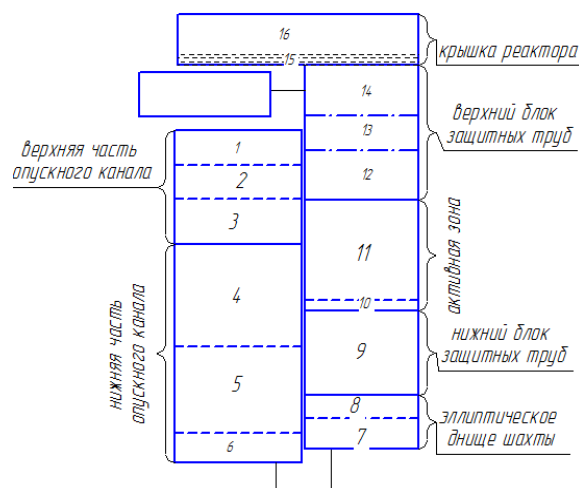


Рис. 1. Модель расчета СЧКДТ от 3000 с – 5000 с с момента возникновения аварии.

Таблица 1. Полученные результаты из расчетных программ для модели расчета (рис. III.20) в диапазоне времени от 3000 с – 5000 с с момента возникновения аварии.

Участок	СЧКДТ, с <sup>-1</sup> (*)
Верхняя часть опускного канала (1-3)	1.29 – 1.949
Нижняя часть ОпК (4-6)	0.303 – 0.457
Опускной канал (1-6)	0.238 – 0.359
Эллиптическое днище шахты (7-8)	1.76 – 2.658
НБЗТ (9)	1.081 – 1.634
АкЗ (10-11)	0.784 – 1.186
ВБЗТ (12-14)	0.731 – 1.108
Крышка реактора (15-16) Паровая часть (16)	9.062 – 11.725 22.448 – 24.131
Верхняя часть опускного канала (1-16) Водяная часть (1-15)	0.102 – 0.153 0.103 – 0.155
Верхняя часть опускного канала – НБЗТ (1 9)	0.158 – 0.239
Днище реактора – крышки (6-16) Водяная часть (6-15)	0.204 – 0.306 0.206 – 0.312

#### 4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Результаты расчета СЧКДТ сопоставлены с данными измерений вибраций основного оборудования первого контура приведенными в [7]:

Диапазоны частот вибраций ТВС ВВЭР-440:

1.5 – 3.0 Гц – вибрации ТВС с одним закрепленным концом;

4.0 – 6.0 Гц – вибрации ТВС с двумя закрепленными концами;

8.0 – 12.0 Гц – 2-я мода колебаний ТВС с двумя закрепленными концами.

Исследования на Кольской АЭС и АЭС Paks:

8.5 Гц – вертикальные колебания корпуса совместно с ВКУ, ГЦН, «холодными» трубопроводами, ПГ на частоте АСВ;

11.5 – 13.5 Гц – маятниковые колебания совместно с корпусом;

16.0 – 17.0 Гц – вертикальные колебания корпуса.

Из сравнения результатов видно, что:

от 1600с до 2100с с момента возникновения аварии, неблагоприятные СЧКДТ (2.9; 3.46; 2.12; 1.53; 1.44; 13.5) могут усиливать вибрации ТВС и корпуса реактора;

от 3000с до 5000с с момента возникновения аварии, неблагоприятные диапазоны СЧКДТ (1.29 – 1.95; 1.76 – 2.66; 1.08 – 1.63; 9.06 – 11.73) могут усиливать вибрации ТВС.

На двухконтурных АЭС с реактором ВВЭР-440 в системе аварийного охлаждения активной зоны (САОЗ) применяются насосы низкого давления Х280/72-К-2г с числом оборотов 25 в секунду. Результаты расчета СЧКДТ реактора показывают, что под крышкой реактора в диапазонах времени от 1600 до 2100 секунд и от 3000 до 5000 секунд с момента возникновения аварии СЧКДТ парового объема под крышкой реактора находятся в интервале 24,1– 24,8, Гц и близки к оборотной частоте насоса низкого давления равной 25 об/с и вызывают аномальное увеличение вибраций насоса.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **К.Н. Проскуряков**, Автоколебания в одиночном парогенерирующем канале «Теплоэнергетика», 1965, №3.
2. **Сычев В.В.**, Скорость звука в воде и водяном паре на линии насыщения, ИФЖ, 1960, т.3, №7.
3. **Дейч М.Е., Г. А. Филиппов**, Газодинамика двухфазных сред, Изд. «Энергия», Москва 1968.
4. **К. N. Proskuryakov**. The Digital Acoustic Model of a Pressurized Water Reactor. Thermal Engineering, 2021, Vol. 68, No. 9, pp. 673–678.
5. **Воробьев Ю.Б., Парфенов Ю.В.** Лабораторный практикум по курсу интегрированные прикладные системы, Москва, 2008г.
6. **A. Grabner, G. Grunwald, P. Liewers e.a.**, Use of noise diagnostics for WWER-440, Отчет / Институт ядерных исследований. Германия, Розендорф, 1998.
7. **Аркадов Г.В., Павелко В.И., Усанов А.И.** Виброшумовая диагностика ВВЭР/ Под ред. А. А. Абагына. — М.: Энергоато- миздат, 2004. - 344 с.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В ПЛОСКИХ МИКРОКАНАЛАХ ПРИ ДВУХФАЗНОМ ТЕЧЕНИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ И ПАРОГАЗОВОЙ СМЕСИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из сложнейших проблем теплофизики в наши дни становится проблема охлаждения микроэлектронного оборудования. Ситуация с отводом тепла еще более усложняется в связи с переходом электронной промышленности на производство трехмерных чипов, где несколько подложек с электронными компонентами устанавливаются параллельно с характерным расстоянием между ними 50–100 мкм. Электронная промышленность уже сегодня готова производить компоненты, в которых средняя плотность теплового потока может достигать величины 1 кВт/см<sup>2</sup> и выше [1]. Для охлаждения таких объектов микроэлектроники отвод тепла должен осуществляться непосредственно из зон его выделения, то есть посредством каналов размером порядка 30–50 мкм. Решение этой задачи сопряжено с рядом проблем. В частности, с уменьшением размеров каналов происходит рост перепада давления. Использование жидкостных систем в данном случае затруднительно. В связи с происходящим ростом объемов передачи данных и необходимостью охлаждения обрабатываемых их электронных устройств разрабатывается концепция общего газового охлаждающего контура с локальным вводом жидкости в область интенсивного тепловыделения. Актуальным является применение двухфазных систем с вводом жидкости вблизи зоны испарения (короткие микроканалы). Применение микроканалов позволяет существенно уменьшить среднюю толщину пленки в двухфазных течениях, что ведет к интенсификации теплообмена при испарении [2]. В связи с этим для широкого круга технических приложений важное значение имеет понимание процессов в микроканалах, которые обеспечивают наиболее эффективные процессы тепло- и массопередачи.

Уменьшение размеров микроканалов в сочетании с необходимостью отвода все более высоких плотностей тепловых потоков выдвигают принципиально новые задачи исследований. В каналах высотой 30 – 50 мкм крайне ограничены либо невозможны классические методы интенсификации теплообмена: оребрение поверхностей, использование турбулизаторов, закрутка потока, применение микроструй и т.д. Отсутствует возможность использования фитилей и пористых структур, характерных для тепловых труб. Характерный размер структур на поверхностях нагрева должен быть

менее микрона.

Данная работа посвящена исследованию теплообмена при двухфазном течении диэлектрической жидкости FC-72 и парогазовой смеси в плоских микроканалах высотой 50 и 35 мкм и шириной 10 мм.

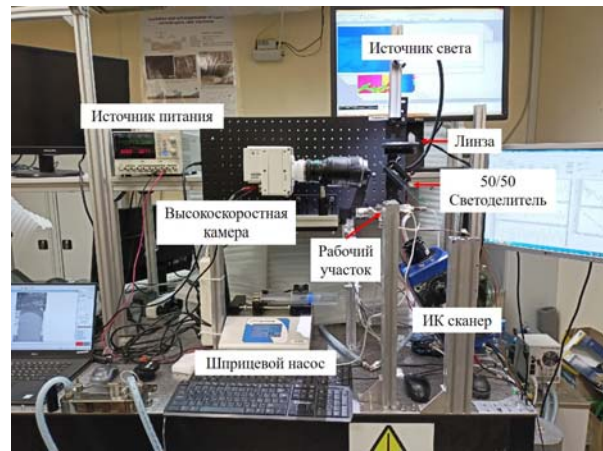


Рис. 1. Фотография экспериментального стенда

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Стенд представлял собой рабочий участок с микроканалом и системой измерительного оборудования, включающую инфракрасный сканер FLIR® Titanium HD 570M, позволяющий измерять среднюю температуру на микроканальном пленочном нагревателе размером 10x10 мм<sup>2</sup>, термопары на вводе и выводе из микроканала, резьбовые датчики давления BD Sensors® DMP 331, вкрученные в подводные газожидкостные интерфейсы, а также контроллеры National Instruments® DAQ-mx USB-6001 и National Instruments® 9214, присоединенных к персональному компьютеру. Инжекция газа в канал осуществлялась из баллона при помощи регулятора расхода Bronkhorst® EL-FLOW F-211CV, управляемого контроллером, а инъекция жидкости осуществлялась с помощью цифрового шприцевого насоса Cole-Parmer® EW-74905-54. Кроме того, использовалась шпирен-система визуализации потока, состоящая из мощного источника света Olympus® KL 2500 LED, фокусирующей линзы, 50/50 светоделительной пластины и высокоскоростной камеры Phantom® VEO 410 (частота съемки 3000 кадров в секунду) с объективом Nikon® AF-S VR Micro-Nikkor 105mm f/2.8G IF-ED. Фотография экспериментального стенда представлена на рис.1. Рабочий участок состоял из инъекцион-

ного корпуса, напечатанного на 3D принтере ANYCUBIC® Photon с использованием фотополномерной печати акриловой смолой и двух стеклянных пластин плотно прижатых друг к другу. Первая пластина – сапфир с размерами 50x30x5 мм с напыленным пленочным нагревателем из оксида индий-олова (ITO), вторая – боросиликатное оптическое стекло Borofloat® 33 с размерами 70x30x5 мм и вытравленным с помощью фотолитографии вдоль всей длины микроканалом высотой 50 или 35 мкм и шириной 10 мм. Зазор между пластинами герметизировался клеем Loctite® 460 введённым при помощи игольчатого дозатора. Последующие измерения конфокальным датчиком показали, что толщина клеевого шва не превышала 3 мкм. В качестве рабочей жидкости использовалась диэлектрическая фторуглеродная жидкость FC-72, в качестве рабочего газа – азот.

