

СОДЕРЖАНИЕ

Том 59, номер 3, 2021

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ

- Подавление плазменных неустойчивостей в плазме трехэлектродного стабилизатора тока и напряжения
А. С. Мустафаев, А. Ю. Грабовский, В. С. Сухомлинов 323
- Исследование эрозии электродов в мощных однокамерных трехфазных плазмотронах переменного тока
А. А. Сафронов, В. Е. Кузнецов, Ю. Д. Дудник, В. Н. Ширяев, О. Б. Васильева, В. Б. Ковшечников 330
- Метод Гордона генерации нитевидных наноструктур и высокотемпературные процессы в сверхтекучем гелии
А. В. Карабулин, М. И. Кулиш, В. И. Матюшенко, Б. М. Смирнов, Э. Е. Сон, А. Г. Храпак 337

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВ

- Анализ кинематической вязкости и самодиффузии жидких металлов при температуре плавления
Ю. Н. Стародубцев, В. С. Целев 345
- Моделирование и оптимизация свойств отечественных муллитокорундовых композитов
В. В. Черепанов 352

ТЕПЛОМАССОБМЕН И ФИЗИЧЕСКАЯ ГАЗОДИНАМИКА

- Моделирование тепломассопереноса в цилиндрическом испарителе контурной тепловой трубы с прямоугольным интерфейсом
М. А. Чернышева, Ю. Ф. Майданик 362
- Паровые агломераты и сухие пятна как предвестники кризиса кипения недогретой жидкости в канале
Н. В. Васильев, Ю. А. Зейгарник, К. А. Ходаков, С. Н. Вавилов 373
- Теплоотдача к водным растворам гликолей в импульсно перегретых состояниях
Д. В. Волосников, И. И. Поволоцкий, А. А. Старостин, П. В. Скрипов 384
- Влияние формы импульсов на теплообмен в точке торможения нестационарной осесимметричной импактной струи
М. А. Пахомов, В. И. Терехов 394
- Аналитические условия оптимальности в обратных задачах теплопроводности
А. Н. Дилигенская, Э. Я. Рапопорт 401
- К выбору инерционности частиц, используемых для оптической диагностики высокоскоростных газовых потоков
А. Ю. Вараксин 411
- Модель динамики дисперсных фракций во встречных потоках металлопорошка и полимера при образовании композитного материала
А. Л. Тукмаков 415
- Электрофизика горения углеводородного горючего в камере жидкостного ракетного двигателя
А. В. Рудинский, Д. А. Ягодников 422

Моделирование термоэлектронной тепловой защиты при обтекании сверхзвуковым потоком воздуха сферически затупленного конуса

К. Н. Ефимов, А. В. Колычев, В. А. Керножицкий, В. А. Овчинников, А. С. Якимов

432

ОБЗОРЫ

Волновая динамика газовзвесей и отдельных частиц при резонансных колебаниях

Д. А. Губайдуллин, Р. Г. Зарипов, П. П. Осипов, Л. А. Ткаченко, Л. Р. Шайдуллин

443

Пиролитические методы термической переработки твердых коммунальных отходов

В. В. Хасхачих, О. М. Ларина, Г. А. Сычев, Г. Я. Герасимов, В. М. Зайченко

467

УДК 621.387.132

ПОДАВЛЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В ПЛАЗМЕ ТРЕХЭЛЕКТРОДНОГО СТАБИЛИЗАТОРА ТОКА И НАПРЯЖЕНИЯ

© 2021 г. А. С. Мустафаев¹, А. Ю. Грабовский^{1, *}, В. С. Сухомлинов²¹Санкт-Петербургский горный университет, Санкт-Петербург, Россия²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: schwer@list.ru

Поступила в редакцию 02.07.2020 г.

После доработки 18.11.2020 г.

Принята к публикации 22.12.2020 г.

Экспериментально исследованы условия возбуждения колебаний тока и напряжения в плазме трехэлектродного стабилизатора тока и напряжения. Установлено, что в рассматриваемых режимах плазма обладает отрицательной проводимостью, которая и обуславливает колебания. Предложен высокоэффективный метод подавления плазменных неустойчивостей, основанный на управлении знаком дифференциальной проводимости плазмы путем регулировки концентрации тепловых электронов плазмы с помощью внешнего электрода. Предлагаемый метод позволяет достигать высокого уровня стабильности энергетических характеристик стабилизатора при плотности разрядного тока до 5 А/см² и мощности 500 Вт/см².

DOI: 10.31857/S004036442103008X

ВВЕДЕНИЕ

Одним из ключевых направлений развития систем вооружений в Российской Федерации является разработка малогабаритных сверхмощных ядерных энергетических установок (ЯЭУ) [1]. Для решения этой задачи требуются электронные компоненты, позволяющие реализовать полное управление током в цепях ЯЭУ. К таким компонентам (приборам) выставляются следующие требования на допустимые уровни излучений реактора на стенке приборного отсека: флюенс быстрых нейтронов ($E_n > 0.1$ МэВ) должен быть не более 10¹² н/см²; поглощенная доза фотонов (γ -квантов) не должна превышать 10⁶ рад. Таким требованиям удовлетворяют твердотельные полупроводниковые приборы, но с ростом электрической мощности и рабочей температуры применение для них локальной радиационной защиты резко ухудшает массогабаритные характеристики ЯЭУ. В этих условиях единственным решением является использование газоразрядных электронных приборов на базе неравновесной плазмы [2, 3].

Эксплуатация приборов плазменной энергетики сопряжена с проблемой возбуждения неустойчивостей при попытках повышения их энергетических параметров [4, 5]. Колебания и неустойчивости такого типа можно использовать в практических целях, однако их генерация в условиях плазменных источников и стабилизаторов оказывает разрушительное воздействие на их энергетические и электрокинетические характе-

ристики. Очевидно, что борьба с неустойчивостями подразумевает управление функцией распределения электронов по скоростям (ФРЭС) в рабочих режимах плазменных приборов.

В настоящей работе для решения проблемы подавления неустойчивостей разработана специальная конструкция триода на базе гелиевого низковольтного пучкового разряда (НПР) с управляющим электродом (УЭ), расположенным вне зазора катод–анод. Такая конструкция позволяет управлять функцией распределения заряженных частиц для эффективного подавления возникающих плазменных неустойчивостей и колебаний.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКА, ПРИБОР И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Схема экспериментальной установки и конструкция плазменного триода представлены на рис. 1 и 2 соответственно. Их детальное описание можно найти в работе [2]. Рассмотрим основные элементы установки.

В блок I входят вакуумная камера 1, катодный 2 и анодный 3 узлы. Специальные окна из сапфира 4 использовались для наблюдений и оптических измерений. Вакуумная система (блок II) включает турбомолекулярный насос, обеспечивающий максимально достижимое разрежение 5×10^{-8} Тор. Высокая стабильность разрядных условий достигалась длительным циклом обезгаживания при температуре 700 К.

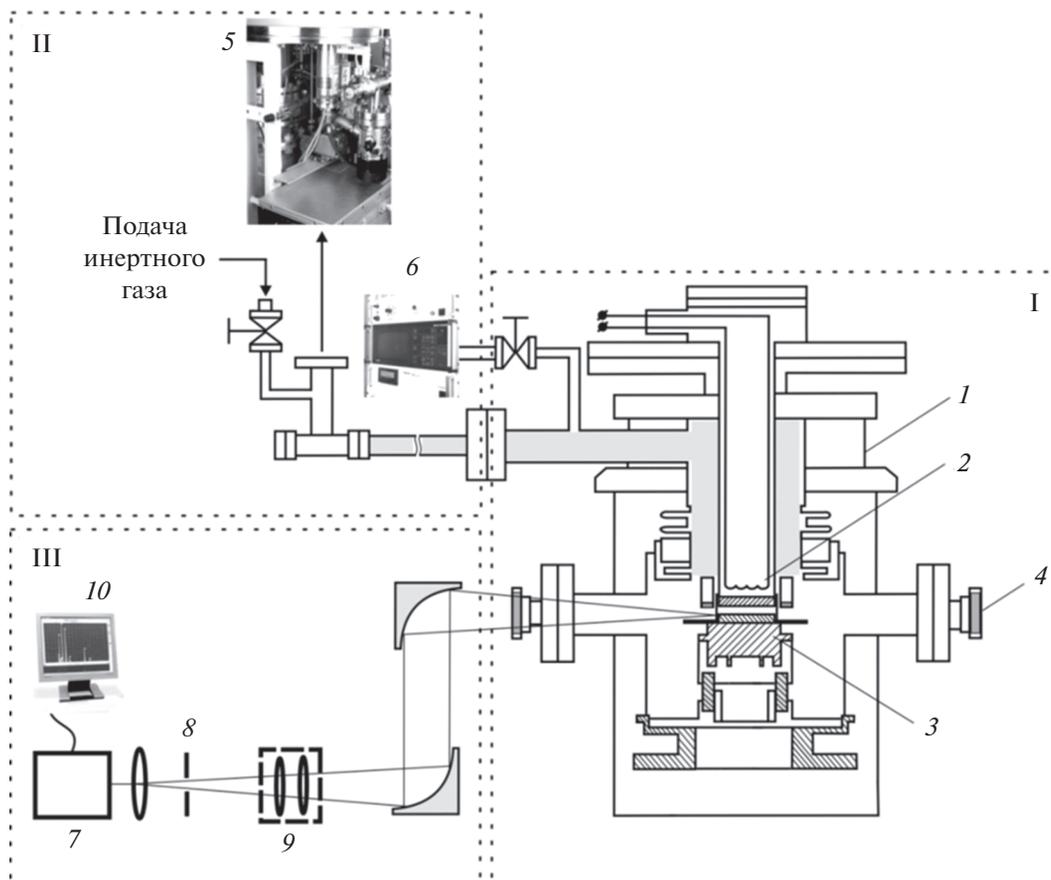


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки: 1 – вакуумная камера, 2 – катодный узел, 3 – анодный узел, 4 – сапфировое окно, 5 – турбомолекулярный насос, 6 – комплекс масс-спектрометрического анализа, 7 – монокроматор, 8 – диафрагма, 9 – конденсор, 10 – система обработки экспериментальных данных [2].

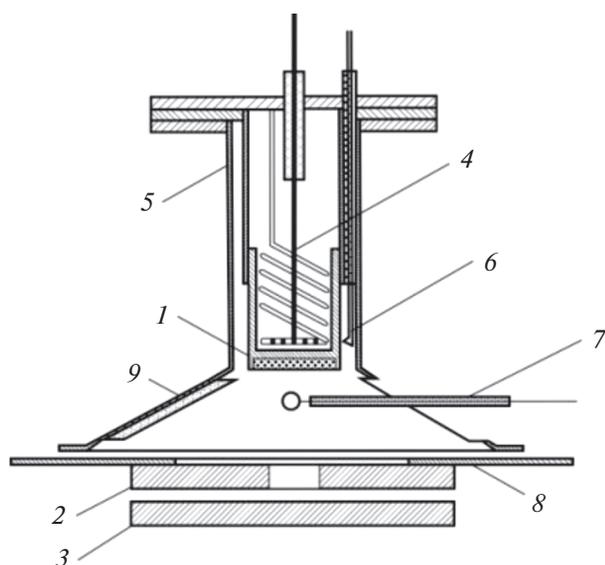


Рис. 2. Конструкция плазменного триода: 1 – катод, 2 – анод, 3 – УЭ, 4 – нагреватель, 5 – тепловой экран, 6 – катодная микротермопара, 7 – плоский зонд, 8 – защитные изоляторы, 9 – боковой проводящий экран [2].

Схема экспериментального прибора представлена на рис. 2. Его катод 1 изготовлен из пористого вольфрама, импрегнированного барием, и нагревается тантал-ниобиевой проволокой. Анод 2 и управляющий электрод 3 выполнены из поликристаллического молибдена. Диаметр катода – 10 мм, диаметры анода и УЭ равны и составляют 30 мм. Компоновка триода нетрадиционна – анод имеет центральное отверстие диаметром 2 мм, при этом УЭ вынесен из межэлектродного зазора и располагается непосредственно за анодом. Зазор катод–анод составляет 8 мм, УЭ расположен на расстоянии 1 мм за анодом. Плазменный канал триода ограничен металлическим конусным экраном 9, находящимся под потенциалом катода.

Диагностика плазмы НПР осуществлялась методом плоского одностороннего зонда, развитым в работах [6–8]. Поскольку в рассматриваемых экспериментальных условиях плазма обладает осевой симметрией, ФРЭС не зависит от азимутального угла (рис. 3):

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f(r, v, \theta). \quad (1)$$

В формуле (1) $v = |\mathbf{v}|$; θ – полярный угол.

Ток на плоский ленгмюровский зонд рассчитывается как

$$I = qS \int v_n f(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = \frac{2qS}{m^2} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_{qU}^{\infty} \epsilon d\epsilon \times \int_0^{\theta'_{\max}} f(\epsilon, \theta', \phi') \cos \theta' \sin \theta' d\theta', \quad (2)$$

где v_n – нормальная к поверхности зонда составляющая вектора скорости электрона \mathbf{v} , U – потенциал зонда, $\epsilon = mv^2/2$, ϕ' и θ' – соответственно азимутальный и полярный углы вектора \mathbf{v} . Вторая производная зондового тока (2) по потенциалу зонда U соответствует

$$I''_U = \frac{q^3 S}{m^2} \left[\int_0^{2\pi} f(qU, 0, \phi') d\phi' - \int_0^{2\pi} d\phi' \times \int_{qU}^{\infty} \frac{\partial}{\partial(qU)} f(\epsilon, \theta'_{\max}, \phi') d\epsilon \right]. \quad (3)$$

Выражение (3) можно переписать в виде

$$I''_U(qU, \alpha) = \frac{2\pi q^3 S}{m^2} \left[f(qU, \alpha) - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \times \int_{qU}^{\infty} \frac{\partial}{\partial(qU)} f(\epsilon, \theta^*) d\epsilon \right]. \quad (4)$$

Для нахождения ФРЭС представим $f(\epsilon, \theta)$ и $I''_U(qU, \alpha)$ в виде рядов по полиномам Лежандра:

$$f(\epsilon, \theta) = \sum_{j=0}^{\infty} f_j(\epsilon) P_j(\cos \theta), \quad (5)$$

$$I''_U(qU, \alpha) = \frac{2\pi q^3 S}{m^2} \sum_{j=0}^{\infty} F_j(qU) P_j(\cos \alpha). \quad (6)$$

После подстановки (5) и (6) в (4) получаем соотношение между компонентами f_j и F_j :

$$f_j(qU) = F_j(qU) + \int_{qU}^{\infty} f_j(\epsilon) \frac{\partial}{\partial(qU)} P_j\left(\sqrt{\frac{qU}{\epsilon}}\right) d\epsilon. \quad (7)$$

Выражение (7) является интегральным уравнением Вольтерра II рода. Решая его с помощью метода резольвент [9], получим

$$f_j(qU) = F_j(qU) + \int_{qU}^{\infty} F_j(\epsilon) R_j(qU, \epsilon) d\epsilon. \quad (8)$$

Подставим в уравнение (8) соотношение

$$F_j(qU) = \frac{(2j+1)m^2}{4\pi q^3 S} \int_{-1}^1 I''_U(qU, x) P_j(x) dx$$

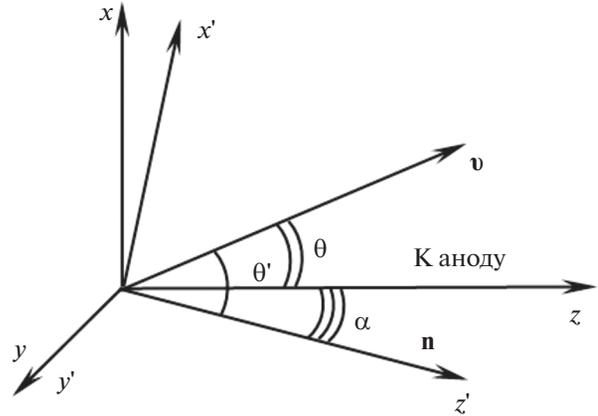


Рис. 3. Ориентация зонда в плазме.

и получим основную формулу, позволяющую реконструировать компоненты f_j :

$$f_j(qU) = \frac{(2j+1)m^2}{4\pi q^3 S} \times$$

$$\times \int_{-1}^1 \left[I''_U(qU, x) + \int_{qU}^{\infty} I''_U(\epsilon, x) R_j(qU, \epsilon) d\epsilon \right] P_j(x) dx. \quad (9)$$

Таким образом, для диагностики плазмы методом плоского зонда необходимо зарегистрировать значения $I''_U(qU, \alpha)$ при различных углах зонда относительно оси разряда, рассчитать по формуле (9) ряд лежандровых компонентов и реконструировать полную ФРЭС согласно формуле (5). Формула (9) демонстрирует, что метод не требует априорной информации об анизотропии распределения заряженных частиц, однако для корректного описания ФРЭС в сильнонеравновесной плазме необходимо большое число компонент, что не всегда возможно в реальном эксперименте. В этой связи метод плоского зонда усовершенствован авторами для диагностики моноэнергетичных пучков заряженных частиц [10].

В процессе зондовых измерений тщательно выдерживались все требования теории Ленгмюра. С этой целью изготавливались зонды толщиной 30 мкм и диаметром 0.5 мм. Также учитывались все факторы, способные исказить зондовые вольт-амперные характеристики (ВАХ) [11].

Для получения значений второй производной зондового тока использовался метод демодуляции, реализованный в измерительном комплексе на базе ПК. В качестве дифференцирующего сигнала для увеличения чувствительности метода использовалось 100% модулированное напряжение $\Delta U = U_0(1 + \cos\omega_1 t)\cos\omega_2 t$ [11].