### 3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

На рис.2 представлено шлирен-изображение двухфазного потока при нагреве. Красный квадрат указывает площадь пленочного нагревателя. Хорошо видно, как увеличивается парогазосодержание по мере прохождения потока через нагреватель. Видно, что на начальном участке канала формируется вспененный режим, а по мере прохождения потока через нагреватель режим трансформируется в кольцевой за счет испарения. Изучался перепад давления, температуры и режимы течения при различных значениях теплового потока и расходах газа и жидкости.

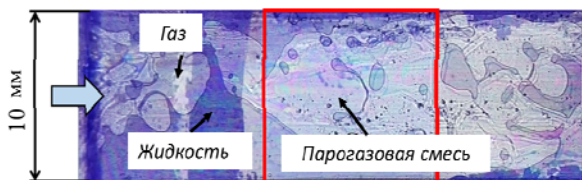


Рис. 2. Шлирен изображения двухфазного потока с локальным нагревом

На рис.3 приведены данные зависимости разности температур нагревателя и жидкости на входе в микроканал от теплового потока на нагревателе при  $Q_l = 8$  мл/мин;  $Q_g = 20$  мл/мин. Температуру на нагревателе определяли с помощью ИК-камеры. Результаты измерений обрабатывались в программе Altair, поставляемой в комплекте с ИК-камерой. Данные усреднялись по площади нагревателя, затем по результатам калибровочного эксперимента определялись значения температуры. При минимальных значениях теплового потока режим практически не менялся, в то время как при высоких значениях теплового потока испарялось значительное количество жидкости, за счет чего существенно возрастало парогазосодержание и режим менялся на кольцевой с волновыми структурами. При этом нагреватель всегда оставался смоченным, поэтому на рис. 2 значительного увеличения перепада температур при увеличении теплового потока не

наблюдается. Зависимость близка к линейному приближению. Таким образом, определяется коэффициент теплопередачи, который равен  $5,2 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>К.

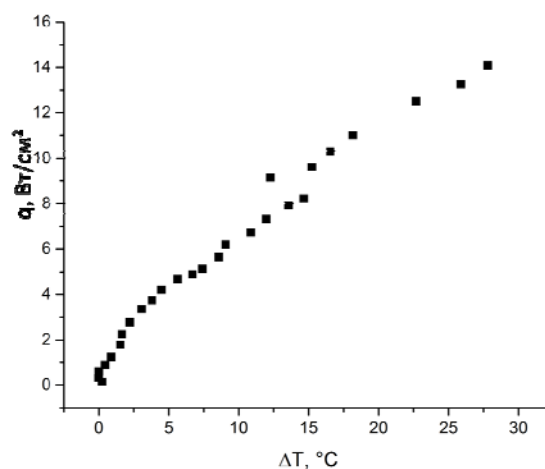


Рис. 3. Зависимость теплового потока от температурного напора в зоне нагревателя

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное исследование теплопереноса в микроканале высотой 50 и 35 мкм и шириной 10 мм. В качестве нагревателя использовался нагреватель из оксида индий-олова ITO размером  $10 \times 10$  мм<sup>2</sup>, непосредственно контактирующий с рабочей жидкостью, что минимизировало тепловые утечки. Для изучения теплообмена использовался ИК-метод через кристалл сапфира, на который напылялся нагреватель, а для изучения гидродинамики применялся шлирен-метод. Комплексными методами была проведена серия экспериментов, в которых изучались теплообмен и гидродинамика в микроканале с локальным нагревом. Показано влияние нагрева на парогазосодержание в канале – с увеличением теплового потока парогазосодержание в области нагревателя возрастает, что приводит к смене режима течения со вспененного на кольцевой.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ 22-19-20090.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M.H. Nasr, C.E. Green, P.A. Kottke, X. Zhang, T.E. Sarvey, Y.K. Joshi, M.S. Bakir, A.G. Fedorov, Flow regimes and convective heat transfer of refrigerant flow boiling in ultra-small clearance microgaps // Int. J. Heat Mass Transf. 2017. V. 108. PP. 1702-1713.
2. Plawsky, J. L., Fedorov, A. G., Garimella, S. V., Ma, H. B., Maroo, S. C., Chen, L., & Nam, Y. (2014). Nano- and microstructures for thin-film evaporation—a review. // Nanoscale and microscale thermophysical engineering, V. 18. N.3. PP. 251-269.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОГАЗОДИНАМИКИ ОБТЕКАНИЯ ПЛАСТИНЫ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ВОЗДУХА С ПРИМЕСЬЮ МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ВОДНЫХ КАПЕЛЬ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Поверхность теплоизолированного тела, помещенного в поток сжимаемого газа, приобретает температуру отличную как от температуры адиабатического торможения  $T_0^*$ , так и от термодинамической (статической) температуры потока  $T$ . В отечественной научной литературе используется несколько равнозначных терминов для обозначения этой температуры: адиабатная температура стенки  $T_{aw}$  (adiabatic wall temperature в иностранной литературе [1, 2], термин также рекомендован в работе [3]), температура восстановления, собственная температура стенки, температура теплоизолированной стенки, равновесная температура стенки. При этом, чем ближе данная температура к термодинамической температуре потока, тем меньший аэродинамический нагрев испытывает тело, т.е. тепло выделившееся за счет работы сил трения на поверхности тела интенсивней отводится в окружающую среду. Следовательно, овладев способами снижения адиабатной температуры стенки, можно существенно уменьшить величину тепловых потоков, которые нужно отводить от тела, подверженного аэродинамическому нагреву.

Известен так называемый эффект «аэродинамического охлаждения» стенки, проявляющийся в уменьшении адиабатной температуры стенки до значений даже ниже статической температуры набегающего потока. Это происходит в области задней критической точки при поперечном обтекании цилиндра дозвуковым сжимаемым потоком (эффект Эккерта-Вайзе) [4-6]. В работах [7, 8] продемонстрировано, что эффект проявляется также в снижении температуры торможения ниже по потоку в центральной части следа за цилиндром. В исследованиях сверхзвуковых потоков уменьшение адиабатной температуры стенки фиксируется в области отрывных течений при продольном обтекании цилиндра, за кольцевым ребром, на плоской стенке за ребром и ступенькой, на конической поверхности за различными обтекателями в форме сферы, цилиндра, конуса и диска [9-12]. Неравномерное распределение локальной температуры торможения в потоке также наблюдается при течении трансзвукового потока в канале за срезом турбинной лопатки [13] (с холодными областями в центральной области и горячими на периферии следа).

Перспективным для целей снижения адиабатной температуры стенки представляется использование

газо-капельных потоков. В литературе известны, по крайней мере, две экспериментальные [14, 15] и ряд численных [16-18] работ последнего времени, посвященных данному вопросу. В диссертации Л.А. Игнатъевской [15] экспериментально показано, что температура теплоизолированной стенки, обтекаемой сверхзвуковым потоком влажного пара, может быть равна термодинамической температуре потока, если в потоке присутствуют капли воды определенного размера и концентрации. В работах [16-18] в рамках двухконтинуальной модели сжимаемого газопарного пограничного слоя в сверхзвуковом двухфазном ламинарном потоке на плоской стенке показано, что наличие даже очень малой концентрации капель в основном потоке может приводить к значительному снижению температуры адиабатической стенки.

В результате ранее проведенных авторами экспериментальных исследований [19-21] создана и отлажена систем впрыска жидкости в сверхзвуковой поток через многофорсуночную систему в форкамере аэродинамической установки в НИИ механики МГУ. Проведена серия тепловизионных измерений темпа охлаждения пластины, обтекаемой сверхзвуковым воздушно-капельным потоком. Обнаружены эффекты образования ледяных наростов на обтекаемой стенке со снижением температуры на 10-13 С по сравнению с однофазным потоком. Однако, визуализация картины течения показала преимущественную фокусировку частиц в центральной части канала после прохождения сопла, в результате большая часть капель не попадает в пограничный слой. Для решения проблемы в данной работе использован метод аэродинамической фокусировки частиц по фронту индуцированного скачка уплотнения на модельную пластину, расположенную в центральной части рабочего канала.

### 2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальные исследования проводились на сверхзвуковой аэродинамической установке непрерывного действия АР-2 (рис. 1). Рабочий канал установки (7) имеет прямоугольное поперечное сечение с размерами 70×98 мм. Сопло (8) образовано двумя плоскими гибкими пластинами, обеспечивающими возможность работы на числах Маха от 2.0 до 3.0 за счет поджатия критического сечения с помощью электропривода.



На боковых стенках рабочей части трубы (рис. 1) смонтированы иллюминаторы с оптическими стеклами (11) для визуализации картины течения с помощью прибора Теплера ИАБ-451 и цифровой камеры машины зрения Baumer VCXU-15M.

На боковой стенке рабочего канала располагался иллюминатор из поликристалла ZnSe (11). Данный материал прозрачен в инфракрасной области спектра, что позволило использовать высокоскоростную ИК-камеру InfraTEC 8855 (10) для бесконтактного определения температуры поверхности модели.

Экспериментальная модель (12) представляет

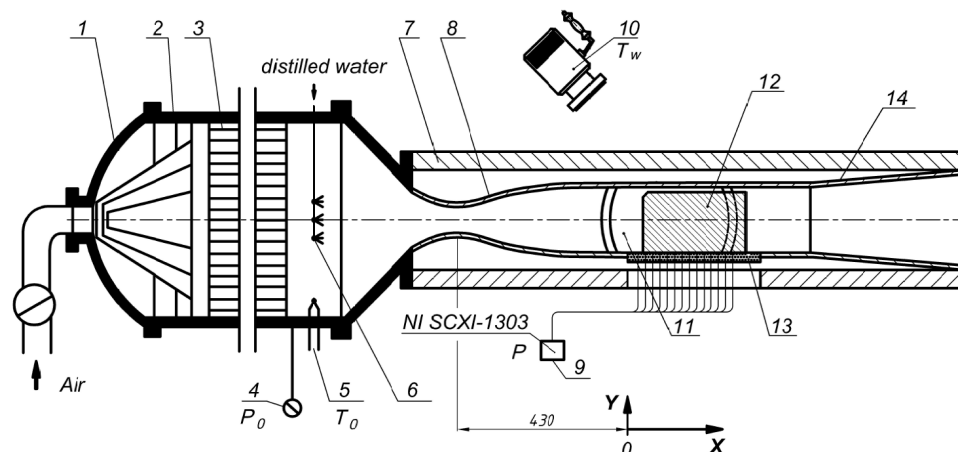


Рис. 1. Общий вид экспериментального стенда: 1 – форкамера; 2 – сборка конусов; 3 – хонейкомб; 4 – датчик для измерения давления торможения; 5 – термомпара для измерения температуры торможения; 6 – набор центробежных форсунок; 7 – рабочий канал; 8 – плоское регулируемое сопло; 9 – датчики статического давления; 10 – ИК-камера (тепловизор); 11 – инфракрасный иллюминатор; 12 – модельная пластина из алюминия; 13 – нижняя стенка канала из оргстекла; 14 – диффузор

В центральной части форкамеры на расстоянии 300 мм от начала зоны сужения размещались центробежные форсунки (6). Средний размер водных капель в создаваемом форсункой спрее (по информации производителя Lechler) – около 110 мкм при перепаде давления 300 кПа. Подвод дистиллированной воды к форсунке производился через отдельную систему, состоящую из бака с дистиллированной водой под давлением (давление воды в баке нагнеталось и поддерживалось на заданном уровне пневматической системой), расходомерного устройства и соединительных трубок.

Число Маха набегающего на модель потока составило 3,0, массовый расход воздуха – 2,2 кг/с. Число Рейнольдса, определенное по расстоянию от горла сопла (430 мм), составило на срезе сопла около  $1.6 \cdot 10^7$ , что свидетельствует о турбулентном режиме течения. Модель располагалась непосредственно за срезом сопла.

Для определения размера и распределения капель в сверхзвуковом потоке использовалась система панорамной диагностики потоков Shadow Photography Polis Spray (рис. 4, 5). Система регистрации излучения – на основе цифровой ПЗС камеры с установленным объективом-микроскопом Infinity K2 DistaMax. Система освещения потока – на основе двойного импульсного Nd:YAG лазера Beamtech.

собой пластину из алюминия толщиной 3 мм, высотой 87 мм и длиной 170 мм, которая устанавливалась в центральной части рабочего канала. Стальной клин – генератор скачка уплотнения – располагался вертикально перед моделью с целью аэродинамического фокусирования потока капель в направлении формирующегося на модели пограничного слоя. Кроме того, с целью уменьшения размера капель в форкамере после форсунок в отдельных экспериментах устанавливалась металлическая сетка с размером ячейки 25 мкм.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Проведена серия экспериментальных исследований влияния генерации скачка уплотнения в сверхзвуковом воздушно-капельном потоке на адиабатную температуру обтекаемой поверхности.

На первом этапе было измерено распределение статического давления и температуры на нижней стенке рабочей части установки, а также визуализирована картина воздушного и воздушно-капельного течения (рис. 2).

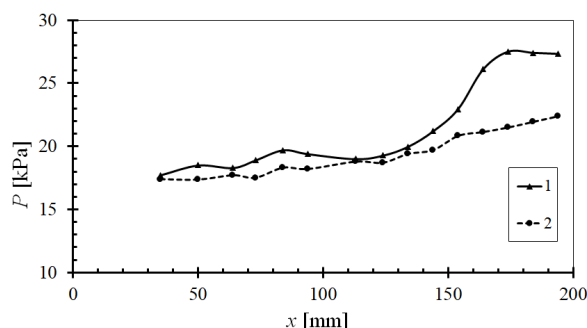


Рис. 2. Распределения статического давления по длине модели при течении сверхзвукового воздушного и воздушно-капельного потоков (начало координат – срез сопла).  $M_\infty=2.95$ : 1 – воздушно-капельный поток, 2 – однофазный воздушный поток



В случае обтекания воздухом без капель наблюдалось некоторое увеличение статического давления, вызванное увеличением толщины пограничного слоя. Число Маха, определенное по перепаду давления в форкамере и на нижней стенке с использованием изоэнтропической зависимости, уменьшилось (например, с 3.0 до 2.8). Наличие капель в потоке приводило к образованию наростов льда на обтекаемой поверхности (рис. 3, б), которые, в свою очередь, становились источником скачков уплотнения, вызывающих неравномерность распределения статического давления.

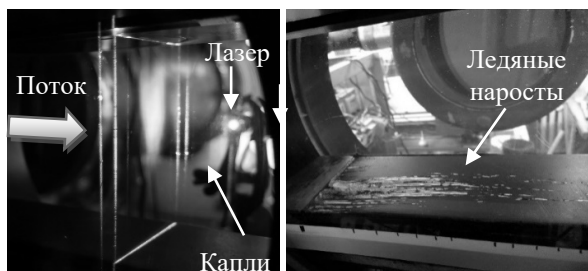


Рис. 3. а) Визуализация капельного потока лазерным ножом; б) ледяные наросты на стенке, обтекаемой сверхзвуковым воздушно-капельным потоком

При массовых концентрациях воды  $m > 0,3\%$  неустойчивость воздушно-капельного течения существенно возрастала, а именно, увеличивалась частота появления сгустков жидкости в потоке. Присутствие жидкости в потоке было видно невооруженным глазом. Визуализация картины течения лазерным ножом (рис. 3, а) показала, что после прохождения через сверхзвуковое сопло большая часть капель концентрируется вблизи оси канала в виде пятна, форма и размеры которого зависят от начальной массовой концентрации жидкости и числа Маха набегающего потока.

При увеличении массовой концентрации до 0,4-0,5% на поверхности канала появлялись наросты льда. Они приводили к неравномерному распределению температуры поверхности. Температура свободной ото льда поверхности фактически равнялась температуре поверхности в однофазном потоке воздуха с идентичными начальными параметрами. Температура поверхности в зоне образования наледи была на 6-8°C ниже.

По результатам панорамной диагностики потоков методом SSP было получено распределение капель по размерам в сверхзвуковой области течения (рис. 4, 5). В результате прохождения через сверхзвуковое сопло диаметр капель уменьшился от среднего диаметра по Заутеру 110 мкм после распыла форсунки в форкамере до около 25 мкм в рабочей части установки. Положительного влияния устанавливаемой в форкамере металлической сетки с размером ячейки 25 мкм на эффективность охлаждения модели на данном этапе не выявлено.



Рис. 4. Теневая фотография воздушно-капельного потока, полученная методом SSP

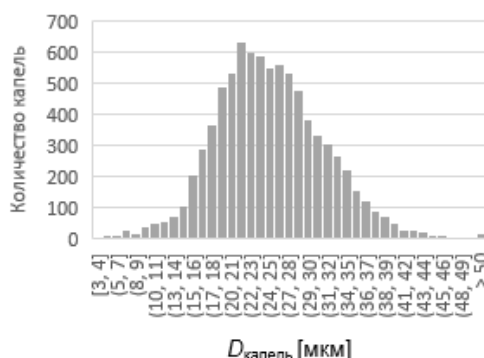


Рис. 5. Распределение водных капель по размерам в сверхзвуковом потоке воздуха по результатам SSP

На следующем этапе была отработана конструкция экспериментальной модели - пластины, установленной вдоль направления потока в центральной части канала аэродинамической установки. При увеличении относительного расхода воды выше 0,2% наблюдалось выпадение льда на боковую и нижнюю поверхности рабочего канала. Температура льда была на 15-20°C ниже температуры стенки.

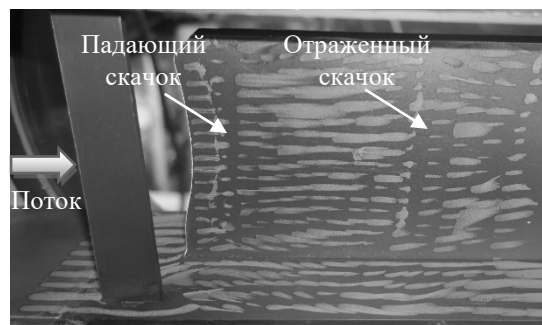


Рис. 6. Масло-сажевая визуализация сверхзвукового обтекания пластины с генератором скачка уплотнения

Обнаружены режимы интенсификации выпадения льда на модель и боковые стенки канала при наличии генератора скачка уплотнения (рис. 6). Наиболее сильное влияние наблюдалось при фиксированном угле клина-генератора и снижении числа Маха набегающего потока.

Установка клина-генератора скачка уплотнения перед моделью на режиме  $M_0=3.0$  приводило к снижению температуры входной кромки пластины (первые 30 мм) на величину до  $6^\circ\text{C}$ . Визуально пластина покрывалась слоем ледяного нароста в этой области. Область покрытая льдом увеличивалась при уменьшении числа Маха набегающего потока до 2.5 и 2.0.

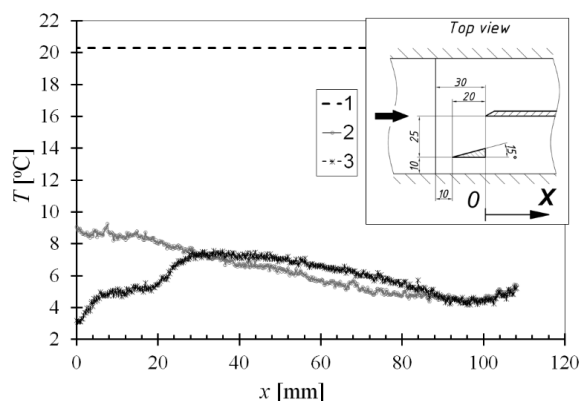


Рис. 7. График распределения адиабатной температуры стенки при обтекании пластины сверхзвуковым потоком:  $T_0^*=20.5^\circ\text{C}$ ,  $M_0=3.0$ ,  $m=0.36\%$ ; 1 – температура торможения  $T_0^*$ , 2 – воздушный поток, 3 – двухфазный воздушно-капельный поток

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование термогазодинамики обтекания пластины сверхзвуковым воздушным и воздушно-капельным потоками при наличии генератора скачка уплотнения перед моделью. Без генератора скачка уплотнения температура пластины при сравниваемых однофазном и двухфазном режимах течения практически не меняется. Установка генератора скачка уплотнения приводила к снижению температуры пластины и нарастанию льда на поверхности модели. Обнаружены режимы интенсификации выпадения льда на модель при фиксированном угле клина-генератора и снижении числа Маха от 3.0 до 2.5 и 2.0. По результатам теневой визуализации методом SSP зафиксировано снижения диаметра капель от 110 мкм в форкамере до около 25 мкм в сверхзвуковой области.