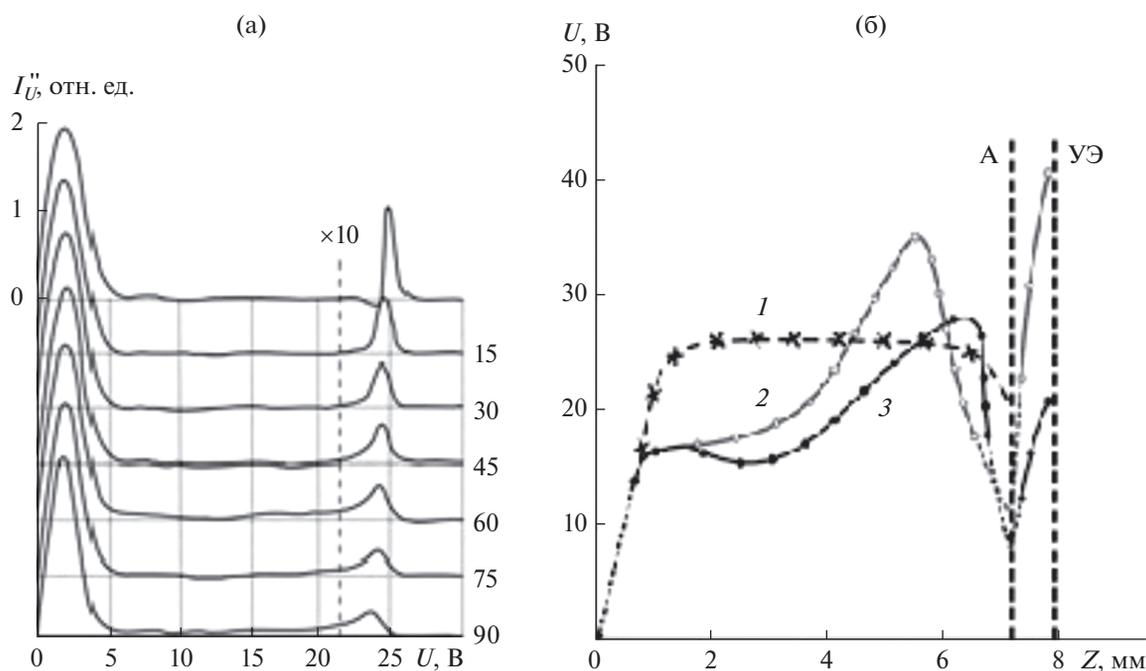


Рис. 4. Вторые производные зондового тока $I_U''(qU, \alpha)$, полученные при различных углах плоского зонда относительно оси разряда (а): $P_{\text{He}} = 2.5$ Тор, $j = 0.15$ А/см², $U = 24$ В, $n_i = 1.97 \times 10^{11}$ см⁻³, $n_0 = 3.76 \times 10^9$ см⁻³; (б) – распределение потенциала по зазору экспериментального прибора: 1 – $P_{\text{He}} = 2$ Тор, ток на анод $i = 0.2$ А, ток на УЭ $i_{\text{УЭ}} = 0$ А; 2 – 3, 0.6, 0.04; 3 – 6, 0.4, 0.02.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Распределение параметров в плазме НПР. В эксперименте роль плазмообразующего компонента играл гелий, поскольку он обладает самыми высокими среди других инертных газов потенциалами ионизации и возбуждения. Это позволяет добиться наиболее яркого проявления нелокальных эффектов в плазме. Экспериментальные исследования проводились в диапазоне токов 0.1–2 А и давлений гелия 0.1–10 Тор. Выбор таких условий обусловлен возможностью перевода плазмы как в локальный, так и в нелокальный режим. В последнем случае длины релаксации на электрон-электронных L_{ee} и электрон-атомных L_{ea} столкновениях превосходят длину межэлектродного зазора d [12, 13].

Вторые производные I_U'' плоского зонда, зарегистрированные при его различных ориентациях относительно оси разряда при $P_{\text{He}} = 2.5$ Тор показаны на рис. 4а. Видно, что структура ФРЭС формируется двумя обособленными группами электронов: тепловыми f_i и пучковыми f_0 с концентрацией и средней энергией n_i, ϵ_i и n_0, ϵ_0 соответственно.

Распределение тепловых электронов по скоростям близко к изотропному максвелловскому, тогда как группа быстрых электронов отличается значительной анизотропией распределения.

Сравнение энергий тепловых и пучковых электронов выявляет сильную неравновесность ФРЭС, энергия тепловых электронов – примерно 2 эВ, быстрых – 25 эВ.

Формирование такой структуры ФРЭС связано с распределением потенциала по межэлектродному зазору (рис. 4б, кривая 1). У анода образуется скачок потенциала $\phi_a \approx 1.5\bar{\epsilon}_i$, являющийся практически непреодолимым барьером для тепловых электронов плазмы. Электроны, эмитированные катодом, ускоряются на прикатодном скачке потенциала и образуют пучок с небольшим разбросом по энергии, пронизывающий межэлектродный зазор. Рождение медленных электронов происходит в результате ионизации атомов гелия электронами пучка. Потенциалы возбуждения и ионизации для He составляют $U_m \approx 19.8$ В и $U_{\text{ион}} \approx 24.6$ В соответственно, что обуславливает доминирующую роль пучка в неупругих процессах и токопереносе.

Если рассматривать промежуток между анодом и управляющим электродом, то отверстие в аноде является неким подобием плазменного катода и токоперенос здесь осуществляется в основном тепловыми электронами из плазмы в зазоре катод–анод, что становится возможным благодаря их ускорению в сильном электрическом поле двойного слоя в окрестностях анода (рис. 4б, кривые 2, 3).

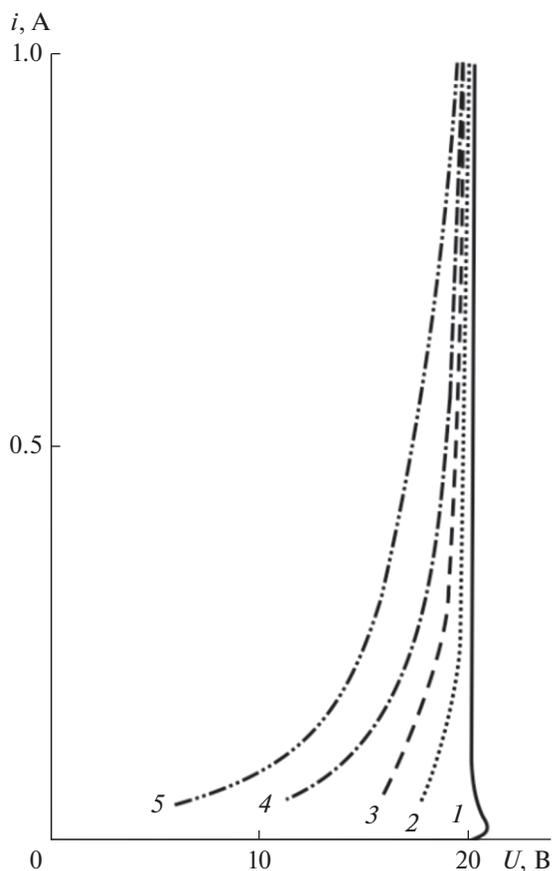


Рис. 5. ВАХ стабилизатора при различных токах на УЭ: 1 – $i_{вэ} = 0$ А, 2 – 0.02, 3 – 0.04, 4 – 0.06, 5 – 0.08; $P_{He} = 3$ Тор.

С целью изучения процессов, протекающих в рассматриваемых плазменных условиях, по зарегистрированным значениям $I_V''(qU, \alpha)$ восстановлены лежандровы компоненты разложения ФРЭС $f_0 - f_6$, определяющие набор важнейших базовых параметров плазмы: концентрацию, плотность электронного тока, анизотропию электронного давления и др. [11]. В частности, по компоненту f_0 можно рассчитать функцию возбуждения атомов и генерации ионов:

$$\Gamma = 4\pi N_a \int_{v_{пор}}^{\infty} v \sigma_{ea}^i(v) f_0(v) v^2 dv, \quad (10)$$

где σ_{ea}^i – энергетическая зависимость сечения соответствующего процесса, v – скорость налетающего электрона.

Подавление колебаний тока и напряжения в плазменных приборах с отрицательной проводимостью. Известно, что НПР может быть неустойчив к возбуждению различного типа колебаний [12–14], разрушающих рабочие режимы плазменных электронных приборов.

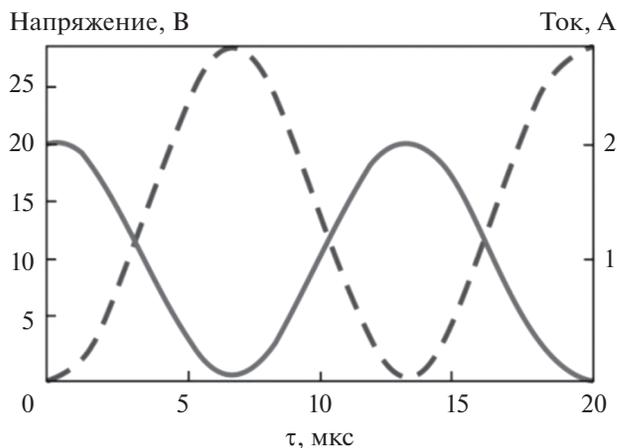


Рис. 6. Форма колебаний тока разряда (сплошные кривые) и напряжения (штриховые) при $P_{He} = 5$ Тор.

Вольт-амперные характеристики гелиевого НПР, зарегистрированные в условиях трехэлектродного стабилизатора тока и напряжения, представлены на рис. 5. Кривая 1 имеет участок отрицательной дифференциальной проводимости G_d , что является причиной развития колебаний разрядного тока и напряжения [15].

Типичная форма таких колебаний представлена на рис. 6. Колебания происходят при полной модуляции тока в разряде на частотах 50–150 кГц и при амплитудных значениях напряжения порядка 30 В. В условиях постоянного давления частота колебаний практически не изменяется при варьировании уровня разрядного тока. Если ток возрастает, то глубина модуляции падает вплоть до 10%. При увеличении давления наполнителя частота колебаний нарастает линейно (рис. 7).

Аксиальное распределение параметров плазмы перед возникновением колебаний приведено в таблице. Функция генерации Γ (показывает

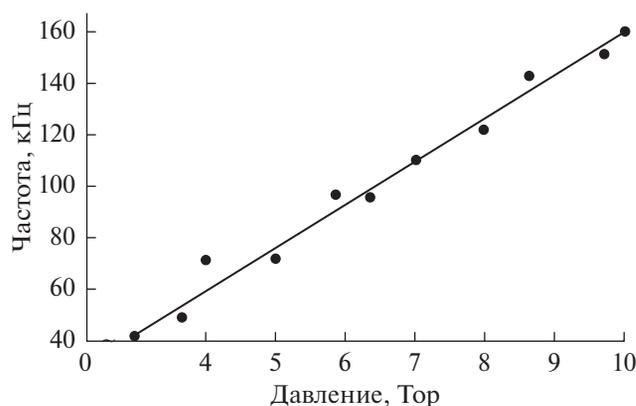


Рис. 7. Частота колебаний в зависимости от давления гелия.

Аксиальное распределение параметров плазмы при $P_{\text{He}} = 2$ Тор и разрядном токе $i = 0.5$ А

Z, мм	ϕ , В	$n_0, 10^9 \text{ см}^{-3}$	$n_r, 10^{11} \text{ см}^{-3}$	$\tau_{\text{диф}}, \text{ с}$	$D \sim n/\tau, 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$	$\Gamma, 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$	Γ/D
1	20.1	15	0.5	4.0	0.1	6.0	60.0
2	20.7	12	0.75	5.5	0.13	4.8	37.0
3	21.2	7	1.23	7.0	0.17	2.8	16.4
4	21.4	4	1.6	8.5	0.2	1.6	8.0
5	22	2.74	2.5	10	0.24	1.1	4.58
6	22.4	1.75	3.73	11.5	0.27	0.7	2.59
7	22.8	1.11	5.57	13	0.3	0.44	1.47
8	23.3	0.71	8.29	14.5	0.34	0.28	0.82

число ионов, родившихся в единице объема за 1 с) рассчитывалась по формуле (10) с помощью измеренного лежандрова компонента ФРЭС f_0 . Величина $D = n/\tau$ определяет уход ионов из плазменного канала в радиальном направлении, где $\tau \sim r/\bar{v}_{\text{др}}$ – время радиальной диффузии ионов, скорость движения ионов $\bar{v}_{\text{др}}$ в радиальном поле напряженностью $E_r \sim 5$ В/см составляла величину порядка 2×10^5 см/с [16].

Из таблицы видно, что по мере удаления от катода в аксиальной области плазмы несколько возрастает D из-за увеличения радиального градиента концентрации и поля. Вместе с тем вследствие влияния радиальной диффузии и неупругих процессов происходит обеднение быстрой части ФРЭС, влекущее снижение функции генерации ионов Γ . Вблизи анода величины Γ и D сопоставимы (рис. 8), что дает возможность записать условие стационарности концентрации ионов в виде

$\Gamma \approx D$. В случае нарушения этого условия (при $\Gamma \geq D$) формируется избыточное количество ионов в прианодном регионе с последующим возрастанием тока медленных электронов на анод и возникновением релаксационных колебаний, характер которых зависит еще и от анодной нагрузки. При $\Gamma \leq D$ дефицит ионов может приводить к обрыву тока.

Таким образом, физическую картину возбуждения колебаний можно сформировать, рассматривая соотношение процессов генерации ионов в плазме и их ухода из межэлектродного зазора. Из формулы (10) видно, что с увеличением давления гелия функция генерации возрастает и диффузионный поток ионов на анод увеличивается (время пробега ионов в зазоре катод–анод порядка миллисекунд, что хорошо согласуется с частотами колебаний). В результате происходит компенсация прианодного объемного заряда тепловых электронов, ранее запертых в потенциальной яме между катодом и анодом. В результате их хаотический ток на анод i_t возрастет. В предположении нулевого прианодного потенциального барьера величину i_t можно записать в виде

$$i_t = \frac{1}{4} e n_e v_t S,$$

где e – заряд электрона, n_e – концентрация электронов вблизи анода, v_t – тепловая скорость электронов, S – площадь анода. Оценки при $P_{\text{He}} = 5$ Тор, $n_e \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 1$ эВ дают $i_t \sim 1.8$ А, что приблизительно соответствует зарегистрированному значению (рис. 6).

На основании проведенных исследований предложен способ подавления колебаний тока и напряжения [17]. Из рис. 5 видно, что отбор тока тепловых электронов на управляющий электрод позволяет управлять знаком G_d . Возможность такого управления позволяет эффективно подавлять колебания тока и напряжения, поскольку во всех режимах с положительной дифференциальной проводимостью (рис. 5, кривые 2–5) колебания отсутствовали и более не возбуждались.

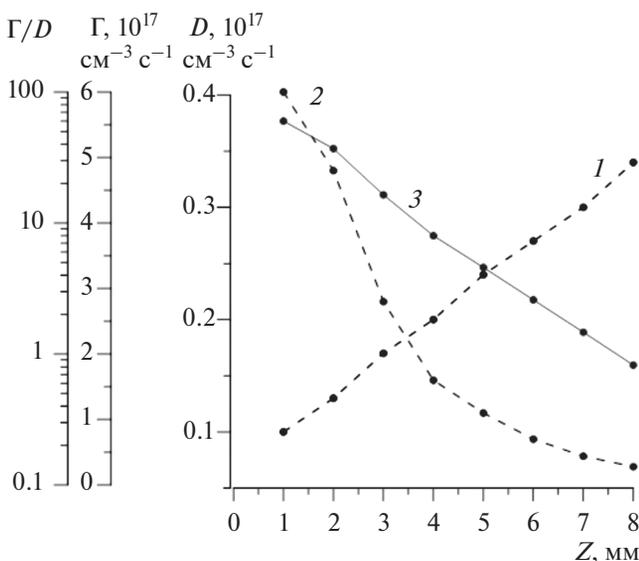


Рис. 8. Аксиальные зависимости величин D (1), Γ (2) и Γ/D (3).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты зондовых исследований ФРЭС и распределения параметров в пучковой плазме трехэлектродного стабилизатора тока и напряжения. Показано, что в плазме присутствуют две группы электронов разных энергий и концентраций – быстрые электроны пучка и тепловые электроны плазмы. Экспериментально обнаружены колебания разрядного тока и напряжения в диапазоне давлений гелия 1–10 Тор. Установлено, что в исследуемых режимах ВАХ прибора имеет участок отрицательной дифференциальной проводимости, которая является причиной неустойчивости. На основании данных зондовых измерений рассчитана функция генерации ионов Γ и величина D , определяющая их уход из плазменного канала. Показано, что развитие колебаний связано с нарушением условия $\Gamma \approx D$. Разработан метод подавления колебаний, заключающийся в управлении знаком дифференциальной проводимости плазмы путем отбора тока тепловых электронов на управляющий электрод. Предлагаемый метод обеспечивает высокий уровень стабильности рабочих параметров плазменного стабилизатора вплоть до плотности разрядного тока 5 А/см².