**Работа выполнена в рамках государственной темы АААА-А16-116021110200-5 НИИ механики МГУ.**

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Moffat R.J.** What's new in convective heat transfer? // Int. J. of Heat and Fluid Flow. 1998. V. 19. P. 90-101.
2. **Neumann R.D. and Freeman D.C.** Experimental Measurement of Aerodynamic Heating About Complex Shapes at Supersonic Mach Numbers // J. of Spacecraft and Rockets. 2012. Vol. 49. N. 6. P. 1080-1087.
3. **Теория теплообмена. Терминология** / Отв. ред. Петухов Б.С. Комитет научно-технической терминологии АН СССР. Москва, 1967. 83 с.

4. **Eckert E.R.G.** Energy separation in fluid streams // Int. Comm. Heat mass transfer. Vol. 13, 1986. P. 127-143.
5. **Ryan L.F.** Experiments on aerodynamic cooling // Ph. D. thesis, Eidgen. Tech. Hochschule, Zurich. 1951.
6. **Aleksyuk A.I. and Osiptsov A.N.** Direct numerical simulation of energy separation effect in the near wake behind a circular cylinder // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 119. P. 665–677.
7. **Kurosaka M., Gertz J.B.** Energy separation in a vortex street // J. Fluid Mech. 1987. V. 178, p. 1-29.
8. **Ackerman J.R.** Energy separation in wake of a cylinder // Ph. D. thesis, University of Leicester, United Kingdom. 2004.
9. **Brinich P.F.** Recovery temperatures and heat transfer near two-dimensional roughness elements at Mach 3.1 // NACA TN4213. 1958.
10. **Thomann H.** Measurements of heat transfer and recovery temperature in regions of separated flow at a Mach number of 1.8 // Flygtekniska Försökstansten. Stockholm. Rept. 82. 1959.
11. **Leontiev A.I., Popovich S.S., Vinogradov U.A. and Strongin M.M.** Experimental research of supersonic aerodynamic cooling effect and its application for higher energy separation efficiency // Proceedings of IHTC-2018. P. 2987-2994.
12. **Попович С.С.** Аэродинамическое охлаждение стенки при течении сверхзвукового потока в следе за обратным уступом // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2019. Т. 20, № 1. 11 с.
13. **Gostelow J.P., Carscallen W.E.** et al. The relationship between energy separation and base drag in turbine blade wakes // Proceedings of the ASME Turbo Expo. 2013. 6 A.
14. **Жуковский В.С., Мадиевский В.А., Резникович В.И.** О собственной температуре стенки в потоке перенасыщенного пара // ТВТ. 1966. №3.
15. **Игнатъевская Л.А.** Исследование двухфазного пограничного слоя на плоской стенке // Дисс. к.т.н. 1971.
16. **Леонтьев А.И., Осипцов А.Н., Рыбдылова О.Д.** Пограничный слой на плоской пластине в сверхзвуковом газокпельном потоке. Влияние испаряющихся капель на температуру адиабатической стенки // ТВТ. Т.53, №6, 2015. С.910-917.
17. **Азанов Г.М., Осипцов А.Н.** Влияние мелких испаряющихся капель на температуру адиабатической стенки в сжимаемом двухфазном пограничном слое // Изв. РАН. МЖГ, №4, 2016. С.62-71.
18. **Голубкина И.В., Осипцов А.Н.** Влияние примеси не испаряющихся капель на структуру течения и температуру адиабатической стенки в сжимаемом двухфазном пограничном слое // Изв. РАН МЖГ, № 3, 2019. С. 58–69.
19. **Zditovets A.G., Popovich S.S.** et al. Measurement of the adiabatic wall temperature in a supersonic air-drop flow // Journal of Physics: Conference Series. 2018. Vol. 1129. P. 1–6.
20. **Попович С.С., Здитовец А.Г.** и др. Измерение адиабатной температуры стенки плоской пластины, обтекаемой сверхзвуковым воздушно-капельным потоком // Изв. РАН МЖГ. 2020. № 5. С. 130–136.
21. **Popovich S.S., Zditovets A.G., Kiselev N.A. and Vinogradov U.A.** Supersonic flow adiabatic wall temperature influenced by admixture of finely divided water droplets // Proceedings of HEFAT-15, 2021. P. 2079–2084.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КОНДЕНСАЦИИ ПАРОВ ВОДЫ ИЗ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА НА ВЕЛИЧИНУ АДИАБАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СТЕНКИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы конденсации компонент из высокоскоростных газовых потоков сопровождаются скачкообразным изменением параметров потока, что, в свою очередь, должно оказывать существенное влияние на теплогидравлические характеристики обтекаемых поверхностей. Подавляющее большинство работ по исследованию конденсации в высокоскоростных потоках посвящено определению параметров начала конденсации и характеристик образующегося газок капельного потока в широкой окрестности области конденсации [1-3]. Авторам известно лишь несколько работ, в которых упор делается на исследование параметров, характеризующих теплообмен между высокоскоростным потоком с конденсирующимися компонентами и обтекаемой поверхностью [4-7]. Одним из таких параметров является адиабатная температура стенки  $T_{aw}$ , т.к. в случае теплообмена между высокоскоростным газовым потоком и обтекаемой поверхностью с температурой  $T_w$  удельный тепловой поток  $q$  определяется выражением:

$$q = \alpha(T_w - T_{aw}) \quad (1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, Вт/(К м<sup>2</sup>). При обтекании однофазным потоком плоской поверхности  $T_{aw}$  определяется выражением:

$$T_{aw} = T^* \frac{1 + \sqrt{\text{Pr}} \frac{k-1}{2} M^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \quad (2)$$

где  $T^*$  – температура адиабатического торможения основного потока, К;  $k$  – показатель адиабаты;  $M$  и  $\text{Pr}$  числа Маха и Прандтля, соответственно. Например, для воздуха ( $\text{Pr}=0,72$ ;  $k=1,4$ ) и  $M=2$  из выражения (2) получаем  $T_{aw} = 0,96T^*$ .

Конденсация компонент из высокоскоростного потока может существенно повлиять на соотношение между  $T^*$  и  $T_{aw}$ . Например, в работах [7] и [8] на основе численного расчета показано, что мелкие капли (диаметром несколько микрон), образовавшиеся во внешнем течении и мигрирующие под действием силы Сэфмана в пограничный слой, испаряясь, могут существенно изменить величину  $T_{aw}$ , по сравнению с  $T^*$ . С другой стороны, при образовании мелких капель в результате конденсации происходит выделение теплоты фазового перехода, что приводит к росту  $T^*$  и, следовательно, к

росту  $T_{aw}$ . Очевидно, что два эти процесса – испарение капель в пограничном слое и рост температуры торможения за счет выделения теплоты фазового перехода при конденсации разнонаправлено влияют на величину  $T_{aw}$ . Цель данной работы – экспериментально определить влияние начальных параметров влажного воздуха (начальная относительная влажность, начальное влагосодержание) на величину  $T_{aw}$  при наличии конденсации.

### 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

#### 2.1. Схема установки

Исследования проводились на малой сверхзвуковой аэродинамической установке НИИ механики МГУ, схема которой приведена на рис.1. Рабочее тело – влажный воздух – смесь сухого воздуха и перегретого водяного пара. Водяной пар вырабатывался из «смягченной» водопроводной воды в системе парогенератор-пароперегреватель (1,2) и подмешивался к потоку сухого воздуха в камере смешения (6). Поток сухого воздуха, перед поступлением в камеру смешения из центральной системы высокого давления института, дросселировался до заданного давления регулятором (3), и подогревался электрическим нагревателем (5). После камеры смешения поток влажного воздуха поступал в форкамеру (7), где дополнительно подогревался. В форкамере регистрировались следующие начальные параметры потока влажного воздуха: давление торможения  $P_0^*$ , (датчики ИКД) температура торможения  $T_0^*$  (термопары хромель-алюмель и термометр сопротивления) и относительная влажность потока  $RH_0$  (датчик влажности Galltec-mela). Из форкамеры влажный воздух поступал в рабочий канал (8), в котором разгонялся до сверхзвуковой скорости, при этом происходила конденсация водяного пара. Далее поток замедлялся в сверхзвуковом диффузоре (9) и поступал в ресивер (10), свободно сообщающийся с атмосферой. Для контроля изменения влагосодержания потока при прохождении через рабочий канал в ресивере был размещен второй датчик относительной влажности (EE060 фирмы Electronic). На выходе из ресивера располагался приемник температуры торможения, подключенный к системе позиционирования, позволявшей измерять профиль температуры торможения потока  $T^*$ . Массовый расход сухого воздуха

регистрировался с помощью кориолисова расходомера (4) ЭМИС\_МАСС.

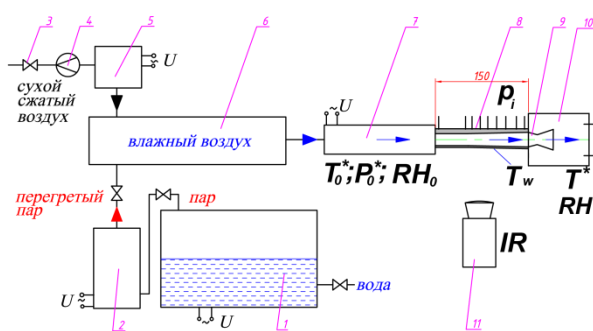


Рис. 1. Схема аэродинамической установки: 1 – парогенератор, 2 – пароперегреватель, 3 – регулятор давления, 4 – кориолисовый расходомер, 5 – нагреватель, 6 – камера смешения, 7 – форкамера, 8 – сверхзвуковой канал, 9 – сверхзвуковой диффузор, 10 – ресивер, 11 – тепловизор.

На стенде могут быть реализованы параметры рабочего тела в следующих диапазонах:

- температура торможения  $T_0^* \approx 15 \div 60^\circ\text{C}$
- давление торможения  $P_0^* \approx 0,11 \div 2,2 \text{ МПа}$
- расход сухого воздуха  $G_a \approx 5 \div 50 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}$
- относительная влажность:  $RH_0 \approx (1..6) \div 95 \%$
- влагосодержание:  $d_0 \approx 0,1 \div 30 \text{ г/кг}$
- число Маха:  $M \approx 0,1 \div 3,0$

## 2.2. Рабочий канал

На рис. 2 представлена схема рабочего канала экспериментального стенда. Осесимметричный рабочий канал круглого поперечного сечения был изготовлен из ABS пластика (низкотеплопроводный материал, коэффициент теплопроводности 0,1..0,3 Вт/мК) методом 3d печати с последующим шлифованием и полированием внутренней поверхности. Канал состоял из разгонного цилиндрического участка диаметром 7 мм и длиной 35 мм, плавно переходящего в конический участок (конусность 1:50) длиной 150 мм с выходным диаметром 10 мм. Число Маха на выходе из канала при изоэнтропическом расширении сухого воздуха – 2,0. На внешней стенке канала был выполнен паз длиной 179 мм шириной 4 мм таким образом, что толщина стенки канала по всей длине паза была постоянна и составляла 1,2 мм.

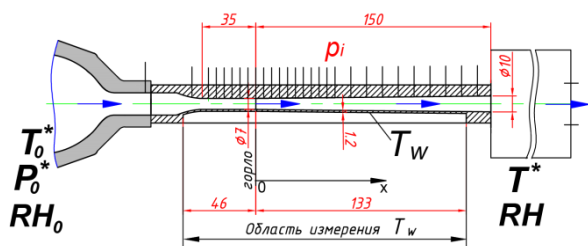


Рис. 2. Схема рабочей части экспериментального стенда.

Из-за малой толщины стенки в области паза температура ее внешней поверхности, измеряемая тепловизором (11 рис.1), принималась равной

температуре внутренней поверхности, которая в свою очередь и есть искомая адиабатная температура стенки. Также на стенке канала вдоль всей его длины располагались 28 приемников статического давления.

## 2.3. Методика проведения эксперимента

Экспериментальные исследования проводились следующим образом. Для случая сухого воздуха (без добавления перегретого пара) экспериментально определялась минимальная величина  $P_0^*$ , необходимая для «запуска» сверхзвукового течения по всей длине канала, начиная с критического сечения. Для исследуемого канала «запуск» происходил при  $P_0^* \approx 300 \text{ кПа}$  для всех значений  $T_0^* = 25; 36; 46^\circ\text{C}$ . Для этих параметров регистрировались распределения статического давления  $p_i$  и температуры внешней поверхности канала  $T_w$ . На следующем этапе сухой воздух смешивался с перегретым паром. За счет регулирования расхода пара и сухого воздуха, изменялось значение начальной относительной влажности потока  $RH_0$  при заданных значениях  $T_0^*$  и  $P_0^*$ . Далее для каждого значения  $RH_0$  фиксировались распределения  $p_i$  и  $T_w$ , которые сравнивались с данными для сухого воздуха при соответствующих значениях  $T_0^*$  и  $P_0^*$ .

Изменение начальной температуры влажного воздуха при неизменном начальном давлении позволяло менять начальное влагосодержание. Например, при  $T_0^* = 25^\circ\text{C}$  и изменении  $RH_0 \approx 2 \div 95 \%$  влагосодержание меняется в диапазоне  $d_0 \approx 0,1 \div 6,5 \text{ г/кг}$ , а при  $T_0^* = 46^\circ\text{C}$  и  $RH_0 \approx 2 \div 95 \%$  влагосодержание меняется в диапазоне  $d_0 \approx 0,4 \div 22 \text{ г/кг}$

Процесс конденсации фиксировался по отклонению распределения статического давления  $p_i$ , полученного на режиме влажного воздуха, от распределения, полученного на режиме сухого воздуха.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

На рисунке 3а приведено распределение числа Маха на оси канала, определенное с помощью изоэнтропической зависимости по измеренному распределению статического давления в предположении постоянства давления торможения вдоль оси канала, а также распределение среднemasового числа Маха. Результаты приведены для параметров сухого воздуха  $RH_0 = 1\%$ . Как видно, реализуется ускоренное течение на всем протяжении канала. На оси поток разгоняется до значений  $M=1.89$  в выходном сечении.

Повышение начальной влажности приводит к тому, что при расширении в канале водяной пар, растворенный в воздухе, в определенном сечении достигает состояния насыщения, и далее при некоторой степени перенасыщения начинается спонтанная конденсация – образование и рост большого числа мелких капель с выделением скрытой тепло-

ты фазового перехода. Выделение теплоты приводит к росту статического давления и торможению потока. На рисунке 3 б приведена разность между статическим давлением, полученным на режиме влажного воздуха  $p_{i.humid}$  и статическим давлением на режиме сухого воздуха  $p_{i.dry}$  для разных  $RH_0$ . Сечение в котором начинается рост  $\Delta p = p_{i.humid} - p_{i.dry}$  принимается за начало области конденсации.

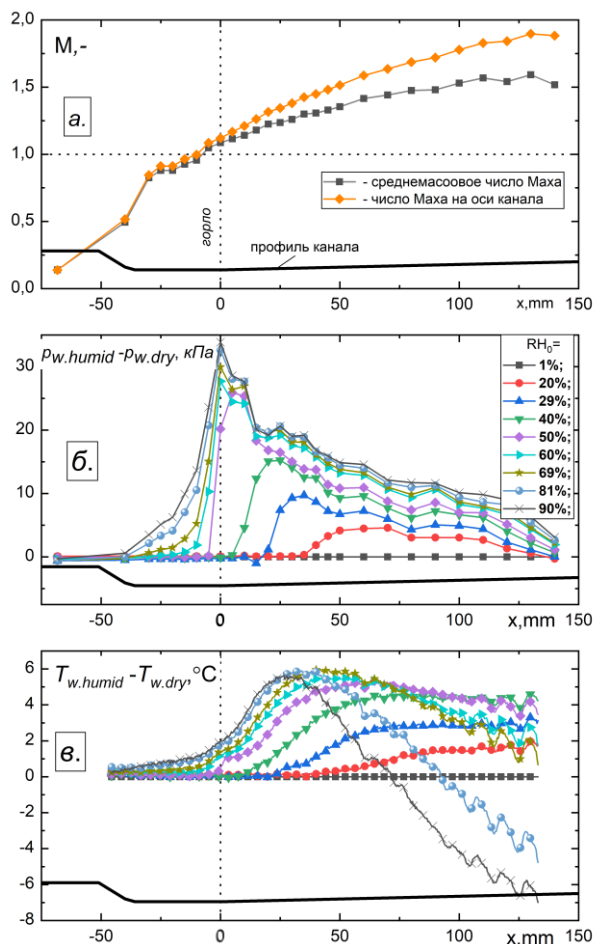


Рис. 3. а – распределение числа Маха для случая «сухого» воздуха, б и в – изменение статического давления и адиабатной температуры при течении влажного воздуха с конденсацией относительно сухого воздуха при различных значениях относительной начальной влажности. Начальные параметры:  $P_0^* = 300$  кПа,  $T_0^* = 46$  °С,  $RH_0 \approx 1 \div 90$  %,  $d_0 \approx 0,2 \div 20$  г/кг. Обозначение на рисунках б и в совпадают.

Как видно, область начала конденсации смещается вверх по потоку с увеличением начальной влажности, так как в этом случае параметры насыщения достигаются при меньших числах Маха. Также возрастает интенсивность скачка конденсации, так как с ростом  $RH_0$  растет значение начального влагосодержания. Если посмотреть на рис. 3в, то можно заметить, что отклонение в распределении температуры стенки от режима сухого воздуха  $\Delta T = T_{w.humid} - T_{w.dry}$  начинаются фактически в том же сечении канала, в котором возникают отклонения в разности статических давлений для

соответствующих режимов, т.е. являются результатом возникновения конденсации в потоке. Однако, в отличие от распределения  $\Delta p$ , которое всегда положительно, поведение  $\Delta T$  зависит от значения  $RH_0$  и  $d_0$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе экспериментально показано, что конденсация паров воды из сверхзвукового потока влажного воздуха существенно влияет на значение адиабатной температуры стенки. Получено, что для канала фиксированной геометрии положение области начала конденсации зависит от значения начальной относительной влажности, а поведение адиабатной температуры стенки (рост/снижение по сравнению с режимом «сухого» воздуха) от величины начального влагосодержания.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №19-19-00234

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Campbell J. F., Chambers J. R. and Rumsey C. L. Observation of airplane flowfields by natural condensation effects // J. Aircr., 1989. vol. 2, no. 7, pp. 593–604, doi: 10.2514/3.45809.
2. Газодинамика двухфазных сред / М. Е. Дейч, Г. А. Филлипов. Москва.: Энергоиздат, 1981.
3. Wyslouzil B. E., Wölk J. // Overview: Homogeneous nucleation from the vapor phase—The experimental science. J. Chem. Phys. 2016, vol. 145. no. 21, p. 211702.
4. Салтанов Г. А. Сверхзвуковые двухфазные течения. Минск: Вышэйшая школа, 1972.
5. Volchkov E. P., Terekhov V. V. and Terekhov V. I., A numerical study of boundary-layer heat and mass transfer in a forced flow of humid air with surface steam condensation // Int. J. Heat Mass Transf. 2004. vol. 47, no. 6–7, pp. 1473–1481. doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2003.09.018.
6. Azanov G. M., Osipov A. N. The effect of fine evaporating droplets on the adiabatic-wall temperature in a compressible two-phase boundary layer // Fluid Dyn., 2016. vol. 51, no. 4, pp. 498–506, doi: 10.1134/S0015462816040098.
7. Голубкина И. В., Осипов А. Н. Влияние примеси неиспаряющихся капель на структуру течения и температуру адиабатической стенки в сжимаемом двухфазном пограничном слое // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2019, no. 3, pp. 58–69, doi: 10.1134/S0568528119030046.
8. Леонтьев А. И., Осипов А. Н., и Рыбдылова О. Д. Пограничный слой на плоской пластине в сверхзвуковом газокпельном потоке. Влияние испаряющихся капель на температуру адиабатической стенки // Теплофизика высоких температур, 2015, vol. 53, no. 6, pp. 910–917, doi: 10.7868/S0040364415060162.

## URANS И LES МОДЕЛИРОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КАПЛЕСОДЕРЖАЮЩЕЙ ВОЗДУШНОЙ СТРУИ, ХАРАКТЕРНОЙ ДЛЯ ОСТРЫХ РЕСПИРАТОРНЫХ ЯВЛЕНИЙ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Рассматривается задача, связанная с остро актуальной проблемой передачи вирусной инфекции воздушно-капельным путем при сильных экспираторных явлениях: кашле и чихании. Согласно литературным данным, при кашле диаметр выделяющихся из верхних дыхательных путей капель меняется в широком диапазоне от 0.01 мкм до 1 мм и более [1]. В соответствии с рекомендациями ВОЗ [2] (см. также [3]) различают следующие группы капель: мелкие - диаметром 0.01...5 мкм, крупные - диаметром 5...100 мкм и баллистические - диаметром более 100 мкм.