Авторы выражают благодарность проф. Ю.А. Лебедеву за ценные замечания и постоянное внимание к работе.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (РНФ) № 21-19-00139.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ярыгин В.И., Ружников В.А., Синявский В.В. Космические и наземные ядерные энергетические установки прямого преобразования энергии. М.: НИЯУ «МИФИ», 2016. 364 с.
2. Мустафаев А.С., Грабовский А.Ю. Низковольтный пучковый разряд в легких инертных газах для решения проблем стабилизации напряжения // ТВТ. 2017. Т. 55. № 1. С. 24.
3. Mustafaev A., Klimenkov B., Grabovskiy A., Kuznetsov V. Grid Current Control in the Unstable Mode of Plasma

- Discharge // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1400(7). P. 077024.
4. Мустафаев А.С. Динамика электронных пучков в плазме // ЖТФ. 2001. Т. 46. № 4. С. 111.
 5. Sukhomlinov V.S., Matveev R., Mustafaev A.S., Timofeev N.A. Kinetic Theory of Low-voltage Beam Discharge Instability in Rare Gases // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. № 6. P. 062106.
 6. Mustafaev A.S. Probe Method for Investigation of Anisotropic EVDF. Electron Kinetics and Applications of Glow Discharges // NATO Int. Sci. Session / Ed. By Kortshagen U., Tsendin L. N.Y.–London: Plenum Press, 1998. V. 367. P. 531.
 7. Мустафаев А.С., Страхова А.А. 3D-диагностика функции распределения электронов в плазме // ЗГИ. 2017. Т. 226. С. 462.
 8. Мустафаев А.С., Сухомлинов В.С. Функция распределения ионов в плазме собственного газа // Зап. Горн. ин-та. 2016. Т. 222. С. 864.
 9. Вольтерра В. Теория функционалов, интегральных и интегродифференциальных уравнений. М.: Наука, 1982. 304 с.
 10. Sukhomlinov V.S., Mustafaev A.S., Timofeev N.A. Probe Measurements of the Electron Velocity Distribution Function in Beams: Low-voltage Beam Discharge in Helium // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. P. 143301.
 11. Мустафаев А.С., Грабовский А.Ю. Зондовая диагностика анизотропной функции распределения электронов в плазме // ТВТ. 2012. Т. 50. № 6. С. 841.
 12. Ахизер А.И., Файнберг Я.Б. О взаимодействии пучка заряженных частиц с электронной плазмой // ДАН СССР. 1949. Т. 69. № 4. С. 555.
 13. Харченко И.Ф., Файнберг Я.Б., Корнилов Е.А. Взаимодействие пучка электронов с плазмой в магнитном поле // ЖТФ. 1961. Т. 31. С. 761.
 14. Корнилов Е.А., Ковник О.Ф., Файнберг Я.Б. Механизм образования плазмы при развитии пучковой неустойчивости // ЖТФ. 1965. Т. 35. С. 1378.
 15. Гаряинов С.Л., Абезгауз И.Д. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением. М.: Энергия, 1970. 320 с.
 16. Захарова В.М., Каган Ю.М. О движении ионов и атомов в плазме // Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л., 1970. С. 291.
 17. Мустафаев А.С., Грабовский А.Ю. Способ стабилизации электрических параметров в газоразрядных приборах с отрицательным сопротивлением. Патент РФ № 2498441. Б.И. № 31. 2013.

УДК 533.9...15

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭРОЗИИ ЭЛЕКТРОДОВ В МОЩНЫХ ОДНОКАМЕРНЫХ ТРЕХФАЗНЫХ ПЛАЗМОТРОНАХ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

© 2021 г. А. А. Сафронов¹, В. Е. Кузнецов¹, Ю. Д. Дудник¹, *, В. Н. Ширяев¹,
О. Б. Васильева¹, В. Б. Ковшечников¹

¹ФГБУН Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: julia_dudnik-s@mail.ru

Поступила в редакцию 02.07.2020 г.

После доработки 12.10.2020 г.

Принята к публикации 22.12.2020 г.

Рассматриваются два типа плазмотронов переменного тока разной мощности, принципиально различающиеся конструкцией электродов, работающие с такими плазмообразующими газами, как воздух, азот, углекислый газ, метан, водород, гелий и др., и имеющие различное применение. Работа посвящена экспериментальным исследованиям процессов эрозии материала электродов плазмотронов, предназначенных для нагрева различных газов (воздух, азот и др.) при давлении до 8 МПа до среднемассовых температур 6000 К с тепловым КПД 60–85%.

DOI: 10.31857/S004036442103011X

ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных аспектов, определяющих рабочие характеристики и надежность работы плазмотрона, является конструкция электрода. Электродная система испытывает значительные термические нагрузки, электроэрозионное воздействие, влияние коррозии со стороны элементов плазмообразующего газа, и прежде всего кислорода. Эрозионный износ материала электродов определяется мощностью плазмотрона (величиной рабочего тока), режимом работы электрода (анод или катод), свойствами плазмообразующего газа и составом материала электрода [1].

Тепловой поток электрической дуги в точке привязки на поверхности электрода приводит к плавлению материала, возникновению “ванны” расплава, при этом некоторая его часть может быть унесена с поверхности под воздействием газодинамических и электромагнитных сил. При перемещении опорного пятна дуги на поверхности электродов возможно появление кратеров и их комплексов, появление и развитие трещин и отколов, как следствие термических и усталостных напряжений. В зоне непосредственного воздействия электрической дуги на поверхность электрода возможны локальный нагрев до температуры 15000–20000°C и появление локальных напряжений до 1000 МПа [1, 2]. В случае остановки или уменьшения скорости движения точки привязки по поверхности электрода процесс эрозии становится интенсивнее.

Отличительной особенностью работы электродов плазмотрона переменного тока является

периодическая смена полярности, приводящая к изменению механизма взаимодействия их поверхности с дугой, а также изменение тока и, соответственно, наличие переменной составляющей теплового потока в электрод.

Анализ механизма работы материалов электродов в условиях повышенной температуры показывает, что ресурс работы может быть увеличен за счет введения определенных добавок, снижающих интенсивность разрушения основного материала электрода в процессе создания плазмы, и (или) максимально равномерного распределения теплового потока по поверхности электрода.

В настоящей статье рассмотрены два типа электродной системы мощных плазмотронов переменного тока, где электрод в некотором приближении можно представить в виде цилиндра с рабочей зоной на торце, либо расположенной вдоль образующей цилиндра.

Целью работы является исследование эрозии материалов и конструкций электродных блоков мощных однокамерных трехфазных плазмотронов переменного тока в зависимости от мощности, расхода и вида рабочего газа, в том числе для диапазона давлений, превышающих атмосферное. Для определения эрозии использовался гравиметрический метод: определялась потеря массы электрода его взвешиванием до и после эксперимента. В качестве характеристики эрозии была выбрана удельная эрозия – потеря массы электрода при протекании единичного заряда через электрод.

ТРЕХФАЗНЫЙ ПЛАЗМОТРОН ПЕРЕМЕННОГО ТОКА СО СТЕРЖНЕВЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Конструктивно трехфазные плазмотроны состоят из следующих основных узлов: дуговой камеры, камеры тангенциальной закрутки подачи рабочего газа, электродного блока с электроизоляционной высокотемпературной вставкой и корпуса. Электродуговая камера трехфазного однокамерного плазмотрона со стержневыми электродами состоит из цилиндрического и сужающегося конического участков [3, 4]. В цилиндрическом участке камеры три стержневых электрода располагаются параллельно ее оси. В стенках этого участка выполнен ряд отверстий, через которые в электродуговую камеру тангенциально либо под определенным углом поступает рабочий газ.

Плазмотрон предназначен для работы на инертных газах, азоте и водороде и рассчитан на стационарный режим работы. Дуговая камера плазмотрона и электроды охлаждаются водой. Дуговая камера и корпус плазмотрона выполнены как единое целое из нержавеющей стали, имеют рубашку охлаждения, в которой расположены спиральные направляющие, организующие поток охлаждающей жидкости. Подвод охлаждающей жидкости производится в наиболее термически напряженный участок дуговой камеры, т.е. на ее срез. Компенсация термических напряжений, возникающих за счет нагрева электродуговой камеры, осуществляется гофрой, выполненной по типу сильфонной и расположенной на охлаждающей рубашке.

Принцип работы плазмотрона заключается в следующем: между торцами стержневых электродов горят дуги переменного тока, сдвинутые по фазе, величина сдвига может быть различной и определяется условиями горения дуги в электродуговой камере. Поступающий через отверстия тангенциальный поток рабочего газа образует у стенок электродуговой камеры относительно холодный слой, частично защищающий их от конвективного теплового потока. Кроме того, в зоне холодного слоя концентрация заряженных частиц резко падает, создается изолирующая область, вследствие чего столб дуги не касается стенок.

Для получения высокого теплового КПД форма камеры выбрана близкой к шарообразной: отношение длины камеры к ее среднему диаметру во всех конкретных моделях близко к единице. Существенно облегчает согласование работы плазмотрона с системой его электропитания параллельное расположение электродов, которое обеспечивает при некотором изменении длины электродов, возникающем из-за уноса электродного материала при эксплуатации, сохранение неизменными межэлектродного расстояния и, как следствие, внешних характеристик плазмотрона.

Объединение в одну камеру всех трех фаз обеспечивает постоянное горение в камере “дежурной” дуги, а вместе с ней и достаточное количество носителей зарядов (n_e) для повторного зажигания дуги между парами электродов без заметных пиков напряжения при смене полярности напряжения.

КОНСТРУКЦИИ СТЕРЖНЕВЫХ ЭЛЕКТРОДОВ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

В качестве рабочего материала для изготовления электродов использован вольфрам с присадками. В режиме катода присадки снижают работу выхода электронов, т.е. режим термоэмиссии наступает при более низкой температуре рабочей поверхности, а в режиме анода тугоплавкий вольфрам обеспечивает наибольшую термостойкость электрода. В экспериментах использовался вольфрам с добавками оксидов редкоземельных элементов, но необходимо заметить, что при температурах, превышающих 3200 К, оксидные соединения разрушаются и эмитировать начинает вольфрам (работа выхода для вольфрама – 4.52 эВ, для вольфрама с добавками оксида лантана(III) – около 2.6 эВ).

Длина электродов обусловлена размером камеры, необходимостью обеспечить расстояние между дугой и электроизоляционной шайбой, предотвращающее ее повреждение и разрушение. Для эффективного отвода теплового потока от рабочей поверхности электрода вода должна как можно ближе подходить к этой поверхности. Технически удается подвести воду до места крепления вольфрамовых стержней в электрододержатель. При работе на давлениях 0.1–0.5 МПа и токах до 1 кА этого оказывается достаточно для поддержания температуры поверхностных слоев электрода ниже температуры плавления, что обеспечивает термоэмиссионный режим его работы без оплавления поверхности и механического разрушения.

При возрастании тока и увеличении давления в камере плазмотрона до 1–5 МПа значительно возрастает омический тепловой нагрев электродов в зоне электродных пятен, а также лучистый тепловой поток из плазмы, и такая конструкция электрода не обеспечивает отвод избыточного тепла. Электроды начинают интенсивно разогреваться с образованием жидкой фазы и выносом расплава в электродуговую камеру и далее с потоком нагретого газа. Вольфрамовые стержни выпадают из электрододержателей, и электрод разрушается. Кроме того, значительно возрастает концентрация паров металла в дуге, что приводит к снижению напряженности электрического поля и уменьшению энерговыклада. Для эффективного охлаждения электрода была разработана

конструкция электрода с комбинированными водяным и газовым охлаждениями.

Электрод состоит из цилиндрического медного охлаждаемого электрододержателя и наконечника. Типы наконечников:

стержень (вольфрам—рений) диаметром 40 мм и длиной 30 мм;

стержень (вольфрам—рений) диаметром 40 мм и длиной 30 мм с рядом отверстий диаметром 2–3 мм для продува газа (рис. 1);

сборка стержней из лантанированного и иттрированного вольфрама диаметром 10 мм и длиной 40 мм, запаянных в медную втулку с отверстиями для продува газа (рис. 2);

стержень из сплава вольфрам—никель—медь диаметром 40 мм и толщиной 30 мм;

сборка из вольфрамовой проволоки диаметром 1 и 2.5 мм, запрессованная в медную обойму с продувом газа через нее (рис. 3).

Газ подается через отверстия в вольфрамовом стержне, если наконечник в виде одного стержня, или между стержнями, если наконечник наборный. Как показали испытания, такое решение позволяет обеспечить работу электрода до давления 8 МПа при токе до 2 кА. При этом было обнаружено, что газовое охлаждение электрода примерно в 1.5 раза повышает напряжение на дуге и увеличивает мощность плазмотрона. Столб дуги становится диффузным, а рабочая поверхность электрода изнашивается более равномерно, что, по-видимому, обусловлено дестабилизацией привязки электродного пятна на поверхности. Эксплуатационные величины разрушения материала электродов и соответствующего изменения характерного показателя удельного износа (грамм на кулон) для разных температурных и тепловых режимов приведены в табл. 1.

Как видно из табл. 1, определяющим фактором, влияющим на износ стержневых вольфрамовых электродов, является величина тока и давление в камере плазмотрона. Продув газа через электрод позволяет примерно на порядок уменьшить эрозию по сравнению с тем же режимом, но без продува.

ТРЕХФАЗНЫЙ ПЛАЗМОТРОН ПЕРЕМЕННОГО ТОКА С РЕЛЬСОВЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Плазмотрон с рельсовыми электродами состоит из следующих основных элементов: корпуса, выходного фланца с соплом, системы электродов и инжектора [5]. Корпус изготовлен из нержавеющей стали и представляет собой цилиндр, переходящий в усеченный конус. Охлаждение корпуса — водяное. Одним из достоинств многофазных однокамерных плазмотронов с электродами рельсового типа является достаточно низкий уровень напряе-

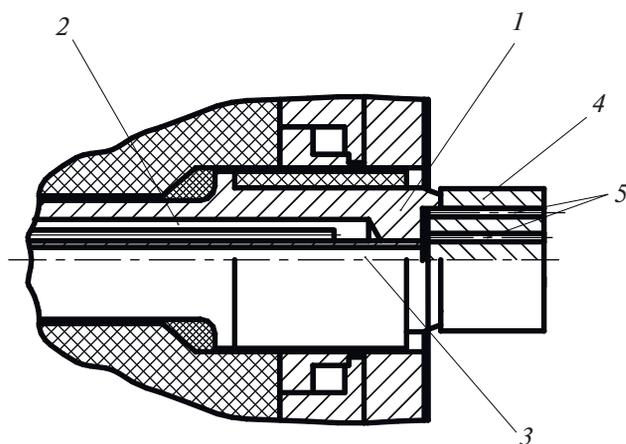


Рис. 1. Электрод с наконечником (вольфрам—рений) с рядом отверстий для продува газом: 1 — электрододержатель, 2 — рубашка охлаждения, 3 — канал для подачи газа, 4 — наконечник, 5 — отверстия для продува газа.

ния на основных электродах. Параметры питающей сети: напряжение — 380/480 В, частота — 50/60 Гц. Электроды в разрядной камере установлены с минимальным межэлектродным расстоянием от 8–2 мм. Чтобы обеспечить надежное зажигание дуги в межэлектродном промежутке при сравнительно низком напряжении питания, в состав плазмотрона вводится однофазный высоковольтный плазмотрон в качестве инжектора носителей зарядов [6]. При работе инжектора в зоне минимального расстояния между основными электродами плазмотрона устанавливается поток плазмы с концентрацией электронов $n_e = 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$, достаточной для зажигания основных дуг. Инициированные дуги перемещаются по расходящимся электродам со скоростью 10–30 м/с, зависящей от тока, угла наклона электродов, а также расхода и способа подачи рабочего газа. Дуги заполняют большую часть разрядной камеры, со-

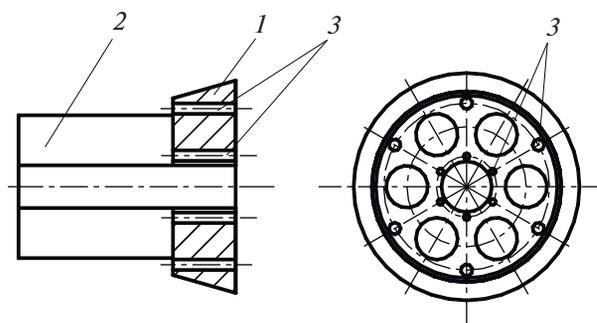


Рис. 2. Наконечник из лантанированного или иттрированного вольфрама с отверстиями для продува газа: 1 — втулка медная, 2 — стержень диаметром 10 мм, 3 — отверстия для продува газа.

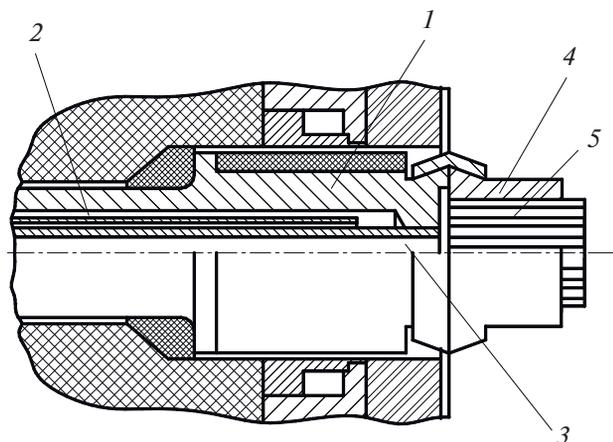


Рис. 3. Электрод с наконечником из вольфрамовой проволоки с продувом газа: 1 – электрододержатель, 2 – рубашка охлаждения, 3 – канал для подачи газа, 4 – обойма медная, 5 – стержни.

вершая движение в продольном и поперечном направлениях. Благодаря этому можно получить сравнительно большой тепловой КПД плазмотрона (до 85%) [7]. В пристеночной зоне, куда подается холодный газ, создающий изолирующий слой, концентрация заряженных частиц резко падает и происходит погасание дуги. Описанный процесс непрерывно повторяется, в результате чего на выходе из сопла плазмотрона образуется струя плазмы со среднемассовой температурой порядка 1500–5500 К.

В основу работы плазмотронов с электродами рельсового типа положен принцип электродина-

мического движения дуг в поле собственного тока (рельсотронный эффект). Быстрое перемещение точки привязки дуги по электроду под действием электродинамических и газодинамических сил распределяет тепловую нагрузку по длине электрода.

РЕЛЬСОВЫЕ ЭЛЕКТРОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Электроды имеют изогнутую форму и могут быть выполнены из медного прутка диаметром 20–40 мм с внутренним отверстием для протекания охлаждающей жидкости (рис. 4). На каждом электроде есть два штуцера с резьбой, они позволяют зафиксировать положение электрода в разрядной камере плазмотрона. Таким образом, установленный электрод имеет одну степень свободы для перемещения в радиальном направлении. Это позволяет быстро изменять межэлектродный зазор.

Поскольку эрозия электродов зависит как от мощности теплового источника, так и от длительности его приложения, то создание благоприятных условий для направленного перемещения опорных точек электрической дуги должно привести к снижению времени теплового воздействия и, соответственно, эрозии электродов.

В результате исследований скорости перемещения дуги [8] можно выделить наиболее важные параметры, влияющие на нее: расстояние между электродами, величину тока, состояние поверхности электродов, их материал, конструктивные особенности.