Динамика и массоперенос распространения инфекционных капель (их положение, испарение, осаждение и т.п.) со струей выдыхаемого воздуха существенно зависят от начальных условий и параметров окружающей среды: температуры, влажности, а также скорости воздуха в струе и в окружающем пространстве. Движение мелких и крупных капель и их остатков после испарения (фомигов) размером менее 1 мкм в сильно нестационарном течении представляет собой сложное аэродинамическое явление с определяющим влиянием процессов турбулентной диффузии. Значительно меньшему влиянию турбулентного течения подвержены баллистические капли, которые осаждаются вблизи источника на расстоянии, не превышающем 0.6 м [3].

На сегодняшний день оценки зараженности воздуха при острых респираторных явлениях проводятся как на основе экспериментальных измерений (см. обзор [4]), так и на основе CFD моделирования двухфазных турбулентных течений с использованием лагранжева и эйлера приближений (см. обзор [5]). До сих пор остается актуальным вопрос об адекватности результатов CFD моделирования. Методики CFD моделирования методами URANS и LES разрабатываются и валидируются путем решения тестовых задач, для которых имеются данные экспериментальных измерений или данные, полученные методом DNS [4, 5].

В работе представлены результаты численного моделирования нестационарной диффузии капель воды в импульсной струе, однократно формируемой в процессе, приближенном к кашлю. Задача соответствует новому эталонному тесту, подробно описанному в работах [6,7], в котором численное моделирование выполнено методом DNS. Наши расчеты выполнены с привлечением вихререзающего моделирования – метода крупных вихрей

(LES), и с помощью подхода, основанного на решении осредненных по Рейнольдсу нестационарных уравнений Навье-Стокса (URANS). Моделирование динамики распространения капель осуществляется на основе лагранжева подхода. В отдельных вариантах учтено влияние эффекта плавучести для относительно теплой выдыхаемой струи и эффектов теплопереноса между воздушной средой и каплями.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

#### 2.1. Описание геометрической модели

Расчетная область показана на рис. 1а, б. Сначала воздух течет по трубке диаметром  $d = 0.02$  м и длиной  $H_p = 0.04$  м (рис 1б). Из трубки он вытекает в обширное цилиндрическое пространство диаметром  $D = 1$  м и длиной  $H = 1.6$  м (рис. 1а).

На рис. 1в показаны 69 точек, расположенных на входной в трубку границе, через которую капли воды поступают в расчетную область. Точки удалены от стенки трубки, их положения выбраны в соответствии с данными [7]. В поток одновременно выпускались семь групп капель с диаметрами  $d_p$ , равными 4, 8, 16, 32, 64, 128 и 256 мкм.

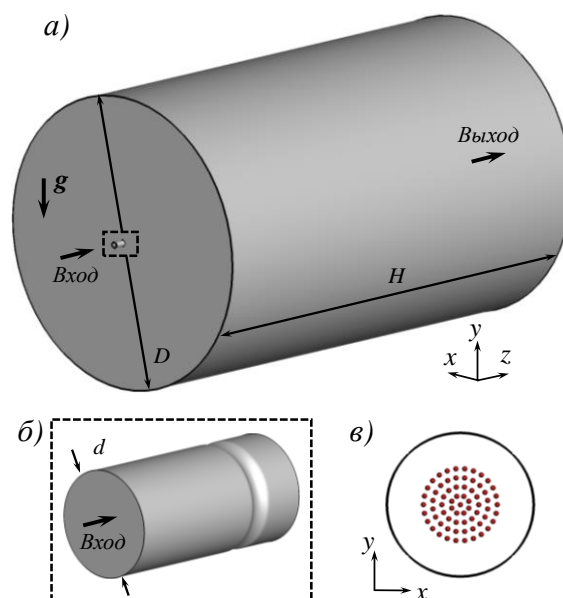


Рис. 1. а) Расчетная область, б) входной канал и в) местоположения точек на входе для выпуска частиц



## 2.2. Граничные условия и свойства сред

Как и в работах [6,7] на входной границе (рис. 1) задается нестационарное и однородное в каждый момент времени распределение скорости воздуха. Изменение входной скорости во времени кусочно-линейное: в период от 0 до 0.15 с скорость увеличивается от нулевого значения до значения  $V_{z,max} = 4.8$  м/с, далее скорость уменьшается и при  $t = 0.4$  с принимает нулевое значение. За это время вытекает 0.3 литра воздуха. Максимальное значение числа Рейнольдса составляет  $Re = \rho_a d V_{z,max} / \mu_a = 6 \times 10^3$ . На выходных границах задается постоянное нормированное давление.

Температура окружающего воздуха -  $T_\infty = 15^\circ\text{C}$ . Для имитации выдыхаемого теплого воздуха на входе в трубку задана постоянная температура  $T_{in} = 34^\circ\text{C}$ . Стенка входной трубы считается адиабатической.

Следуя условиям тестовых расчетов [6,7], физические параметры воздуха задавались постоянными при среднеарифметической температуре окружающего и выдыхаемого воздуха: плотность  $\rho_a = 1.22$  кг/м<sup>3</sup>, динамический коэффициент вязкости  $\mu_a = 1.95 \times 10^{-5}$  кг/м·с, коэффициент теплопроводности  $\lambda_a = 0.0277$  Вт/м·К, удельная теплоемкость  $C_{p,a} = 1010$  Дж/кг·К, коэффициент теплового расширения  $\beta_a = 3.36 \times 10^{-3}$  К<sup>-1</sup>.

Капли воды поступают в воздушный поток из входной границы расчетной области (рис. 1в) только во время истечения струи от 0 до  $t = 0.4$  с, общее число капель каждого диаметра составляет 13 800. Скорость и температура капель на входе совпадают со скоростью и температурой воздуха на входе в трубку. Следуя упомянутым работам, для водяных капель принято  $\rho_w = 1000$  кг/м<sup>3</sup> и  $C_{p,w} = 4180$  Дж/кг·К. Масса капель за время выпуска струи составляет 1.38 грамма.

## 2.3. Математическая модель

В среднем нестационарное турбулентное течение несущей фазы описывается либо уравнениями Рейнольдса, либо отфильтрованными уравнениями Навье-Стокса и энергии. Эффекты плавучести учитываются в приближении Буссинеска. Моделирование турбулентного течения воздуха осуществляется на основе двух подходов – вихреразрешающего подхода LES и URANS подхода, замыкаемого тремя полуэмпирическими моделями турбулентности: стандартной  $k-\varepsilon$ ,  $k-\varepsilon$  RNG и  $k-\omega$  SST. Использовались следующие характеристики турбулентности на входной границе: интенсивность турбулентности  $I = 5\%$  и отношение турбулентной вязкости к молекулярной  $TVR = 10$ .

Моделирование динамики распространения капля осуществлялось на основе лагранжева подхода. Использовались модели с учетом одно- и двунаправленного динамического и теплового взаимодействия между воздухом и каплями. Процесс испарения капля не моделировался.

## 2.4. Вычислительная модель

Расчетные сетки построены в сеточном генераторе ICEM CFD. В URANS расчетах использовалась сетка размерностью 0.6 млн ячеек, состоящая из гексагональных ячеек. В LES расчетах использовалась равномерная сетка, состоящая из одинаковых полиэдральных ячеек во внешней области и призматических слоев вблизи твердых границ, общий размер сетки составил 35 млн. ячеек.

Численное решение задачи выполнено с использованием гидродинамического пакета ANSYS Fluent с привлечением ресурсов суперкомпьютерного центра «Политехнический» СПбПУ (<http://www.scc.spbstu.ru>; LES задача распараллеливалась на 512 ядер, URANS – на 26). Были активированы схемы дискретизации второго порядка точности по пространству и времени. Во всех расчетах временной шаг был равен  $5 \times 10^{-4}$  с.

Проведено исследование влияния турбулентной дисперсии на моделирование динамики частиц. В расчетах использовалась доступная в ANSYS Fluent модель “Discrete random walk” (дискретного случайного блуждания), временной масштаб варьировался в диапазоне 0...0.1.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

### 3.1. Течение воздуха

Напомним, время существования импульсной струи составляет 0.4 с, первые 0.15 с происходит быстрое увеличение ее расхода и импульса. В этот период за выходным сечением трубки формируется неустойчивый стержневой поток с периодическими тороидальными структурами, окружающими ядро струи. На рис. 2а представлены мгновенные поля скорости в срединной плоскости  $x = 0$  для момента времени  $t = 0.15$  с (пик входной скорости), полученные по данным LES и URANS расчетов. Тороидальные структуры для этого момента времени наблюдаются на расстоянии  $z > 0.1$  м (рис. 2а), как по данным LES моделирования, так и по данным URANS.

Однако, уже на начальном этапе формирования импульсной струи ( $t < 0.2$  с) заметна разница между результатами LES и URANS моделирования. Данные LES расчетов предсказывают локальный максимум скорости на оси струи, значения которого при  $t = 0.15$  с превышают максимальное значение скорости на входе  $V_{z,max} = 4.8$  м/с. В то же время данные URANS расчетов показывают, что локальный максимум скорости при  $t = 0.15$  с расположен во входном цилиндрическом канале, а в области на удалении от входа значения скорости ниже. Данные LES расчетов лучше согласуются с данными DNS, представленными в [6, 7].

После завершения формирования импульсной струи, при  $t = 0.4$  с (рис. 2б), инерционное движение выпущенной струи продолжается вплоть до ее диссипации. Показано, что данные LES и URANS расчетов в целом схожи при  $t > 0.4$  с между собой и с данными DNS моделирования [6, 7].

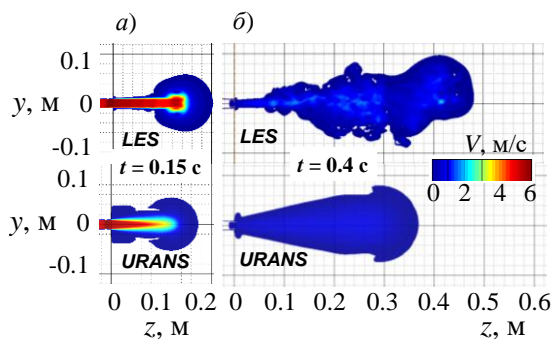


Рис. 2. Поля модуля скорости в моменты времени а)  $t = 0.15$  с и б)  $0.4$  с, полученные по данным расчетов LES и URANS ( $k-\varepsilon$  RNG модель турбулентности)

Пространственные формы струи, полученные в наших расчетах методом LES и приведенные в работе [6] (метод DNS), показаны на рис. 3 для трех моментов времени из периода уменьшения начального расхода струи от максимального ( $0.15$  с) до нулевого ( $0.4$  с). Для изображения форм струи нами, как и в [6], выбрана изоповерхность температуры  $15.5^\circ\text{C}$ , которую условно можно считать границей течения, сформированного импульсной струей.