В ходе выполнения экспериментов были проведены исследования взаимосвязи следующих

Таблица 1. Эксплуатационные величины разрушения материала электродов

Материал электрода	Ток, кА	Давление, МПа	Расход, кг/с		Эрозия электрода, г/Кл
			общий	через электрод	
Вольфрам–рений, диаметр – 40 мм, W ~ 73%, Re ~ 27%	2–3	1.5–2.5 азот	0.6–1		2×10^{-2}
Вольфрам, диаметр – 40 мм	2	2 азот	0.6–1		10^{-2}
Вольфрам–никель–медь, диаметр – 40 мм, W ~ 80%, Ni+Cu ~ 20%	1	1 азот	0.5		10^{-3}
Вольфрам–никель–медь, диаметр – 40 мм, с отверстиями, W ~ 80%, Ni+Cu ~ 20%	0.8	8 азот	0.7	0.1	10^{-3}
Вольфрам иттрированный, диаметр – 10 мм, с продувом, W ~ 97.6%, Y ~ 2.3%	0.9	6	0.5	0.015	10^{-3}
Вольфрам, диаметр – 2.5 мм, с продувом	0.7	5	0.5	0.08	10^{-3}
Вольфрам лантанированный, W ~ 98.9%, La ~ 1.1%	1.0	0.1 водород	0.05		10^{-3}
Вольфрам лантанированный, W ~ 98.9%, La ~ 1.1%	1.0	0.1 гелий	0.015		10^{-4}

параметров: длительности работы, величины тока, угла раскрытия электродов, материала и конструктивных особенностей электродов. Данные, полученные при различных режимах работы плазменной системы, представлены в табл. 2.

В экспериментах по определению удельной эрозии медных электродов в зависимости от тока, угла раскрытия, диаметра электродов и теплового потока в электроды рабочим газом был воздух. Время проведения экспериментов составляло от 2 до 40 ч. Полученные зависимости являются интегральными и не затрагивают роль микропроцессов на поверхности электродов. Как известно [9], эрозия электродов проходит в газовой, жидкой и твердой фазах. Причем до сих пор не ясен вопрос о соотношении долей каждой фазы. На рис. 5 представлены экспериментальные данные по эрозии медных электродов в зависимости от угла их раскрытия α , действующего значения тока дуги I , расхода плазмообразующего газа G и суммарных тепловых потерь в электроды Q .

Из рисунков видно, какой-либо зависимости удельной эрозии от перечисленных выше факторов не прослеживается. В инженерных расчетах приближенно можно считать, что удельная эрозия является величиной постоянной и с некоторой степенью запаса для данных плазматронов составляет около 10^{-5} г/Кл, достигая такого значения за счет того, что тепловая нагрузка от опорных пятен дуги распределяется по рабочей поверхности электрода.

На рис. 6 приведены данные по удельной эрозии медных электродов плазматронов постоянного и переменного тока, выполненные различными исследователями [9]. Эксперименты проводились на разных по конструкции плазматронах, при разных токах разряда и расходах плазмообразующего газа. Так же, как и в нашем случае, можно считать, что удельная эрозия является приближенно постоянной величиной, но приводимые данные по эрозии на порядок меньше.

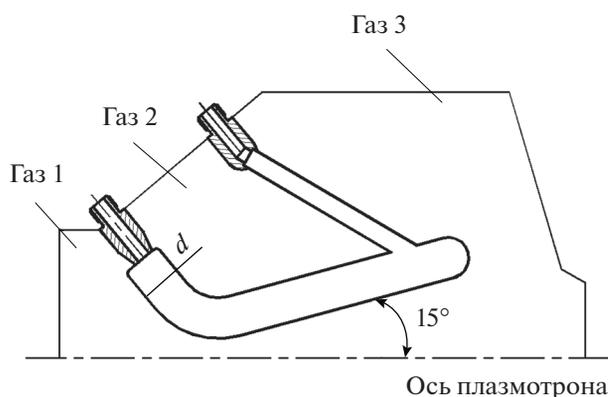


Рис. 4. Рельсовый электрод с углом раскрытия 15° : 1, 2, 3 – соответственно инжекторный, основной и сопловой вводы рабочего газа.

Следует отметить, что при использовании в качестве плазмообразующего газа воздуха по мере образования слоя окалины (теплопроводность этого слоя ниже, чем у чистой меди) время, в течение которого пятно привязки дуги остается неподвижным, увеличивается; в силу этого вероятность образования каверн в металле возрастает, что увеличивает массу выносимого материала. На поверхности электрода появляются трещины, приводящие к прорыву жидкости из канала охлаждения электрода в электродуговую камеру плазматрона (рис. 7). За время работы поверхность электродов в месте контакта с дугой становится неровной и приобретает форму сливающихся между собой полушфер диаметром 1–3 мм, на границах между которыми виден тонкий слой окислов меди.

Таким образом, в первом приближении расход материала электродов можно представить в виде

$$\varepsilon = kI,$$

где $k = 10^{-5}$ г/(А с).

Для теплового потока в электроды не удалось подобрать сколько-нибудь приемлемую зависи-

Таблица 2. Экспериментальные данные при различных режимах работы

Угол раскрытия электродов, град	Ток короткого замыкания, А	Средняя мощность, кВт	Суммарный расход рабочего газа, г/с	Среднее значение эрозии, г/Кл
75	700	180	28.7	4.3×10^{-6}
30	500	285	26.8	6.6×10^{-6}
30	700	298	34.8	7.7×10^{-6}
30	700	278	32.7	6.6×10^{-6}
30	700	228	34.8	3.7×10^{-6}
45	1000	299	24.9	4.1×10^{-6}
15	500	154	34.2	5.4×10^{-6}
15	500	140	37.8	4.8×10^{-6}

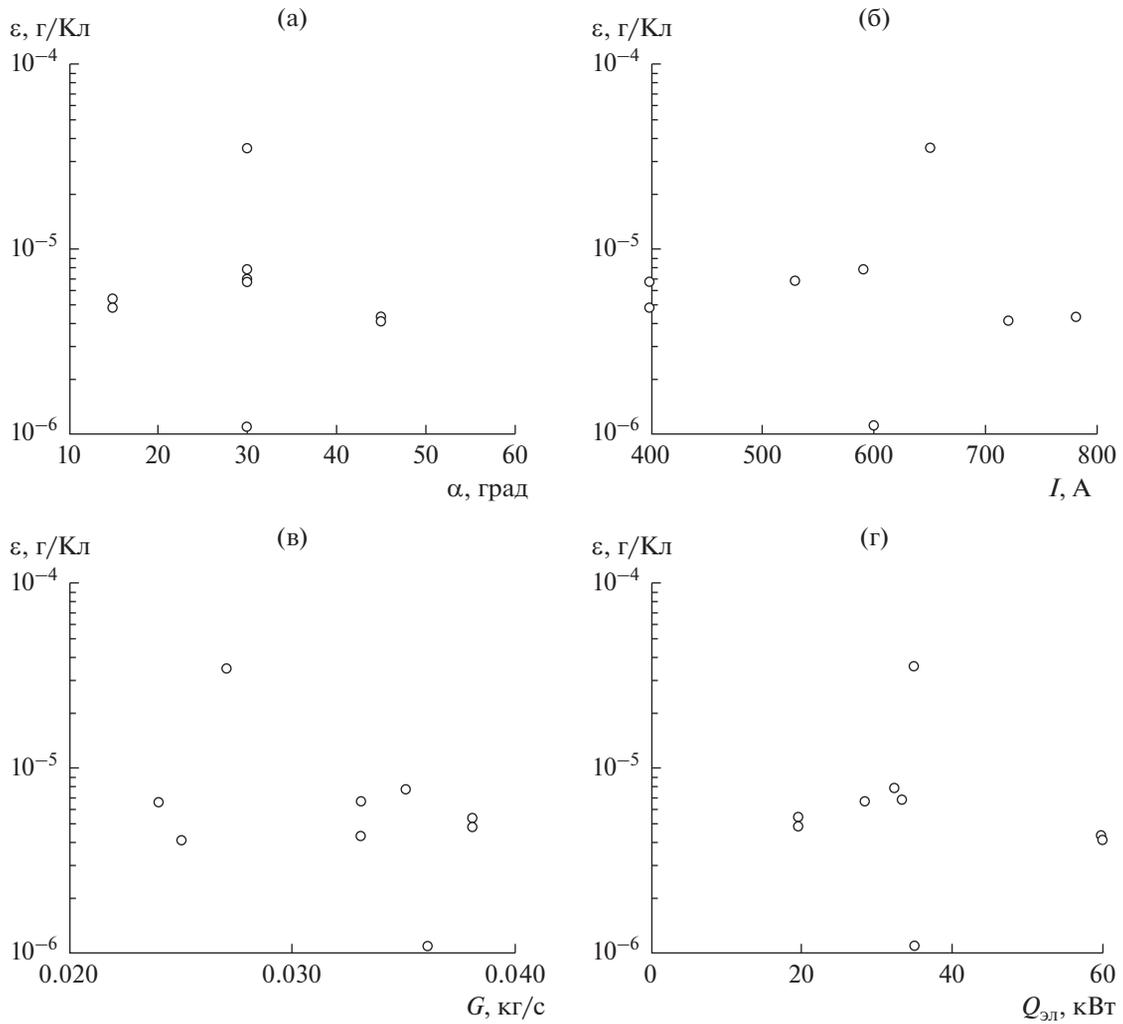


Рис. 5. Зависимость величины эрозии от угла раскрытия электродов (а), тока дуги (б), расхода плазмообразующего газа (в), суммарных тепловых потерь в электроды (г).

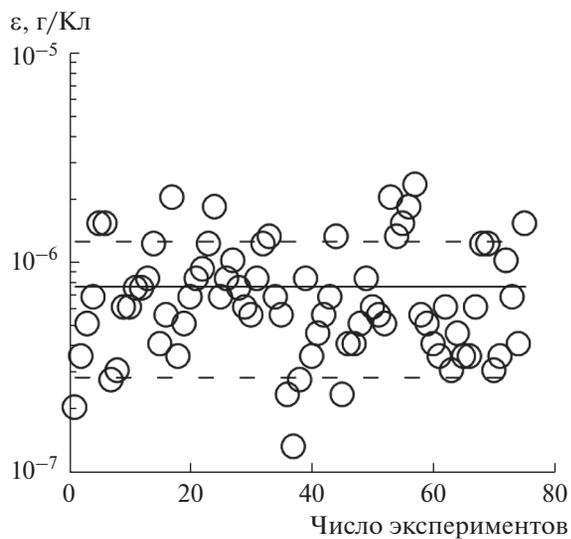


Рис. 6. Удельная эрозия плазмотронов постоянного и переменного тока [9].



Рис. 7. Поверхность электрода плазмотрона после нескольких часов работы.

мость. Теоретическое решение задачи теплообмена также пока не представляется возможным в связи со сложным характером течения вблизи электродов. Поэтому представляется целесообразным использовать эмпирические выражения. Тепловой поток в один электрод, отнесенный к мощности плазматрона, можно записать как

$$\frac{Q_{\text{эл}}}{W_{\text{пл}}} = 0.024 + 3.76 \times 10^{-5} I + 0.24G - 7.6 \times 10^{-4} IG.$$

Данное соотношение, полученное в работе [10], было проверено для углов раскрытия, не превышающих 75° .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов экспериментов позволяет сделать вывод о том, что при работе плазматрона материалы электродов подвергаются электрической эрозии, химической эрозии, и механическому износу. В ходе исследований опробованы различные конструкции электродных систем плазматрона переменного тока высокой мощности с торцевыми и рельсовыми электродами, получены данные по удельному эрозионному износу использованных электродных материалов.

Для стержневых электродов, изготовленных из материалов на основе вольфрама, удельная эрозия изменялась от 10^{-2} до 10^{-4} г/К, максимальный износ зафиксирован при токе 2 кА и использовании азота в качестве рабочего газа. Это может быть связано с величиной тока и присутствием некоторого количества примесей кислорода в рабочем газе, так как использовался азот технической чистоты. Минимальный износ зафиксирован в экспериментах с гелием.

Для рельсовых медных электродов установлено, что минимальный уровень удельного износа составляет 3.7×10^{-6} г/Кл при рабочем токе порядка 700 А и угле раскрытия электродов 30° . При этом во всех экспериментах удельная эрозия составляла $\sim 10^{-6}$ г/Кл. Это достигалось вследствие равномерного распределения тепловой нагрузки по поверхности электрода, при этом выход из строя электрода происходил из-за механического разрушения (трещин до канала охлаждения), а не из-за полного износа материала.

Можно предположить, что при увеличении силы тока и преодолении некоторой, для каждой конструкции электрода своей, величины воспри-

нимаемого теплового потока в механизме разрушения электродов начинают интенсивно проявляться процессы, не связанные напрямую с эрозией, и фактор механического разрушения становится более значимым.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Виноградов С.Е., Васильева О.Б., Кузнецов В.Е., Кузьмин К.А., Сафронов А.А., Овчинников Р.В., Шекалов В.И., Ширяев В.Н.* Исследование влияния субмикронных частиц хрома на свойства материалов электродов низкотемпературных плазматронов из сплавов на основе меди // Вопросы материаловедения. 2010. № 4(64). С. 111.
2. *Хольм Р.* Электрические контакты. М.: Изд-во иностр. лит., 1991. 462 с.
3. *Сафронов А.А., Васильева О.Б., Дудник Ю.Д., Кузнецов В.Е., Ширяев В.Н.* Анализ высокочастотных процессов в электроразрядной камере трехфазного плазматрона при высоком давлении рабочего газа // ТВТ. 2017. Т. 55. № 5. С. 656.
4. *Сафронов А.А., Ковшечников В.Б., Васильева О.Б., Дудник Ю.Д., Кузнецов В.Е., Ширяев В.Н.* Исследование процессов теплообмена в трехфазном однокамерном плазматроне с торцевыми электродами // ТВТ. 2019. Т. 57. № 6. С. 846.
5. *Сафронов А.А., Кузнецов В.Е., Васильева О.Б., Дудник Ю.Д., Ширяев В.Н.* Плазматроны переменного тока. Системы иницирования дуги. Особенности конструкции и применения // ПТЭ. 2019. № 2. С. 58.
6. *Dudnik Yu.D., Borovskoy A.M., Shiryaev V.N., Safronov A.A., Kuznetsov V.E., Vasileva O.B., Pavlov A.V., Ivanov D.V.* Plasma Injector for a Three-phase Plasma Torch with Rail Electrodes and Some Results of Its Investigation // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 946. № 1. P. 012167.
7. *Рутберг Ф.Г., Сафронов А.А., Попов С.Д., Суров А.В., Наконечный Г.В.* Многофазные электродуговые плазматроны переменного тока для плазменных технологий // ТВТ. 2006. Т. 44. № 2. С. 205.
8. *Kuznetsov V.E., Safronov A.A., Shiryaev V.N., Vasileva O.B., Pavlov A.V., Dudnik Y.D., Kuchina Y.A.* Application Field and Ways to Control ac Plasma Torch with Rail Electrodes // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 946. № 1. P. 012166.
9. Теория термической электродуговой плазмы / Под ред. Жукова М.Ф. Ч. 2. Новосибирск: Наука, 1987. 286 с.
10. *Ковшечников В.Б., Антонов Г.Г., Уфимцев А.А.* Об эффективности нагрева газа трехфазным плазматроном переменного тока со скользящими дугами // ИФЖ. 2007. Т. 80. № 6. С. 57.

УДК 539.2

МЕТОД ГОРДОНА ГЕНЕРАЦИИ НИТЕВИДНЫХ НАНОСТРУКТУР И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ

© 2021 г. А. В. Карабулин¹, М. И. Кулиш², В. И. Матюшенко³, Б. М. Смирнов⁴,
Э. Е. Сон⁴, *, А. Г. Храпак⁴

¹Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

²Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

³Филиал института энергетических проблем химической физики РАН, Московская область, Черноголовка, Россия

⁴Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*E-mail: son.eduard@gmail.com

Поступила в редакцию 10.09.2019 г.

После доработки 02.06.2020 г.

Принята к публикации 14.10.2020 г.

Проанализирован метод Гордона для генерации металлических нитевидных наноструктур в сверхтекучем гелии в результате лазерного испарения металлической поверхности, которая граничит со сверхтекучим гелием. Рассмотрена кластерная стадия процесса, когда пучок испаренных атомов металла превращается в газ металлических кластеров, так что последующая релаксация испаренного металла происходит в результате излучения металлических кластеров. Экспериментально эти процессы сравниваются в случае, когда пучок испаренных атомов вольфрама направляется в сверхтекучий гелий, в вакуум и в гелиевый газ. Поскольку процесс релаксации на этой стадии происходит при температуре в области нахождения кластеров, составляющей несколько тысяч градусов, излучательный механизм охлаждения кластеров имеет одинаковый характер в рассматриваемых случаях, однако в случае сверхтекучего и нормального гелия заметный вклад в скорость охлаждения вносит тепловой перенос в гелии. Как следует из эксперимента, на следующей стадии релаксации испаренного металла в сверхтекучем гелии содержащая металл область разбивается на много малых областей, ограниченных отдельными вихрями. Каждый вихрь захватывает большое число кластеров, которые перемещаются к оси этого вихря и там объединяются. В результате образуются металлические нанонити, длина которых примерно на два порядка величины превышает их радиус. Эти нанонити являются специальным физическим объектом, имеющим как фундаментальное, так и прикладное значение.

DOI: 10.31857/S0040364421030066

ВВЕДЕНИЕ

Сверхтекучий гелий представляет собой физический объект со специфическими свойствами. Как было показано Ландау [1–3], в сверхтекучем гелии возможны два типа возбуждений, фононы и ротоны (или вихри), так что наличие этих типов возбуждений определяет сверхтекучесть гелия и приводит к целому ряду специфических свойств [4–8]. Одно из этих свойств – введенные в объем сверхтекучего гелия частицы (электроны, ионы, атомы, молекулы или кластеры) за счет силы Бернулли захватываются вихрями [9, 10].