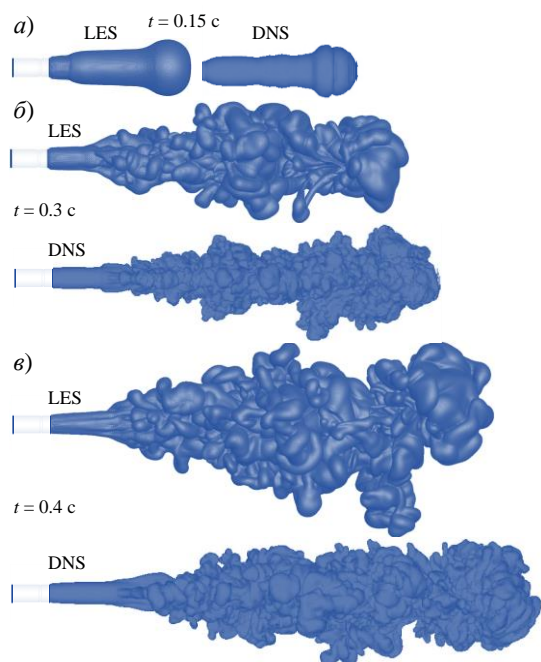


Рис. 3. Изоповерхности температуры  $T = 15.5^\circ\text{C}$ , полученные в LES расчетах и по данным DNS моделирования [6] в разные моменты времени: а)  $0.15$  с, б)  $0.3$  с и в)  $0.4$  с

Временная эволюция изотермических поверхностей показывает, что при  $t = 0.15$  с структура течения имеет упорядоченный характер, но форма струи, рассчитанной методом DNS, имеет признаки неустойчивости. В последующие временные моменты формы струи указывают на турбулентный характер течения. Картины, полученные LES и DNS методами, в моменты  $0.15$  с и  $0.3$  с неплохо соответствуют друг другу. К моменту  $0.4$  с струя, смоделированная методом LES, становится суще-

ственно шире струи, рассчитанной методом DNS. Примечательно, что дистанции проникновения струй, рассчитанных обоими методами, близки во все моменты времени. Эффект плавучести при моделировании учитывался, но на начальном периоде формирования струи (до  $0.4$  с) его влияние не отмечено.

Расчеты показали, что вытекающий теплый воздух достаточно быстро охлаждается: к моменту времени  $t = 1.5$  с температура воздуха в затухающей струе в среднем лишь на  $1^\circ\text{C}$  выше, чем в окружающем пространстве ( $15^\circ\text{C}$ ), хотя локально перепад температуры еще может достигать  $3^\circ\text{C}$ .

### 3.2. Распространение капель воды

Для оценки увлечения капель течением, сформированной импульсной струей, оценим характерные параметры для ансамбля капель, выпускаемых в воздушный поток. Характерное время релаксации частиц,  $t_0 = \rho_w d_p^2 / 18 \mu_a$ , в зависимости от их диаметра находится в диапазоне значений  $4.6 \times 10^{-5} \dots 0.19$  с. Значения числа Стокса,  $Sk$ , вычисленные по характерной длине распространения импульсной струи,  $0.5$  м (при  $t \approx 0.4$  с), и средней скорости потока в процессе формирования струи,  $V_{z,\max}/2$ , находятся в диапазоне  $2 \times 10^{-4} \dots 0.9$  для частиц, диаметр которых составляет  $4 \dots 256$  мкм, соответственно.

На рис. 4 показано пространственное расположение капель с разными диаметрами ( $4$ ,  $128$  и  $256$  мкм) в момент завершения формирования импульсной струи. Распространение наиболее крупных капель ( $d_p = 256$  мкм) осуществляется по баллистическим траекториям, при этом движение несущей фазы практически не влияет на движение этих частиц. Наиболее легкие капли  $d_p \leq 32$  мкм распространяются в соответствии с движением несущей фазы. В реальности эти капли формируют инфекционное облако, которое может распространяться на большое расстояние от источника. На рис. 4 показаны локальные различия данных LES и URANS моделирования, оказывающиеся существенными для траектории капель, диаметр которых составляет  $128$  мкм и менее.

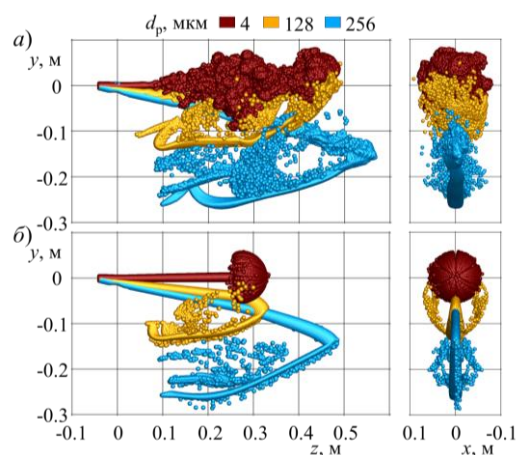


Рис. 4. Положение капель в момент времени  $t = 0.4$  с, полученные по данным а) LES и б) URANS расчетов

Пространственное расположение облака капель в различные моменты времени определено нами как центр его координат. На рис. 5 изображена временная эволюция положения центра облака для частиц с диаметрами 4 и 64 мкм, полученная в расчетах методами LES и URANS с учетом и без учета взаимодействия между воздухом и каплями, а также данные расчетов методом DNS [7].

Видно (рис. 5а), что данные LES и URANS различаются между собой слабо. Достаточно хорошее согласование LES и URANS данных с данными DNS [7] наблюдается для легких частиц в варианте, не учитывающем взаимодействия капель с воздушной средой. Влияние учета взаимодействия капель с воздушной средой становится заметным для крупных частиц, диаметр которых 64 мкм и более.

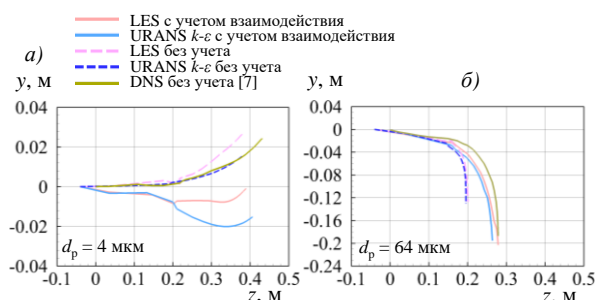


Рис. 5. Изменение положения центра облака, состоящего из капель с диаметрами а) 4 мкм и б) 64 мкм

На рис. 6 показаны положения легких капель, диаметр которых составляет  $d_p \leq 32$  мкм, в момент времени  $t = 10$  с. Видно, что облако расширилось и существенно изменило свое положение по продольной и вертикальной координате. Облако, состоящее из капель  $d_p = 32$  мкм, под действием силы тяжести опускается вертикально вниз. Облако, состоящее из капель диаметром  $d_p = 16$  мкм и менее, сместилось вверх вместе с воздушным потоком, всплывающим под действием силы плавучести. Переносимые потоком отдельные капли поднялись относительно уровня источника струи на 0.5 м. В продольном направлении наиболее быстрые капли переместились на расстояние 0.9 м от источника. Как видно из полей скорости (рис. 6), облако будет продолжать смещаться и на большие расстояния в последующие временные моменты.

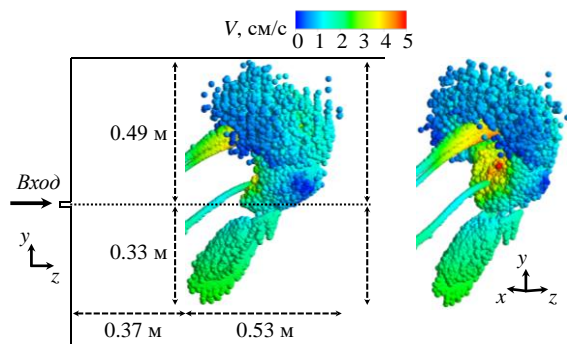


Рис. 6. Положения капель, полученные с использованием URANS подхода в момент времени  $t = 10$  с; цветом показаны значения скорости капель

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты расчетов турбулентной импульсной струи воздуха с водяными каплями и формирования облака с мелкими водяными каплями, выполненные в условиях эталонного моделирования этого процесса методом DNS [6,7]. Наши данные получены с использованием двух подходов: LES и URANS. Движение капель моделируется методом Лагранжа.

В начальный период, когда время меньше половины времени истечения из источника ( $t < 0.2$  с), данные URANS существенно отличаются от данных LES. В последующие моменты оба подхода дают интегрально близкие результаты. Показано, что в течение 1.5 с импульсная струя рассеивается, и формируется облако мелких капель ( $d_p \leq 16$  мкм), движущееся с остаточной инерцией. Фронт облака при  $t \approx 1.5$  с распространяется на 0.5 м (URANS) и на 0.6 м (LES) от источника. Облако сохраняется и в момент  $t = 10$  с, продолжая медленное движение.

Для изучения распространения облака на больших отрезках времени необходимо использовать увеличенную или движущуюся расчетную область с учетом предварительных оценок скорости движения центра облака.