Это свойство сверхтекучего гелия известно с середины прошлого века. Е.Б. Гордон с сотрудниками [11–13] предложили удобный метод введения вещества в сверхтекучий гелий путем испарения твердотельной мишени под действием лазерного импульса. Поскольку сверхтекучий гелий прозрачен для излучения, взаимодействие лазерного пучка с поверхностью происходит также,

как и в вакууме [14]. В результате этого взаимодействия поверхность нагревается и испаряется. При этом существенно, что наносекундные длительности лазерного импульса включают во взаимодействие слой поверхности порядка нанометра. Поэтому метод Гордона с использованием наносекундного лазерного импульса позволяет наиболее эффективно использовать его для испарения поверхности, а не для ее нагревания.

Испаренный материал мишени быстро конденсируется, причем выделяемая при этом энергия уносится сверхтекучим гелием, поскольку он обладает высокой теплопроводностью, которая выше теплопроводности металлов при комнатной температуре. При этом, согласно первым экспериментам, конденсированное вещество может быть в двух формах: в виде отдельных наночастиц сферической формы или нанопроволок диаметром порядка нанометра и длиной в сотни нано-

метров в зависимости от материала поверхности и условий эксперимента.

Таким образом, метод Гордона позволяет получить металлические нанонити, находящиеся на оси квантовых вихрей в сверхтекучем гелии. При нагревании гелий испаряется, что приводит к освобождению нанонитей, и они объединяются в наноструктуры либо в виде сетки или паутины, либо в виде пучка нанонитей. Некоторое понимание характера протекающих при этом процессов следует из анализа теплового излучения, которое сопровождается превращением атомного пучка в кластеры и далее в нанонити [15–17]. Последняя структура является предметом исследования данной работы.

ИЗЛУЧЕНИЕ ИСПАРЕННОГО МЕТАЛЛА НА КЛАСТЕРНОЙ СТАДИИ

Облучение металлической поверхности сфокусированным лазерным пучком ведет к разным режимам процессов, протекающих при испарении этой поверхности. Испарение поверхности сопровождается образованием пучка атомов, т.е. коллектива атомов, отрывающихся от поверхности, с максвелловским распределением по скоростям и определенной направленной скоростью. Связь между этими параметрами и параметрами испарения атомов следует из законов сохранения [18–20]. При определенных условиях последующее развитие этой системы в вакууме или буферном газе приводит к образованию наноструктур [21–25].

Такой режим развития системы требует определенных условий. Длительность лазерного импульса должна быть ограничена, поскольку наряду с атомами при воздействии лазерного импульса на металлическую мишень образуется небольшое число электронов. Тогда последующее взаимодействие лазерного импульса с плазмой приводит к ее размножению, так что поглощенная энергия тратится не на испарение атомов, а на ионизацию, что заканчивается лазерным пробоем [26]. Кроме того, увеличение длительности импульса ведет к уменьшению эффективности испарения, поскольку вводимая энергия тратится в большей степени на нагревание образца [26]. Оптимальная длительность импульса при размере облучаемой области порядка 100 мкм составляет порядка 1 нс, что выполняется при формировании нитевидных наноструктур методом Гордона [27–31].

Расширение пучка атомов при его распространении по мере удаления от поверхности сопровождается уменьшением температуры атомов, что ведет к конденсации атомов и образованию кластеров. В результате возникает эффективный канал охлаждения испаренного металла за счет излучения кластеров. В случаях, когда испарение металлической поверхности производится в сверхте-

кучем или нормальном гелии, наряду с расширением пучка и образованием кластеров, охлаждение происходит в результате теплопроводности окружающего газа, если же лазерная абляция осуществляется в вакууме, последний канал охлаждения отсутствует. При этом отметим, что в области конденсации температура гелия достаточно велика, так что сверхтекучие свойства у гелия отсутствуют. Казалось бы, тогда охлаждение пучка металлических атомов и далее пучка кластеров в сверхтекучем и нормальном гелии происходит одинаково. Однако это справедливо лишь при качественном рассмотрении процессов, поскольку как свойства металла отличаются при комнатной и низкой температуре, так и действие окружающего газа на расширение пучка атомов и кластеров отличается при сильно различных температурах окружающего газа.

Далее проанализируем характер теплового излучения кластеров в процессе остывания испаренного металла. При этом сосредоточимся на случае, когда испаренным металлом является вольфрам, а излучение образующихся кластеров вольфрама происходит в вакууме или в гелии. При этом отметим, что рассматриваемый процесс излучения кластеров вольфрама имеет самостоятельное значение и используется в кластерных источниках света [32]. Действительно, рассматриваемый процесс образования кластеров отвечает непрерывному спектру, так что интенсивность излучения характеризуется температурой, соответствующей степеням свободы кластера, которые ответственны за это излучение. Очевидно, эта температура более или менее соответствует температуре газа, в котором находятся кластеры. Сравнивая кластерные источники света с лампами накаливания, где излучение создается находящимися в вакууме вольфрамовыми нитями, можно утверждать, что температура излучения в лампах накаливания ниже температуры плавления вольфрама. В случае кластерных источников света плавление кластеров не нарушает стабильность излучаемой системы, и поэтому эффективность кластерных источников света в несколько раз превышает эффективность ламп накаливания [32], в основе излучения которых лежит тот же принцип, что и в кластерных источниках света.

Далее мы сосредоточимся на излучении кластеров вольфрама как на физическом процессе, который ответственен за релаксацию горячих кластеров. Этот процесс изучался отдельно в работах [33, 34], и далее будут использованы результаты этих исследований. В указанных работах введенный в вакуум кластер вольфрама нагревался лазерным пучком и далее измерялся спектр излучения этого кластера и его изменение со временем. Поскольку сигнал от отдельного кластера слабый, эта процедура повторялась много раз, что

позволяло накапливать суммарный сигнал. Характерный результат такого измерения представлен на рис. 1. При этом отметим, что характерное время релаксации кластера составляет порядка десятков микросекунд, что значительно меньше времени нагревания кластера. Поэтому процесс релаксации кластера может быть отделен от процесса его нагревания.

Далее мы проанализируем характер релаксации горячего кластера за счет его излучения. Этот процесс одинаков при разных условиях релаксации испаренного металла. В качестве параметра этого процесса мы выберем сечение поглощения фотона данной частоты кластером σ_{abs} , который в силу закона Кирхгоффа можно использовать для обратного процесса – излучения кластера. Рассматривая кластер радиуса r как макроскопическую частицу, при этом считаем, что радиус мал по сравнению с длиной волны излучения λ , имеем [35]

$$\sigma_{\text{abs}} \approx r^2 \frac{r}{\lambda}.$$

С другой стороны, рассматривая кластер как систему n связанных атомов, имеем [36]

$$\sigma_{\text{abs}} \sim n,$$

причем число атомов в кластере n и его радиус r связаны между собой через радиус Вигнера–Зейтса r_W [36, 37] посредством соотношения

$$n = \left(\frac{r}{r_W} \right)^3.$$

Это соотношение справедливо, если радиус взаимодействия атомов мал по сравнению с радиусом кластера, так что прибавление новых атомов к кластеру в процессе его роста не изменяет плотность атомов в кластере. В случае вольфрама $r_W = 0.156$ нм [38].

Проанализируем уравнение теплового баланса кластера, остывающего в результате его излучения. Это позволит связать скорость релаксации с сечением поглощения кластера σ_{abs} . Уравнение теплового баланса для кластера, который остывает в результате излучения, имеет вид

$$C_p \frac{dT}{dt} = - \int B_\omega \sigma_{\text{abs}}(\omega) d\omega, \quad (1)$$

где C_p – теплоемкость кластера, B_ω – равновесный поток энергии, связанный с тепловым излучением, величина которого дается формулой [39, 40]

$$B_\omega = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^2 c^2} \left[\exp\left(\frac{\hbar \omega}{T}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (2)$$

Отсюда получим уравнение в виде

$$C_p \frac{dT}{dt} = -\kappa \gamma T^5, \quad (3)$$

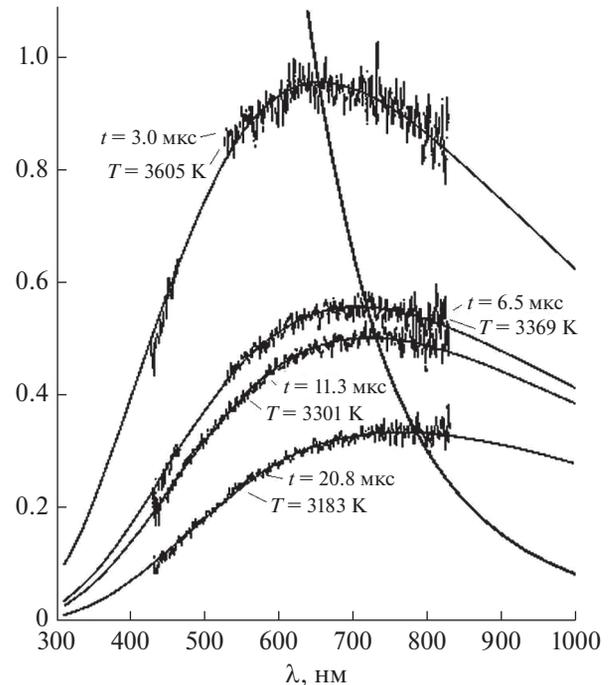


Рис. 1. Спектр излучения кластеров вольфрама, возбуждаемых лазерным пучком, через указанное время после возбуждения [34]; проведенная через максимумы этих спектров кривая характеризует относительное изменение интенсивности излучения кластеров со временем.

где $\kappa = \sigma_{\text{abs}}(\omega) \lambda_n$, λ_n – длина волны излучения, и $\gamma = 3.0 \times 10^{-10}$ Вт/(см³ К⁵). Согласно результатам обработки указанных выше экспериментов [33, 34], имеем [41, 42]

$$\kappa = (5.0 \pm 0.7) \times 10^{-22} \text{ см}^3 \quad (4)$$

в области длин волн $\lambda = (0.8-0.9)$ мкм. Удобно использовать приближение Дюлонга–Пти [43], которое в рассматриваемых единицах имеет вид $C_p = 3n$. С учетом этого соотношения из решения уравнения (2) получим

$$t_2 - t_1 = \frac{3}{\kappa \gamma} \left(\frac{1}{T_2^4} - \frac{1}{T_1^4} \right),$$

где t_1 и t_2 – соответствующие моменты времени, в которые температура кластера принимает значения соответственно T_1 и T_2 .

Представленный выше анализ основан на многократном спектроскопическом исследовании отдельного горячего кластера вольфрама в вакууме через определенное время после его возбуждения [33, 34]. В процессе излучения кластера его температура падает, и анализ данных эксперимента позволяет определить скорость этого процесса. При испарении металла в сверхтекучем гелии в рассматриваемом методе Гордона генерации нанонитей этот процесс происходит на пер-

вых стадиях релаксации испаренного вольфрама, и он был исследован экспериментально [15–17] в рамках стандартных спектроскопических измерений [44, 45]. Для этой цели вольфрам испарялся в сверхтекучий гелий под действием на его поверхность импульсного неодимового Nd:LSB-лазера со следующими характеристиками: $\lambda = 1.064$ мкм, $E = 0.1$ мДж, $\tau = 0.4$ нс. Фокусировка производилась линзой с фокусным расстоянием $f = 280$ мм. Излучение лазера вводилось в криостат через сапфировое окно перпендикулярно к поверхности испаряемого металла.

Исследуемое излучение, возникающее в процессе релаксации испаренного вольфрама, регистрировалось через второе оптическое окно, расположенное перпендикулярно первому. Регистрация излучения проводилась фотоумножителем с внутренним управляемым затвором (модель H11526-01-NN фирмы Hamamatsu), для обработки сигналов с ФЭУ использовался цифровой осциллограф Tektronix TDS 7054. Для предохранения ФЭУ от действия рассеянного лазерного излучения открывающий сигнал на его затвор подавался с задержкой $\Delta\tau = 280$ нс по отношению к лазерному импульсу. Для улучшения соотношения сигнал–шум запись на осциллографе проводилась в режиме усреднения по 128 импульсам. Осциллограф, лазер и фоточувствительный модуль управлялись генератором, который запускал схему регистрации с частотой 50 Гц. Использование набора из семи узкополосных (10 нм) интерференционных светофильтров от 400 до 700 нм с шагом 50 нм (фирма Thorlabs) и эталонного источника сравнения (лампа накаливания SLS201L Thorlabs) с заданной цветовой температурой $T = 2796$ К позволило провести количественные оценки температуры исследуемых процессов.

Отметим, что в рассматриваемом случае излучения малых по сравнению с длиной волны частиц мощность (или интенсивность) излучения изменяется с температурой как $\sim T^5$ согласно формуле (2), что отличается от закона Стефана–Больцмана для излучения макроскопических частиц, где зависимость интенсивности излучения от температуры имеет вид $\sim T^4$. Соответственно, длина волны излучения λ_{\max} , при которой наблюдается максимум, для парциального потока излучения (2) в случае макроскопических частиц в соответствии с законом Вина дается соотношением [46, 47]

$$\lambda_{\max} T = 0.29.$$

В случае излучения частиц, малых по сравнению с длиной волны, вместо закона Вина имеем следующую зависимость интенсивности излучения (см К) от температуры

$$\lambda_{\max} T = 0.24.$$

Это обстоятельство учитывается при обработке экспериментальных результатов, полученных на основе стандартных спектроскопических измерений [44, 45]. При этом отметим, что, согласно проведенному анализу, характер изменения времени релаксации от текущей температуры кластера не зависит от размера кластера. Кроме того, время остывания существенно увеличивается по мере уменьшения температуры кластера. Ниже мы используем эти результаты для анализа характера релаксации испаренного вольфрама при разных условиях.

ОБРАЗОВАНИЕ КЛАСТЕРОВ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИСПАРЕНИИ МЕТАЛЛА

Выше при анализе излучения испаренного вольфрама под действием лазерного пучка предполагалось, что релаксация происходит в результате излучения металлических кластеров, которые быстро образуются при распространении пучка испаренных атомов. Теперь рассмотрим характер роста кластеров. В этом отношении вольфрам является удобной модельной системой, поскольку энергия связи атомов в нем максимальна для металлов. Поэтому кластеризация происходит при более высоких температурах, чем для других металлов, а интенсивность процесса излучения кластеров тем выше, чем выше температура, т.е. в вольфраме эти процессы гораздо эффективнее. Рассмотрим общий характер образования и роста кластеров при облучении поверхности металла лазерным лучом [48], который по своей природе аналогичен процессу кластеризации при прохождении газа или пара через сопло [49–52].

В этом случае пучок испаренных атомов, возникших под действием лазерного луча, распространяется в окружающее пространство и расширяется по мере удаления от поверхности. В силу адиабатического закона для пучка атомов его расширение сопровождается уменьшением температуры, так что при определенной температуре происходит конденсация испаренного металла и рост образованных кластеров. Оставив в стороне различные механизмы и режимы нуклеации, каждый из которых для конденсации атомного пара может быть проанализирован на уровне формул (например, [20]), представим более простой анализ. Именно, считая, что в рассмотренной области параметров давление насыщенного пара p_{sat} как функция температуры T аппроксимируется зависимостью

$$p_{\text{sat}} = p_0 \exp\left(-\frac{\epsilon_b}{T}\right),$$

с параметрами этой формулы [36, 50], $p_0 = 2.7 \times 10^7$ атм, $\epsilon_b = 8.59$ эВ, определим температуру, при которой давление насыщенного пара соответствует давлению свободных атомов вольфра-

ма. Она соответствует температуре $T = 5830$ К при давлении атомного пара $p = 1$ атм (температура кипения вольфрама) и температуре $T = 6700$ К при давлении $p = 10$ атм. Поскольку далее мы имеем дело с температурами испаренного вольфрама ниже 5000 К, можно ожидать, что основная часть испаренного металла при этих температурах превращается в кластеры. Грубая оценка на основе [20] показывает, что время превращения атомного пара в кластеры при этих условиях не превышает 1 мкс.

Эта оценка относится к превращению атомного пара в газ кластеров и основана на предположении, что процесс образования кластеров происходит в сильно пересыщенном паре, т.е. термодинамическое равновесие для испаренного металла отвечает нахождению атомов металла в связанном состоянии. Кроме того, предполагается, что выделяемая энергия при прилипании атомов к кластеру не влияет на процесс образования кластеров, т.е. выделяемая в этом процессе энергия быстро уносится за пределы системы. На самом деле этот процесс затягивается, и именно время уноса энергии за пределы испаренного металла является временем ее релаксации. Считая, что это время связано с излучением кластеров, определим его на основе уравнения (3) с использованием параметра (4) для интенсивности излучения.

В рассматриваемом режиме в соответствии с формулой (3) время τ , за которое излучается энергия, выделяемая в результате образования связанного состояния атомов кластерами, составляет

$$\tau = \frac{3\epsilon_b}{\kappa\gamma T^5}.$$

Используя ранее приведенные значения параметров, входящих в эту формулу, получим время релаксации $\tau \approx 9$ мкс, если процесс протекает при температуре кластеров $T = 5000$ К, а также $\tau \approx 30$ мкс для $T = 4000$ К и $\tau \approx 100$ мкс, если $T = 3000$ К. Эти величины определяют область исследуемых времен релаксации.

Отметим, что в случае излучения кластеров удельная мощность γT^5 является аналогом формулы Стефана–Больцмана для излучения макроскопической поверхности, а параметр κ является аналогом сечения поглощения макроскопической частицы. При этом мы переносим данные рис. 1, относящиеся к длинам волн $\lambda = 0.8–0.9$ мкм, в область спектра видимого излучения, что ведет к дополнительной погрешности.

На рис. 2 приведена излучательная температура испаренного вольфрама в трех рассматриваемых средах. Как видно, на стадии испарения поверхности вольфрама лазерным пучком начальная температура излучения примерно одинакова, если процесс происходит в вакууме и в гелии при нормальных условиях, поскольку начальная тем-

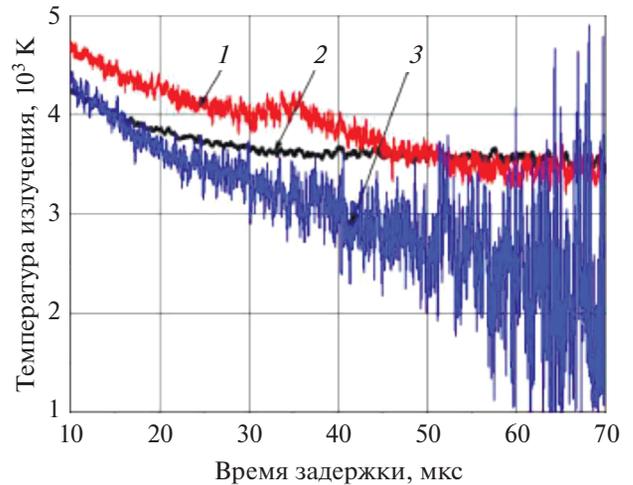


Рис. 2. Температура излучения испаренного металла в процессе его релаксации в сверхтекучем гелии (1), в вакууме при комнатной температуре стенок (2) и в гелии при нормальных условиях (3).

пература поверхности в этих случаях одинакова. В случае, когда процесс испарения происходит в сверхтекучем гелии, температура нагрева испаренного металла выше, поскольку испарение поверхности вольфрама происходит при температуре, меньшей на два порядка, чем в двух предыдущих случаях. Далее остывание в вакууме происходит медленнее, чем в других случаях, поскольку излучение кластеров является единственным каналом отвода энергии.

На рис. 3 дается изменение интенсивности излучения I испаренного вольфрама в трех рассмат-

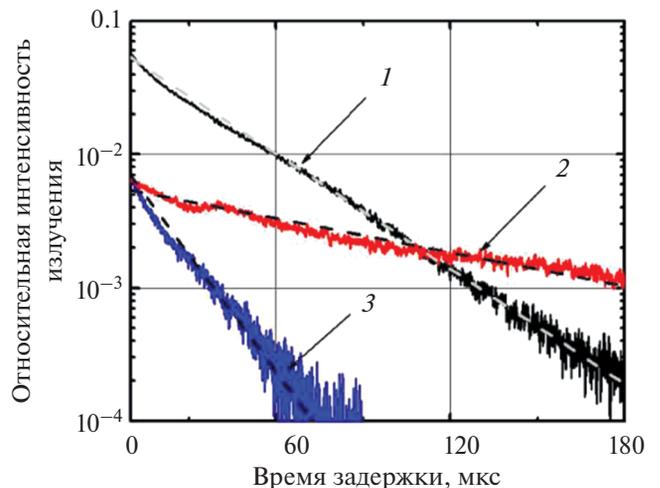


Рис. 3. Изменение интенсивности излучения во времени в результате излучения кластеров вольфрама, образованных при испарении поверхности вольфрама лазерным импульсом; релаксация кластеров происходит в сверхтекучем гелии (1), в вакууме при комнатной температуре стенок (2) и в гелии при нормальных условиях (3).

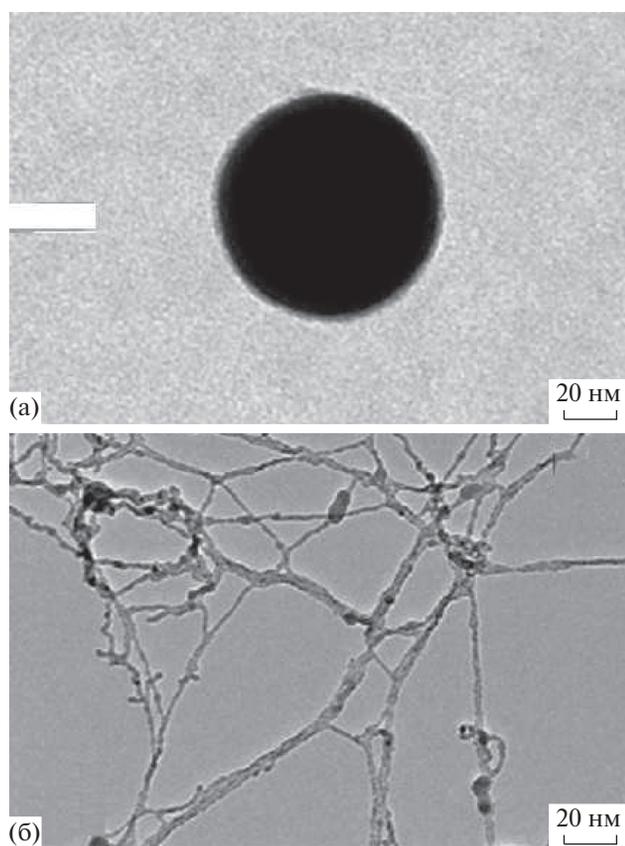


Рис. 4. Структура продуктов испарения вольфрама при облучении его поверхности лазерным импульсом в гелии при нормальных условиях (а) и в сверхтекучем гелии (б).

риваемых средах. Отметим, что интенсивность излучения кластеров изменяется с температурой кластера как $I \sim T^5$ в соответствии с формулой (3), если коэффициент серости кластера не зависит от температуры. Отсюда следует, что изменение интенсивности излучения на порядок величины соответствует уменьшению температуры примерно на 60%, изменение интенсивности излучения на два порядка величины отвечает уменьшению температуры в 2.5 раза. Если начальная температура равна 5000 К, это отвечает конечной температуре соответственно 3200 К и 2000 К в этих случаях.

Одно из интересных свойств сверхтекучего гелия с точки зрения рассматриваемых процессов является захват примесных атомов и ионов вихрями сверхтекучей жидкости [5, 7, 9, 10]. Это свойство относится к холодным атомам, не нарушающим сверхтекучее свойство гелия. Для сохранения сверхтекучих свойств гелия при введении в него горячих атомов необходимо быстрое охлаждение области, где находятся эти атомы, что обеспечивается большой теплопроводностью сверхтекучего гелия. В результате получаем, что горячая область гелия, где находятся горячие атомы,

окружена сверхтекучей областью. Атомы гелия свободно проникают в горячую область, т.е. на первой стадии процесса в горячей области находится смесь металлических атомов и атомов гелия. При этом на первой стадии процесса характерная энергия испаренных атомов металла на три порядка величины превышает предельную тепловую энергию атомов гелия, при которой сохраняются его сверхтекучие свойства.

В силу высокой (бесконечной в предельном случае) теплопроводности сверхтекучего гелия энергия, введенная в гелий за счет испаренного металла, выводится из нее на стенки в результате высокой теплопроводности сверхтекучего гелия. Этот процесс продолжается в процессе превращения металлических атомов в кластеры, поскольку энергия, выделяемая при образовании связанного состояния металлических атомов, переходит в тепло. В соответствии с общими принципами конденсации пересыщенного металлического пара на первой стадии этого процесса атомы превращаются в кластеры, и далее жидкие кластеры растут в результате коагуляции. Последний процесс подобен слиянию двух атомов при их контакте. При этом скорость процесса резко падает по мере роста кластеров, и время формирования кластеров оценивается ~ 1 мкс при размерах кластеров ~ 1 нм.

Характер последующей эволюции рассматриваемой системы можно представить, исходя из конечных продуктов процесса релаксации испаренного вольфрама в нормальном и сверхтекучем гелии, которые представлены на рис. 4. Отсюда следует, что в случае, когда испаренный металл находится в сверхтекучем гелии, на определенной стадии процесса нанометровые металлические кластеры за счет силы Бернулли притягиваются к вихрям. Поскольку отдельный вихрь характеризуется цилиндрической симметрией, кластеры собираются на его оси и объединяются в нить в соответствии со схемой, описанной в [27]. Поскольку в результате превращения кластеров в нить площадь поверхности металлической структуры сокращается почти вдвое, это ведет к выделению энергии, но гораздо меньшей, чем при образовании кластеров. Эта энергия уносится за счет высокой теплопроводности сверхтекучего гелия.

Таким образом, вихрь, представляющий собой канал с металлическими кластерами, в конечном итоге создает анизотропную металлическую структуру в виде нити. В случае объединения кластеров в буферном газе на этой стадии образуется изотропная в среднем фрактальная структура — фрактальные агрегаты [54]. При последующей эволюции из них могут быть образованы соответствующие разреженные металлические структуры, элементом которых являются связанные

между собой металлические нанокластеры [55]. Однако металлические структуры, состоящие из нанонитей, можно получить только на основе метода Гордона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проанализирована связанная с излучением релаксация паров вольфрама, образованных при испарении поверхности этого металла под действием наносекундного лазерного импульса. Этот процесс релаксации связан с излучением кластеров вольфрама и изучается для трех сред, в которые впрыскивается испаренный вольфрам в виде атомного пучка, именно, для сверхтекучего гелия, вакуума и нормального гелия. Поскольку рассматриваемый процесс релаксации испаренного вольфрама происходит при высоких температурах, можно ожидать, что он протекает более или менее одинаково в этих средах с поправкой на условия (температуру и давление), при которых находится испаряемый вольфрам. Релаксация испаренного вольфрама на этой стадии процесса заканчивается образованием кластеров нанометровых размеров. При этом остывание кластеров в вакууме происходит только за счет излучения, а в сверхтекучем и нормальном гелии также и в результате теплопроводности атомов гелия, находящихся в области испаренного металла, и за счет теплопереноса в окружающей среде.

Однако, как следует из эксперимента, на следующей стадии релаксации, когда испаренный металл приходит в равновесие с окружающей средой, характер процесса разный в рассматриваемых средах. Особенно своеобразно этот процесс протекает в сверхтекучем гелии, где охлажденные кластеры вольфрама за счет гидродинамических сил притягиваются вихрями и концентрируются в ограниченной цилиндрической области на оси вихрей, где происходит их объединение в нанонити. В результате метод Гордона позволяет получить новый физический объект – нанометровые нити диаметром в несколько нанометров и длиной в сотни нанометров. Такой сценарий невозможно построить из общих соображений – он следует из анализа эксперимента. Это подчеркивает ценность метода Гордона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д. Теория сверхтекучести гелия II // ЖЭТФ. 1941. Т. 11. С. 592.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Т. 2. М.: Наука, 1978. 448 с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
4. Фейнман Р. Статистическая механика. М.: Мир, 1978. 408 с.
5. Donnelly R.J. Quantized Vortices in Helium II. Cambridge: Cambr. Univ. Press., 1991. 364 p.
6. Donnelly R.J., Barenghi C.F. The Observed Properties of Liquid Helium at the Saturated Vapor Pressure // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1998. V. 27. P. 1254.
7. Toennies J.P., Vilesov A.F. Superfluid Helium Droplets: a Uniquely Cold Nanomatrix for Molecules and Molecular Complexes // Angew. Chem. Int. Ed. 2004. V. 43. P. 2622.
8. Храпак А.Г., Бронин С.Я. Автолокализация электронов в кольцевых вихрях в жидком гелии // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. С. 759.
9. Williams G.A., Packard R.E. Liquid 4He: Contributions to First Principles Theory of Quantized Vortices, Thermohydrodynamic Properties, and the Transition // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 3W3. P. 280.
10. Berloff N.G., Roberts P.H. Capture of an Impurity by a Vortex Line in a Bose Condensate // Phys. Rev. B. 2000. V. 63. P. 024510.
11. Gordon E.B., Karabulin A.V., Matyushenko V.I., Sizov V.D., Khodos I.I. Electric Properties of Metallic Nanowires Obtained in Quantum Vortices of Superfluid Helium // Low Temp. Phys. 2010. V. 36. P. 590.
12. Gordon E.B., Karabulin A.V., Matyushenko V.I., Sizov V.D., Khodos I.I. Structure of Metallic Nanowires and Nanoclusters Formed in Superfluid Helium // JETP. 2011. V. 112. P. 1061.
13. Gordon E.B., Karabulin A.V., Matyushenko V.I., Sizov V.D., Khodos I.I. The Role of Vortices in the Process of Impurity Nanoparticles Coalescence in Liquid Helium // Chem. Phys. Lett. 2012. V. 519. P. 64.
14. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
15. Gordon E.B., Karabulin A.V., Kulish M.I., Matyushenko V.I., Stepanov M.E. Coagulation of Metals in Superfluid and Normal Liquid Helium // J. Phys. Chem. A. 2017. V. 121. P. 9185.
16. Gordon E.B., Kulish M.I., Karabulin A.V., Matyushenko V.I. Non-isothermal Physical and Chemical Processes in Superfluid Helium // Low Temp. Phys. 2017. V. 43. P. 1086.
17. Gordon E.B., Kulish M.I., Karabulin A.V., Matyushenko V.I., Stepanov M.E. Optical Radiation Accompanying Metal Nanoparticles Coagulation in Superfluid Helium // JQSRT. 2019. V. 222–223. P. 180.
18. Бронин С.Я., Полищук В.П. Кнудсеновский слой при испарении и конденсации // ТВТ. 1984. Т. 22. № 3. С. 550.
19. Брыкин М.В., Воробьев В.С., Шелюхаев Б.П. Состояние пара вблизи испаряемой поверхности // ТВТ. 1987. Т. 25. № 3. С. 468.
20. Smirnov B.M. Nanoclusters and Microparticles in Gases and Vapors. Berlin: De Gruyter, 2012. 249 p.
21. Лушиников А.А., Пахомов А.В., Черняева Г.А. Фрактальная размерность агрегатов, образующихся при лазерном испарении металлов // Докл. АН СССР. 1987. Т. 292. С. 86.
22. Lushnikov A.A., Negin A.E., Pakhomov A.V. Experimental Observation of Aerosol–Aerogel Transition // Chem. Phys. Lett. 1990. V. 175. P. 138.
23. Lushnikov A.A., Negin A.E., Pakhomov A.V., Smirnov B.M. Aerogel Structures in a Gas // Sov. Phys. Uspekhi. 1991. V. 34. P. 160.

24. *Smirnov B.M.* Tangle of Fractal Fibers as New State of Matter // *Phys. Usp.* 1991. V. 34. P. 711.
25. *Воробьев В.С.* Плазма, возникающая при взаимодействии лазерного излучения с твердыми мишенями // *УФН.* 1993. Т. 163. С. 51.
26. *Smirnov B.M.* Pulse Regime of Formation of Fractal Fibers // *JETP.* 2016. V. 150. P. 886.
27. *Gordon E.B., Nishida R., Nomura R., Okuda Y.* Filament Formation by Impurities Embedding into Superfluid Helium // *JETP Lett.* 2007. V. 85. P. 581.
28. *Gordon E.B., Okuda Y.* Catalysis of Impurities Coalescence by Quantized Vortices in Superfluid Helium with Nanofilament Formation // *Low Temp. Phys.* 2009. V. 35. P. 209.
29. *Gordon E.B., Karabulin A.V., Morozov A.A., Matyushenko V.I., Sizov V.D., Knodos I.I.* Structure and Properties of Platinum, Gold and Mercury Nanowires Grown in Superfluid Helium // *J. Phys. Chem. Lett.* 2014. V. 5. P. 1072.
30. *Гордон Е.Б., Карабулин А.В., Матюшенко В.И., Сизов В.Д., Ростовщикова Т.Н., Николаев С.А., Локтева Е.С., Голубина Е.В., Маслаков К.И., Кротова И.Н., Гуревич С.А., Кожевин В.М., Явсин Д.А.* Катализ окисления монооксида углерода кислородом в присутствии нанопроволок и наночастиц палладия // *ХВЭ.* 2016. Т. 50. С. 305.
31. *Гордон Е.Б., Карабулин А.В., Матюшенко В.И., Ростовщикова Т.Н., Николаев С.А., Локтева Е.С.* Квази-1D металлы (Pd, Pt, Nb) как катализаторы окисления CO // *Теор. эксп. химия.* 2016. Т. 52. С. 75.
32. *Weber B., Scholl R.* A New Kind of Light-generation Mechanism: Incandescent Radiation from Clusters // *J. Appl. Phys.* 1993. V. 74. P. 607.
33. *Frenzel U., Kalmbach U., Kreisle D., Recknzel E.* Laser Induced Optical Emission Studies in Niobium Clusters // *Surf. Rev. Lett.* 1996. V. 3. P. 505.
34. *Frenzel U., Hammer U., Westje H., Kreisle D.* Laser Induced Optical Emission of Tungsten, Niobium, and Hafnium Clusters // *Zs. Phys. D.* 1997. V. 40. P. 108.
35. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 622 с.
36. *Wigner E.P., Seitz F.* Constitution of Metallic Sodium // *Phys. Rev.* 1934. V. 46. P. 509.
37. *Wigner E.P.* On the Interaction of Electrons in Metals // *Phys. Rev.* 1934. V. 46. P. 1002.
38. *Smirnov B.M.* Clusters and Small Particles in Gases and Plasmas. N.Y.: Springer, 1999. 280 p.
39. *Reif F.* Statistical and Thermal Physics. Boston: McGraw Hill, 1965. 651 p.
40. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. Т. 1. М.: Наука, 1976. 584 с.
41. *Smirnov B.M., Weideler H.* Radiative Emission of Hot Metallic Clusters // *JETP Lett.* 1999. V. 69. P. 490.
42. *Smirnov B.M., Weideler H.* Mechanisms of Radiative Transitions in Metallic Clusters // *JETP.* 1999. V. 89. P. 1030.
43. *Petit A.T., Dulong P.L.* Recherches sur quelques points importants de la chaleur // *Annal. Chim. Phys.* 1819. V. 10. P. 395.
44. *Очкин В.Н.* Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2006. 472 с.
45. *Ochkin V.N.* Spectroscopy of Low Temperature Plasma. Weinheim: Wiley, 2009. 609 p.
46. *Wien W.* On the division of Energy in the Emission-spectrum of a Black Body // *Philosop. Magaz.* 1897. Ser. 5. V. 43. P. 214.
47. <https://en.wikipedia.org/wiki/Wien's-displacement-law>
48. *Smalley R.* Laser Studies of Metal Cluster Beams // *Laser Chem.* 1983. V. 2. P. 167.
49. *Hagena O.F.* Nucleation and Growth of Clusters in Expanding Nozzle Flows // *Surf. Sci.* 1981. V. 106. P. 101.
50. *Hagena O.F.* Condensation in Free Jets: Comparison of Rare Gases and Metals // *Zs. Phys. D.* 1987. V. 4. P. 291.
51. *Hagena O.F.* Silver Clusters from Nozzle Expansions // *Zs. Phys. D.* 1990. V. 17. P. 157.
52. *Hagena O.F.* Formation of Silver Clusters in Nozzle Expansions // *Zs. Phys. D.* 1991. V. 20. P. 425.
53. *Handbook of Chemistry and Physics.* 86 ed. Ed. D.R. Lide. London: CRC Press, 200-32004.
54. *Forrest S.R., Witten T.A.* Long-range Correlations in Smoke-particle Aggregates // *J. Phys. A.* 1979. V. 12. P. L109.
55. *Смирнов Б.М.* Металлические наноструктуры: от кластеров к нанокатализу и сенсорам // *УФН.* 2017. Т. 187. С. 1330.