Исследование выполнено при поддержке программы «Приоритет-2030», соглашение № 075-15-2021-1333 от 30.09.2021.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Gralton J., Tovey E., McLaws M.L. and Rawlinson W.D.** The role of particle size in aerosolised pathogen transmission: A review // *Journal of Infection*. 2011. Vol. 62. No 1. P. 1–13.
2. **WHO. Transmission of SARS-CoV-2: Implications for infection prevention precautions.** 2020. // [Электронный ресурс]. – [www.who.int/news-room/commentaries/detail/transmission-of-sars-cov-2-implications-for-infection-prevention-precautions](http://www.who.int/news-room/commentaries/detail/transmission-of-sars-cov-2-implications-for-infection-prevention-precautions) (дата обращения – 29.04.2022).
3. **Tang J. W., Bahnfleth W. P., Bluysen P. M., Buonanno G., Jimenez J. L., Kurnitski J., Li Y., et al.** Dismantling myths on the airborne transmission of severe acute respiratory syndrome coronavirus (SARS-CoV-2) // *Journal of Hospital Infection*. 2021. Vol. 110. P. 89–96.
4. **Li Y., Leung G.M., Tang J.W., Yang X., Chao C.Y.H., Lin J.Z., Lu J.W., Nielsen P.V., Niu J., Qian H., et al.** Role of ventilation in airborne transmission of infectious agents in the built environment – a multidisciplinary systematic review // *Indoor Air*. 2007. Vol. 17. P. 2–18.
5. **Peng S., Chen Q. and Liu E.** The role of computational fluid dynamics tools on investigation of pathogen transmission: Prevention and control // *Science of the Total Environment*. 2020. Vol. 746. 23 p.
6. **Fabregat A., Gisbert F., Vernet A., Dutta S., Mittal K. and Pallares J.** Direct numerical simulation of the turbulent flow generated during a violent expiratory event // *Physics of Fluids*. 2021. Vol. 33. 12 p.
7. **Fabregat A., Gisbert F., Vernet A., Ferre J.A., Mittal K., Dutta S. and Pallares J.** Direct numerical simulation of turbulent dispersion of evaporative aerosol clouds produced by an intense expiratory event // *Physics of Fluids*. 2021. Vol. 33. 13 p.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РЕГАЗИФИКАЦИИ КРИОГЕННЫХ ТОПЛИВ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Рассмотрен способ и технологическая схема регазификации сжиженных углеводородных топлив на примере сжиженного природного газа (СПГ). Выполнено численное исследование режимных параметров процесса регазификации метана, позволяющее определять эксплуатационные характеристики регазификаторов. Предлагаемый способ регазификации СПГ позволяет обеспечивать потребителя газообразным топливом в условиях динамических нагрузок и может использоваться как в стационарных, так и транспортных энергоустановках.

### 2. ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

В энергетике природный газ является одним из основных энергоносителей. Нарастает его удельная доля потребления по сравнению с традиционными видами топлива. Следует отметить, что транспортировка природного газа по трубопроводам обладает рядом недостатков. С другой стороны, СПГ по сравнению с газообразными углеводородами является более сконцентрированным энергоносителем, и его транспортировка может быть осуществлена автомобильным, железнодорожным и воздушным транспортом, морскими и речными судами. Кроме того, накопление и хранение СПГ может осуществляться в криогенных ёмкостях большого и малого объёмов, что позволяет обеспечивать бесперебойную поставку энергоносителя к локальным объектам, не оснащённым магистральными газопроводами.

### 3. СПОСОБ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКАЯ СХЕМА РЕГАЗИФИКАЦИИ СЖИЖЕННЫХ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ТОПЛИВ

Регазификация криогенных жидкостей осуществляется следующими основными способами: путем внешнего подвода энергии к рабочему телу в форме тепла или работы; путём использования внутренней энергии жидкости; путём комбинированного воздействия с использованием как внутренней энергии жидкости, так и внешнего подвода энергии. Рассмотренный в данной работе метод комбинированного воздействия, согласно [1], включает следующие операции: нагрев жидкости в теплообменнике до температуры, равной или меньшей температуры насыщения; адиабатное расширение жидкости в дроссельном устройстве с образованием дисперсного парожидкостного потока; подвод тепла к парожидкостному потоку в теп-

лообменнике-испарителе до полного испарения жидкой фазы. Технологическая схема, реализующая метод комбинированного воздействия в процессе регазификации жидкости, представлена на рис. 1.

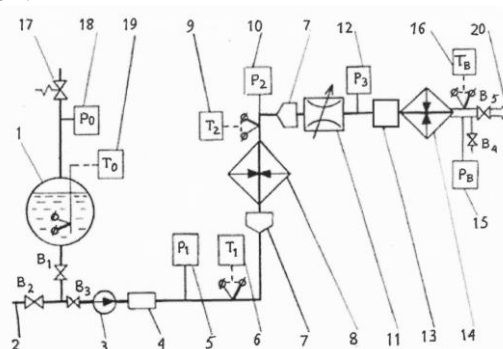


Рис. 1. Установка для регазификации жидкости: 1 – ёмкость, 2 – магистраль заправки, 3 – насос, 4 – датчик расхода, 5 – датчик давления  $P_1$ , 6 – датчик температуры  $T_1$ , 7 – завихритель, 8 – теплообменник-подогреватель, 9 – датчик температуры  $T_2$ , 10 – датчик давления  $P_2$ , 11 – дроссельное устройство, 12 – датчик давления  $P_3$ , 13 – закручивающее устройство, 14 – теплообменник-испаритель, 15 – датчик давления  $P_B$ , 16 – датчик температуры  $T_B$ , 17 – клапан предохранительный, 18 – датчик давления  $P_0$ , 19 – датчик температуры  $T_0$ , 20 – магистраль выхода,  $B_1, B_2, B_3, B_4, B_5$  – запорные вентили.

Устройство регазификатора-подогревателя криогенных топлив описано в работе [2], где приведены различные геометрические конструкции регазификатора.

### 4. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ ПОЛИДИСПЕРСНОЙ ПАРОКАПЕЛЬНОЙ СМЕСИ

#### 4.1. Системы уравнений движения несущей среды и дисперсных фракций

Математическая модель включала в себя системы уравнений динамики несущей среды [3] и фракций дисперсной фазы [4]. Для каждой фракции решалась система уравнений движения [5, 6], включавшая в себя уравнение непрерывности средней плотности, уравнение сохранения импульса и уравнения сохранения тепла, также учитывался поток массы между несущей средой и каждой из фракций, математическая модель предполагала обмен импульсом и теплом между несущей средой и фракциями дисперсной фазы.

#### 4.2. Выбор геометрии каналов

Задача решалась в плоской постановке при различных геометрических размерах канала, показан-



ного на рис. 2. Расчётная область разбивалась на следующие подобласти: I – входная, II – разворота, III – выходная.

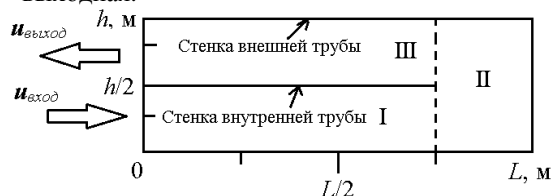


Рис. 2. Схема регазификатора-подогревателя, выполненного в виде трубы Филда (труба в трубе).

### 4.3. Постановка задачи

В начальный момент времени задавались гидро- и термодинамические параметры пара и дисперсных фракций. На входе в канал задавались осевая и поперечная составляющие скорости пара и фракций; плотность пара, средние плотности фракций, температура пара и фракций. В соответствии со схемой установки регазификации (рис. 1), поток диспергируется, проходя через дроссельное устройство. Дисперсная капельная фаза содержала пять фракций с начальными радиусами капель 1 (1-ая), 10 (2-ая), 20 (3-ья), 50 (4-ая) и 100 мкм (5-ая фракция). Задавалась температура внешней нагретой стенки.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

На рис. 3 показаны временные зависимости для радиусов дисперсных фракций (а), плотности несущей среды и средних плотностей дисперсных фракций (б), полученные в выходной подобласти канала III, в точке с координатой  $x = L/4$ ,  $y = 3 \cdot h/4$  м. В начальный момент времени происходило испарение капель фракций с начальными размерами 100 и 50 мкм, при этом испаряющаяся масса капель переходила в несущую среду – пар метана, в результате его плотность увеличивалась на начальном этапе (рис. 3, б). Число Вебера для крупных фракций не превышало критического значения и дробления капель не происходило. Вследствие испарения к моменту времени  $t = 0,037$  с фракции с начальными размерами 100 и 50 мкм образовали единую фракцию с размером капли около 53 мкм. Плотность несущей среды – пара метана – со временем уменьшалась, это связано с разгоном несущей среды (рис. 3, б).

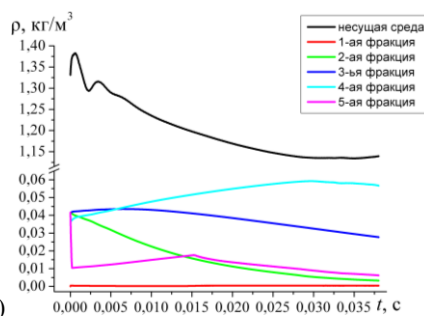
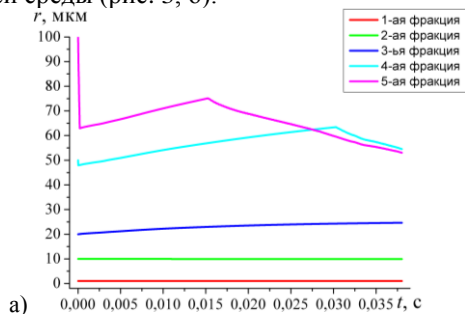


Рис. 3. Временные зависимости параметров парокапельной смеси: а) радиусы фракций; б) плотность несущей среды и средние плотности фракций.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В регазификаторе-подогревателе СПГ с течением времени произошло увеличение температуры пара, вследствие чего капли испарились с переходом испарившейся массы капель в парообразную несущую среду. Под действием механизмов испарения и коагуляции капель произошло изменение размеров капель, движущихся в потоке.

Целесообразно теплоизолировать верхнюю половину торцевой области регазификатора-подогревателя, так как в этом случае происходит уменьшение радиальной составляющей скорости потока, направленной к середине канала, при этом эффект запирания потока не возникает. Увеличение поперечного радиуса регазификатора приводит к уменьшению испарения капель при сохранении продольного размера. Увеличение длины канала регазификатора-подогревателя при сохранении поперечного радиуса приводит к скоплению капель на твердых стенках выходной области, что снижает эффективность процесса испарения капель.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Тонконог В.Г., Тукмакова Н.А., Тукмаков А.Л.** Способ регазификации жидкости и установка для регазификации жидкости: пат. 2691863 – опубл. 18.06.2019, Бюл. № 17; приоритет 28.06.2018.
2. **Тонконог В.Г., Тукмаков А.Л., Тукмакова Н.А., Акбиров З.Р.** Регазификатор-подогреватель газа: пат. 2708479 – опубл. 9.12.2019, Бюл. № 34; приоритет 14.03.2019.
3. **Нигматулин Р.И.** Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. 464 с.
4. **Кутушев А.Г.** Математическое моделирование волновых процессов в аэродисперсных и порошкообразных средах. СПб.: Недра, 2003. 283 с.
5. **Тукмаков А.Л.** Динамика коагулирующей полидисперсной газовой смеси в нелинейном волновом поле акустического резонатора // ИФЖ. 2015. Т. 88. № 1. С. 11–19.
6. **Тукмаков А.Л., Тонконог В.Г., Тукмакова Н.А.** Гидро- и термодинамика полидисперсной парокапельной смеси в канале регазификатора-подогревателя сжиженного природного газа // Теплофизика и аэромеханика. – 2020. – Т. 27, № 2. – С. 281–296.