УДК 532.133

АНАЛИЗ КИНЕМАТИЧЕСКОЙ ВЯЗКОСТИ И САМОДИФФУЗИИ ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ ПЛАВЛЕНИЯ

© 2021 г. Ю. Н. Стародубцев^{1, 2, *}, В. С. Цепелев^{1, **}¹Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия²Научно-производственное предприятие “Гаммамет”, Екатеринбург, Россия

*E-mail: yunstar@mail.ru

**E-mail: v.s.tsepelev@urfu.ru

Поступила в редакцию 23.06.2020 г.

После доработки 29.06.2020 г.

Принята к публикации 14.10.2020 г.

В статье приведены результаты исследования влияния размера и массы атомов на кинематическую вязкость и коэффициент самодиффузии металлических жидкостей. Для анализа использовались экспериментальные данные о кинетических свойствах металлов при температуре плавления. Регрессионный анализ показал, что кинематическая вязкость и коэффициент самодиффузии растут с увеличением размера атомов и уменьшением их массы. Причем масса атомов более тесно связана с кинетическими свойствами металлической жидкости, чем размер атомов. Для анализа кинетических свойств жидкости предложено использовать размерно-массовый фактор, который равен отношению размера атома к корню квадратному из его массы. Связь кинетических свойств с размерно-массовым фактором характеризует скорректированный коэффициент детерминации, значение которого больше 0.90. Показано, что с увеличением размера кластеров снижаются кинематическая вязкость жидкости и коэффициент самодиффузии. Из безразмерных кинетических величин определена безразмерная избыточная энтропия при температуре плавления, которая близка к расчетным значениям для точки затвердевания простой жидкости.

DOI: 10.31857/S0040364421030133

ВВЕДЕНИЕ

Диффузия и вязкость относятся к явлениям переноса, которые связаны с тепловым движением атомов или молекул. Кинетические свойства жидкости характеризуют коэффициент самодиффузии D ($\text{м}^2 \text{с}^{-1}$), который определяет скорость переноса массы, и кинематическая вязкость ν ($\text{м}^2 \text{с}^{-1}$), определяющая скорость переноса плотности импульса $\rho \nu$ [1], где ρ – плотность, кг м^{-3} , ν – скорость, м с^{-1} . Кинематическая вязкость является структурно-чувствительной характеристикой металлической жидкости, поэтому к этой физической величине проявляется наибольший научный и практический интерес [2–4].

Исследование структуры и физических свойств жидкости осуществляется с использованием различных приближений. Первопринципные (*ab initio*) методы моделирования [5] используют для простой жидкости, состоящей из химически несвязанных друг с другом бездипольных атомов, имеющих сферически симметричные потенциалы взаимодействия [6]. Следующим приближением к реальной жидкости являются физические модели. В решетчатой модели предполагается, что жидкость в среднем имеет структуру

решетки, по крайней мере, в первой координационной сфере [7], а колебание атома (молекулы) происходит внутри ограниченного пространства (ячейки). В решетчатой модели используется понятие свободного объема, т.е. пространства, доступного для движения центра тяжести атомов (молекул) [8]. Если количество ячеек больше числа атомов (молекул), то такую модель называют дырочной моделью жидкости.

Линдеман [9] использовал молекулярно-кинетическую теорию для определения частоты колебания атомов при температуре плавления. На основе соотношения между температурой плавления и частотой колебания атомов Андраде [10] получил формулу для динамической вязкости η_m (Па с) при температуре плавления

$$\eta_m \propto \frac{\sqrt{MT_m}}{V_m^{2/3}}, \quad (1)$$

где M – молярная масса, кг моль^{-1} ; T_m – температура плавления, К; V_m – молярный объем, $\text{м}^3 \text{моль}^{-1}$. Используя соотношение (1) и формулу Стокса–Эйнштейна

$$\eta D = \frac{k_B T}{3\pi a},$$

можно найти коэффициент самодиффузии D_m при температуре плавления

$$D \propto a \sqrt{\frac{RT_m}{M}}, \quad (2)$$

где a – диаметр атома, м; $R = k_B N_A$ – универсальная газовая постоянная, Дж К⁻¹ моль⁻¹; k_B – постоянная Больцмана, Дж К⁻¹; N_A – постоянная Авогадро, моль⁻¹.

Точность предсказания динамической вязкости и коэффициента самодиффузии в соответствии с соотношениями (1) и (2) для чистых металлов достаточно высока [11–13]. Эти формулы связывают вязкость и самодиффузию с размером и массой атомов в жидкости, которая представляет совокупность одинаковых атомов. Однако проверить такую связь экспериментально очень сложно. Для этого необходимо зафиксировать, например, температуру и массу частиц однородной жидкости, а варьировать только их размер. В наножидкости, состоящей из смеси жидкой и твердой нанодисперсных фаз, вязкость тесно связана с объемом твердой фазы, а влияние размера частиц неоднозначно [14].

В настоящей работе исследовано влияние размера и массы атомов на кинематическую вязкость и коэффициент самодиффузии металлических жидкостей с использованием данных, полученных при температуре плавления.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Для расчета кинематической вязкости и коэффициента самодиффузии можно использовать простые соотношения молекулярно-кинетической теории, которые дают хорошие результаты. Кинетическая энергия колебаний атома e_k (Дж) рассчитывается по формуле

$$e_k = \frac{1}{2} m \omega^2 (\alpha a)^2, \quad (3)$$

где m – масса атома, кг; ω – частота, с⁻¹; α – относительная амплитуда колебаний атомов, αa – абсолютная амплитуда колебаний, м. Тепловая энергия e_T (Дж) при температуре T равна

$$e_T = k_B T. \quad (4)$$

В качестве частоты колебаний атомов используются результаты различных теорий, чаще всего частота Дебая ω_D (с⁻¹) [15–17]

$$\omega_D = \Theta_D \frac{2\pi k_B}{h},$$

где Θ_D – температура Дебая, К; h – постоянная Планка, Дж с. Сравнивая кинетическую и тепловую энергии, получаем относительную амплитуду колебаний атомов

$$\alpha = \frac{h}{\pi a \Theta_D} \sqrt{\frac{T}{2k_B m}}.$$

Из данного соотношения следует, что амплитуда колебаний атомов увеличивается с ростом температуры и с уменьшением размера и массы атомов.

Для молярных величин соотношения (3) и (4) при температуре плавления T_m принимают вид

$$E_k = 2\pi^2 \alpha^2 M a^2 \Theta_D^2 \left(\frac{k_B}{h}\right)^2, \quad (5)$$

$$E_T = R T_m. \quad (6)$$

В формулах (5) и (6) $M = m N_A$, кг моль⁻¹.

Оценка приближения полученных формул к линейной зависимости проведена с использованием регрессионного анализа, а степени приближения сравнены с помощью скорректированного коэффициента детерминации R_{adj}^2 . Металлы разбиты на три группы: щелочные и щелочноземельные, расширенная группа тугоплавких металлов и другие металлы, к которым отнесены элементы III, X–XIV групп Периодической таблицы Менделеева. Численные значения молярной массы M , температуры плавления T_m , кинематической вязкости ν_m и коэффициента самодиффузии D_m при температуре плавления взяты из [18]. Данные по температуре Дебая Θ_D получены из [19]. За размер атома a принята величина

$$a = \sqrt[3]{\frac{V_m}{N_A}},$$

где V_m – молярный объем, м³ моль⁻¹. Сравнение a с удвоенным металлическим радиусом атома [20] дало очень хорошее совпадение значений при скорректированном коэффициенте детерминации $R_{adj}^2 = 0.99$.

Связь соотношений (5) и (6) для молярной кинетической энергии E_k и молярной тепловой энергии E_T при температуре плавления характеризуют коэффициент детерминации $R_{adj}^2 = 0.64$ и безразмерный коэффициент $2\pi^2 \alpha^2 = 0.056$. Последний соответствует относительной амплитуде колебаний атомов при температуре плавления $\alpha = 0.053$ и увеличению расстояния между центрами соседних атомов на $0.106a$. Эта оценка совпадает с критерием плавления Линдемана [9], который показал, что увеличение расстояния между центрами соседних атомов больше критического значения 0.1 приводит к разрушению кристалла, которое внешне проявляется как плавление.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

С помощью анализа размерностей молярную кинетическую энергию можно записать в виде соотношения, в которое входят кинематическая вязкость или коэффициент самодиффузии

$$E_k \propto \frac{1}{2} M \left(\frac{v}{\alpha a} \right)^2, \quad (7)$$

$$E_k \propto \frac{1}{2} M \left(\frac{D}{\alpha a} \right)^2. \quad (8)$$

Величины $v/\alpha a$ и $D/\alpha a$ имеют размерность скорости и выражают скорость переноса плотности импульса ρv и скорость переноса массы m , обусловленные тепловым колебанием атомов. Сравнивая уравнения (7) и (6), а также (8) и (6), получаем выражения для кинематической вязкости ν_m и коэффициента самодиффузии D_m при температуре плавления

$$\nu_m = C_1 a \sqrt{\frac{RT_m}{M}}, \quad (9)$$

$$D_m = C_2 a \sqrt{\frac{RT_m}{M}}, \quad (10)$$

где C_1 и C_2 – безразмерные постоянные. При этом учтено, что при температуре плавления относительная амплитуда колебания атомов для всех металлов является постоянной и равной $\alpha = 0.053$.

В результате регрессионного анализа соотношения (9) определены постоянная $C_1 = 5.2$ и скорректированный коэффициент детерминации $R_{adj}^2 = 0.75$. На рис. 1 представлена связь экспериментальных значений кинематической вязкости ν_m жидких металлов с комплексом в правой части формулы (9).

В уравнении (9) можно перейти от кинематической вязкости ν к динамической вязкости η с помощью соотношения

$$\eta = \nu \rho = \nu \frac{M}{V_m}.$$

После преобразований получается известное уравнение Андраде [10]

$$\eta_m = \frac{C_1}{a^2} \sqrt{m k_B T_m} = \frac{C_1 \sqrt{R} \sqrt{M T_m}}{N_A^{1/3} V_m^{2/3}}.$$

Подобное уравнение было получено также в модели твердых сфер [21]

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{4a}{5\sqrt{\pi}} \sqrt{m k_B T} \frac{N_A}{V_m} \left(\frac{pV}{RT} - 1 \right) = \\ &= \frac{4}{5\sqrt{\pi} a^2} \sqrt{m k_B T} \left(\frac{pV}{RT} - 1 \right), \end{aligned}$$

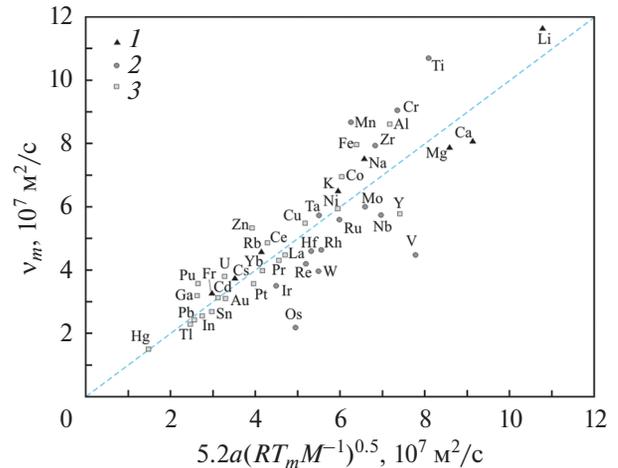


Рис. 1. Связь кинематической вязкости ν_m жидких металлов при температуре плавления с параметром $5.2a(RT_m M^{-1})^{0.5}$ – штриховая линия, рассчитанная по (9) с $C_1 = 5.2$ при $R_{adj}^2 = 0.75$; 1 – щелочные и щелочноземельные металлы, 2 – тугоплавкие металлы, 3 – металлы III, X–XIV групп.

где $pV/(RT)$ – фактор сжимаемости; p – давление, Па. При температуре плавления фактор сжимаемости принимает значение, близкое к 8 [22].

В результате регрессионного анализа соотношения (10) определяются постоянная $C_2 = 0.035$ и скорректированный коэффициент детерминации $R_{adj}^2 = 0.93$. На рис. 2 представлена связь экспериментального коэффициента самодиффузии D_m жидких металлов с параметром в правой части формулы (10). В модели твердых сфер для коэффициента самодиффузии получено выражение [21]

$$D = \frac{a}{2} \sqrt{\frac{\pi k_B T}{m}} \left(\frac{pV}{RT} - 1 \right)^{-1},$$

которое совпадает с (10) при постоянном значении фактора сжимаемости $pV/(RT)$.

После перемножения уравнений (9) и (10) получаем

$$\nu_m D_m = C_1 C_2 \frac{a^2 R T_m}{M}.$$

Если в данном соотношении перейти к динамической вязкости η , то оно приобретает вид уравнения Стокса–Эйнштейна

$$\eta = C_1 C_2 \frac{k_B T_m}{a D}.$$

В уравнении Стокса–Эйнштейна безразмерный коэффициент равен $(1/3)\pi = 0.106$, и он незначительно отличается от коэффициента $C_1 C_2 = 0.18$, полученного в настоящей работе.

Из уравнений (9) и (10) видно, что кинематическая вязкость и коэффициент самодиффузии

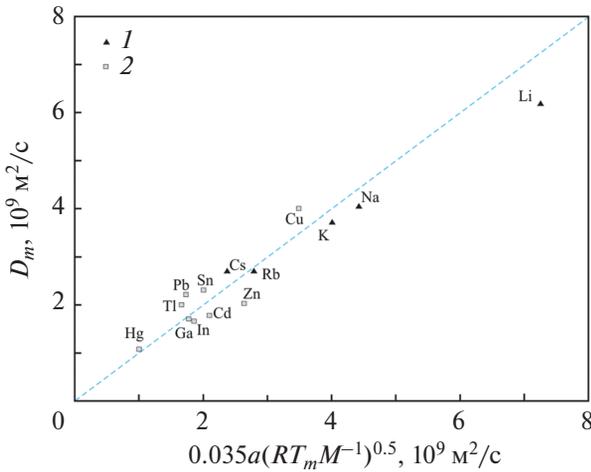


Рис. 2. Связь коэффициента самодиффузии D_m жидких металлов при температуре плавления с параметром $0.035a(RT_m M^{-1})^{0.5}$ – штриховая линия, рассчитанная по (10) с $C_1 = 0.035$ при $R_{adj}^2 = 0.93$; 1 – щелочные и щелочноземельные металлы, 2 – металлы III, X–XIV групп.

различаются только постоянными коэффициентами. Тесную связь кинематической вязкости и коэффициента самодиффузии подтверждает высокий скорректированный коэффициент детерминации $R_{adj}^2 = 0.87$ экспериментальных значений этих физических величин. Из формул можно найти отношение скоростей v/a и D/a при температуре плавления, которое равно отношению постоянных $C_1/C_2 = 149$. Следовательно, при температуре плавления скорость переноса плотности

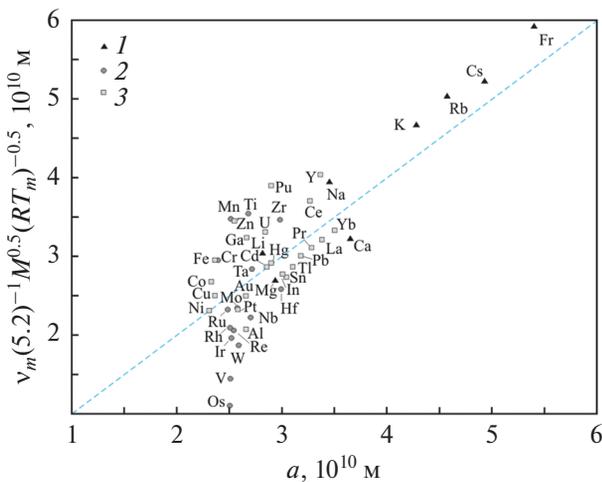


Рис. 3. Связь нормированной кинематической вязкости $v_m(5.2)^{-1}M^{0.5}(RT_m)^{-0.5}$ жидких металлов с размером атомов a – штриховая линия; $R_{adj}^2 = 0.69$; 1 – щелочные и щелочноземельные металлы, 2 – тугоплавкие металлы, 3 – металлы III, X–XIV групп.

импульса на два порядка выше скорости переноса массы.

Заметим, что постоянные коэффициенты C_1 и C_2 представляют собой безразмерные величины кинематической вязкости ν^* и коэффициента самодиффузии D^* при температуре плавления, которые были рассмотрены Розенфельдом [23]. В работе [24] показано, что атомный транспорт связан с избыточной молярной энтропией S (Дж K^{-1} моль $^{-1}$), которая равна разности энтропии системы и энтропии эквивалентного идеального газа. В частности, для безразмерного коэффициента диффузии и динамической вязкости получены линейные соотношения [25]

$$D^* \approx 0.6e^{-0.8s},$$

$$\eta^* \approx 0.2e^{0.8s},$$

где $s = S/R$ – безразмерная избыточная энтропия. Из равенств $\eta^* = C_1 = 5.2$ (постоянный коэффициент для динамической и кинематической вязкости имеет одинаковые значения 5.2) и $D^* = C_2 = 0.035$ получаем значения безразмерной избыточной энтропии при температуре плавления 4.1 и 3.6 соответственно. Эти значения близки к расчетным значениям, которые находятся примерно в интервале от 4 до 5 для точки затвердевания простой жидкости [22].

Из уравнений (9) и (10) также следует, что кинематическая вязкость и коэффициент самодиффузии должны снижаться с увеличением размера колеблющихся частиц и с уменьшением их массы. Однако использовать напрямую численные данные для кинематической вязкости ν_m и коэффициента самодиффузии D_m нельзя, поскольку каждый металл обладает индивидуальным набором значений физических величин a , m и T_m .

Для того чтобы выделить влияние размера атомов на кинематическую вязкость, с помощью формулы (9) приведем кинематическую вязкость к единице физической величины, в которую входят масса атомов и температура плавления

$$\frac{\nu_m}{5.2} \sqrt{\frac{M}{RT_m}} \tag{11}$$

Нормированная кинематическая вязкость (11) имеет размерность длины и связана с размером атомов линейным соотношением

$$\frac{\nu_m}{5.2} \sqrt{\frac{M}{RT_m}} = a.$$

На рис. 3 представлена зависимость нормированной кинематической вязкости от размера атомов a . В целом вязкость жидких металлов растет с увеличением размера атомов с коэффициентом детерминации $R_{adj}^2 = 0.69$, однако эта связь сильно различается для разных групп металлов. Так, вязкость наиболее тесно связана с размером атомов у

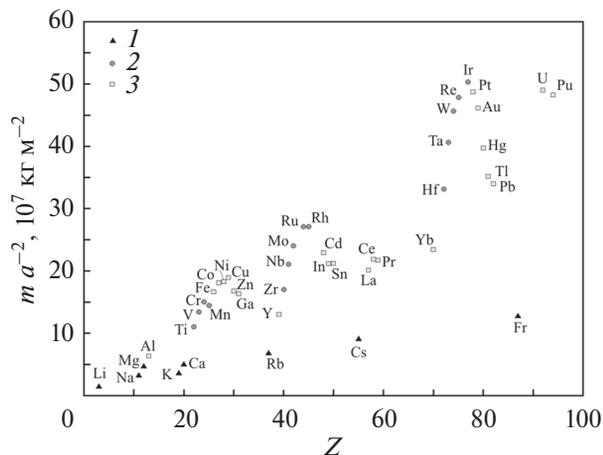


Рис. 6. Масса на единицу поверхности ma^{-2} в зависимости от атомного номера Z металлических элементов различных групп: 1–3 – см. рис. 3.

связи получены еще более высокие скорректированные коэффициенты детерминации по сравнению с кинематической вязкостью. Например, связь нормированного коэффициента самодиффузии $D_m(0.035)^{-1}(k_B T_m)^{-0.5}$ жидких металлов с размерно-массовым фактором $am^{-0.5}$ определяет коэффициент детерминации $R_{adj}^2 = 0.97$.

Диаметр и масса кластера зависят от числа атомов [26]. Изменение относительного размерно-массового фактора кластера, т.е. отношение размерно-массового фактора кластера F_k к размерно-массовому фактору атома F_a , в зависимости от числа атомов в кластере n показано на рис. 7. Видно, что с увеличением числа атомов в кластере относительный размерно-массовый фактор снижается. Отсюда можно сделать вывод, что при фиксированной температуре кинематическая вязкость и коэффициент самодиффузии будут снижаться с увеличением размера кластера.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе экспериментальных данных для жидких металлов при температуре плавления показано, что кинематическая вязкость и коэффициент самодиффузии увеличиваются с ростом размера атомов и уменьшением их массы. Для того чтобы выделить влияние размера (массы) атомов, кинематическая вязкость или коэффициент самодиффузии приводятся к единице физической величины, в которую входят масса (размер) атомов и температура плавления. Обнаружено, что масса атомов более тесно связана с кинематическими свойствами металлической жидкости, чем размер атомов.

Для анализа кинематических свойств жидкости предложено использовать поверхностную плот-

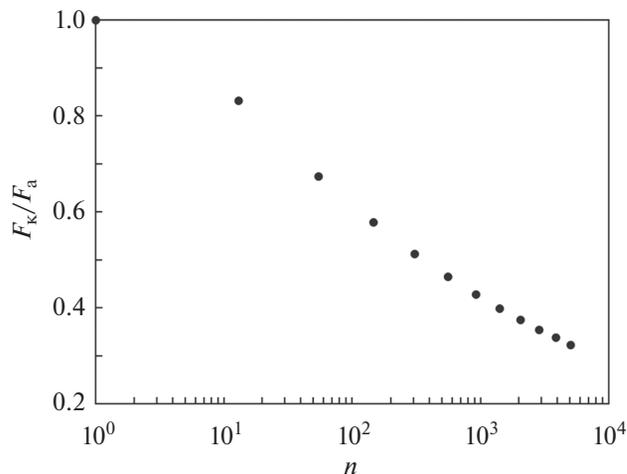


Рис. 7. Зависимость относительного размерно-массового фактора F_k/F_a от числа атомов в кластере n .

ность ρ_s , которая равна удельной массе атомов (на единицу поверхности), и размерно-массовый фактор $\rho_s^{-0.5}$, равный отношению размера атома к корню квадратному из его массы. Связь кинематической вязкости и коэффициента самодиффузии с размерно-массовым фактором характеризует скорректированный коэффициент детерминации, значение которого больше 0.90. Показано, что с увеличением размера кластеров снижаются кинематическая вязкость и коэффициент самодиффузии жидкости. Из безразмерных кинематических величин определена безразмерная избыточная энтропия при температуре плавления, которая близка к расчетным значениям для точки затвердевания простой жидкости.

Работа выполнена в рамках государственной работы FEUZ-0836-0020.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975. 592 с.
2. Бельтюков А.Л., Олянина Н.В., Ладьянов В.И. Температурная и концентрационная зависимости вязкости расплавов Co–Si // ТВТ. 2019. Т. 57. № 1. С. 47.
3. Хуснутдинов Р.М., Мокишин А.В., Бельтюков А.Л., Олянина Н.В. Вязкость расплава кобальта: эксперимент, моделирование и теория // ТВТ. 2018. Т. 56. № 2. С. 211.
4. Чикова О.А., Цепелев В.С., Московских О.П. Оценка параметров микрогетерогенной структуры металлических расплавов из результатов вискозиметрического эксперимента на основе представлений теории абсолютных скоростей реакций // ЖФХ. 2017. Т. 91. № 6. С. 925.
5. Гельцинский Б.Р., Мирзоев А.А., Воронцов А.Г. Вычислительные методы микроскопической теории

- металлических расплавов и нанокластеров. М.: Физматлит, 2011. 200 с.
6. Физика простых жидкостей / Под ред. Темперли Г., Роулинсона Дж., Рашбрука Дж. Ч. 1, 2. М.: Мир, 1971–1973.
 7. *De With G.* Liquid-state Physical Chemistry. Fundamentals, Modeling, and Applications. Weinheim: Wiley-VCH, 2013. 526 p.
 8. *Глестон С., Лейдлер К., Эйринг Г.* Теория абсолютных скоростей реакции. Кинетика химических реакций, вязкость, диффузия и электрохимические явления. М.: ГИИЛ, 1948. 584 с.
 9. *Lindemann F.A.* Über die Berechnung molekularer Eigenfrequenzen // *Phys. Z.* 1910. Bd. 11. S. 609.
 10. *Andrade E.N. da C.* A Theory of the Viscosity of Liquids – Part 1 // *Phil. Mag.* 1934. V. 17. P. 497.
 11. *Iida T., Guthrie R., Isac M., Tripathi N.* Accurate Predictions for the Viscosities of Several Liquid Transition Metals, Plus Barium and Strontium // *Metall. Mater. Trans.* 2006. V. 37B. P. 402.
 12. *Iida T., Guthrie R., Tripathi N.* A Model for Predictions of Self-diffusivities in Liquid Metals, Semimetals, and Semiconductors // *Metall. Mater. Trans.* 2006. V. 37B. P. 559.
 13. *Kaptay G.* A Unified Equation for the Viscosity of Pure Liquid Metals // *Metallkd.* 2005. V. 96. P. 24.
 14. *Mishra P.C., Mukherjee S., Nayak S.K., Panda A.* A Brief Review on Viscosity of Nanofluids // *Int. Nano Lett.* 2014. V. 4. P. 109.
 15. *Glyde H.R.* Relation of Vacancy Formation and Migration Energies to the Debye Temperature in Solids // *J. Phys. Chem. Solids.* 1967. V. 28. P. 2061.
 16. *Grimvall G., Sjödin S.* Correlation of Properties of Materials to Debye and Melting Temperatures // *Phys. Scripta.* 1974. V. 10. P. 340.
 17. *Lawson A.C.* Physics of the Lindemann Melting Rule // *Phil. Mag.* 2009. V. 89. P. 1757.
 18. *Iida T., Guthrie R.I.L.* The Thermophysical Properties of Metallic Liquids. Oxford: University Press, 2015. 586 p.
 19. *Stewart G.R.* Measurement of Low Temperature Specific Heat // *Rev. Sci. Instrum.* 1983. V. 54. P. 1.
 20. *Greenwood N.N., Earnshaw A.* Chemistry of the Elements. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1998. 1343 p.
 21. *Longuet-Higgins H.C., Pople J.A.* Transport Properties of a Dense Fluid of Hard Spheres // *J. Chem. Phys.* 1956. V. 25. P. 884.
 22. *Hover W.G., Ree F.H.* Melting Transition and Communal Entropy for Hard Spheres // *J. Chem. Phys.* 1968. V. 49. P. 3609.
 23. *Rosenfeld Y.* Relation between the Transport Coefficients and the Internal Entropy of Simple Systems // *Phys. Rev. A.* 1977. V. 15. P. 2545.
 24. *Dzugutov M.* A Universal Scaling Law for Atomic Diffusion in Condensed Matter // *Nature.* 1996. V. 381. P. 137.
 25. *Rosenfeld Y.* A Quasi-universal Scaling Law for Atomic Transport in Simple Fluids // *J. Phys.: Condens. Matter.* 1999. V. 11. P. 5415.
 26. *Poole C.P. Jr., Owens F.J.* Introduction to Nanotechnology. New Jersey: John Wiley & Sons, 2003. 388 p.

УДК 536.2:536.3

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ СВОЙСТВ ОТЕЧЕСТВЕННЫХ МУЛЛИТОКОРУНДОВЫХ КОМПОЗИТОВ

© 2021 г. В. В. Черепанов*

*Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия**E-mail: vvcherepanov@yandex.ru

Поступила в редакцию 02.07.2020 г.

После доработки 20.08.2020 г.

Принята к публикации 14.10.2020 г.

Для перспективного класса новейших высокотемпературных композиционных материалов, состоящих из муллитокорундовых волокон, проведено опирающееся на имеющиеся экспериментальные данные математическое моделирование спектрально-кинетических, тепло- и электрофизических характеристик, плохо поддающихся экспериментальному определению. Модель, основанная на концепции представительного элемента, позволяет учитывать не только структурные закономерности материалов, теплофизические и электрические свойства образующих веществ, но и особенности (в частности, анизотропию) излучения в их объеме, а также широкий спектр внешних условий. После настройки модели на данные эксперимента (теплофизического или спектрального) удается рассчитать необходимые характеристики материалов в целом, исследовать физические процессы, протекающие в гетерогенных высокопористых структурах на различных пространственных и временных масштабах. В данном исследовании модель настраивалась на опубликованные результаты теплофизического эксперимента, что позволило для широкого диапазона температур установить ключевые параметры учета кооперативных эффектов при взаимодействии с электромагнитным излучением фрагментов материала. Получены новые важные данные о теплопроводности материалов, ее кондуктивной и радиационной компонент, теплоемкости, удельного электрического сопротивления и диэлектрической проницаемости. Проведено исследование в области внешних условий, для которой эксперимент существенно затруднен, даны конкретные рекомендации в отношении оптимизации свойств материалов. Результаты работы наглядно показывают эффективность математического материаловедения как инструмента, существенно расширяющего возможности экспериментальных методов.

DOI: 10.31857/S0040364421030017

ВВЕДЕНИЕ

Легкие ультрапористые волокнистые материалы достаточно давно применяются в производстве аэрокосмических летательных аппаратов. Это высокотемпературные композиционные материалы с матрицей из супертонких волокон оксидов SiO_2 , Al_2O_3 , TaO_2 , ZrO_2 , MgO , которые ранее активно исследовались и использовались для решения проблем теплозащиты. Однако к современным материалам предъявляются значительно более высокие требования. Они должны обладать высокой жаропрочностью (не ниже 1700°C), термостойкостью, химической стойкостью, прежде всего, к окислению. При этом волокна в достаточных количествах должна быть способна производить отечественная промышленность. Возможности традиционно применяемых для теплозащиты материалов, созданных на базе минеральных волокон и тугоплавких стекол, ограничивались обычно температурой использования до 1450°C . Поэтому важным этапом работ в этом направлении явилось создание в ВИАМ высоко-

температурного материала ТЗМК-1700 с рабочей температурой до 1700°C [1]. Этот материал не обладал гибкостью и был получен по так называемой бумажной технологии, как и материалы ТЗМК-10 и ТЗМК-25, использованные ранее при производстве многоразового космического корабля “Буран”, т.е. представлял собой стохастическую систему дискретных волокон. Однако он был изготовлен из нового муллитокорундового волокна ВВД-82, технология производства которого была специально разработана там же [2]. Волокна этого типа в химическом отношении состоят из оксидов алюминия и кремния с процентным соотношением $[\text{Al}_2\text{O}_3] : [\text{SiO}_2] = 8 : 2$. Их основу образуют вытянутые ограниченные зерна муллита $(3(\text{Al}_2\text{O}_3) - 2(\text{SiO}_2))$, основная фаза, структура шпинели, а также небольшое количество относительно крупных зерен Al_2O_3 , преимущественно в δ -фазе. В волокнах также присутствует малое количество остаточного SiO_2 , не принявшего участие в процессе кристаллизации муллита в первично аморфных заготовках волокон на этапе их обжига при темпе-

ратуре 1350°C. Муллитокорундовое волокно обладает высокой термической, химической стойкостью, гибкостью и относительно невысокой массовой плотностью 230–290 кг/м³. Характеристическое отношение l/d длины волокна к его диаметру может варьироваться в достаточно широком диапазоне от 100 до 500, что открыло возможность создания из них нетканых гибких волокнистых материалов, нитей и шнуров. Это обстоятельство было весьма весомым в связи с имевшейся необходимостью качественной облицовки и теплозащиты в аэрокосмических аппаратах поверхностей и изделий сложной формы. Поэтому к 2014 г. в ВИАМ были разработаны теплозащитные волокнистые материалы в виде матов различной толщины, плотности и гибкости с рабочей температурой до 1750°C. Это материалы ВТИ – 19, 16, 16У, 20, 21, имевшие массовую плотность 100, 130, 180, 200, 300 кг/м³ и радиус изгиба 140, 140, 400, 350, 350 мм соответственно [3, 4]. Также были разработаны градиентные материалы на их основе и создано экспериментальное оборудование для оценки теплопроводности этих материалов в области температур до 1300°C [5].

Однако соответствующие рецептуры в практическом материаловедении традиционно подбираются экспериментально. Многие важные физические свойства как уже полученных, так и перспективных материалов оставались неопределенными. К сожалению, это утверждение в значительной мере остается справедливым применительно ко многим высокопористым высокотемпературным материалам. Глобальная неравномерность, неоднородность и анизотропия гетерогенных высокопористых волокнистых материалов существенно сужают круг возможных подходов к адекватному математическому моделированию их структуры и свойств. В то же время такие системы локально регулярны [6]. Это позволяет выбирать регулярные представительные элементы в системе, описывать их свойства и на этой основе проводить расчеты в отношении как отдельных аспектов проблемы [7–12], так и широкого комплекса важнейших свойств материала в целом.

Следует отметить, что развитый в [6, 8] имитационный подход к моделированию гетерогенных неметаллических высокопористых материалов на основе стохастической системы регулярных представительных элементов, причем не только ортогональных, до сих пор не имеет альтернативы по своим возможностям и точности. Основные принципы построения уже имеющихся моделей указанного типа заключаются в следующем.

- Материал заменяется стохастической системой представительных элементов, которые генерируются и обрабатываются последовательно.
- При моделировании учитываются массовая плотность, анизотропия и статистические зако-

номерности структуры материала, а также физические свойства веществ, образующих его фрагменты.

- Конвекция, наличие инородных включений обычно не учитываются.
- Характеристика каждого нового представительного элемента определяется с учетом свойств ранее сгенерированной последовательности элементов.
- Оптические свойства образующих фрагменты материала веществ должны удовлетворять соотношениям Крамерса–Кронига [13].
- Радиационная теплопроводность рассчитывается в диффузно-транспортном приближении, в котором спектральные оптические коэффициенты поглощения и рассеяния определяются из математической модели локальных спектральных свойств.
- Представительные элементы в локально-спектральной модели освещаются независимо с учетом возможной анизотропии интенсивности излучения. Она может определяться из решения кинетических задач переноса излучения или задаваться *a priori* модельными зависимостями.

- Взаимодействие фрагментов материала с электромагнитным излучением описывается в рамках теории Ми и ее следствий. Результаты расчета по теории Ми должны при необходимости вносить поправки на кооперативные эффекты.

Безусловно, представленное выше описание весьма сложной математической модели, точнее системы моделей (поскольку речь идет об описании целого ряда процессов, происходящих в гетерогенных системах на различных пространственных и временных масштабах), является исключительно схематичным и, конечно, не может считаться удовлетворительным. Однако именно ее комплексный характер, наличие достаточно обширного материала по физическому и математическому обоснованиям модели, опыту ее применения в уже опубликованных работах делают, по мнению автора, подробное описание модели в данной статье, посвященной в первую очередь конкретным практическим вопросам теплофизики и математического материаловедения, излишним и нецелесообразным. Наиболее полно работы автора, посвященные вопросам моделирования гетерогенных материалов, частично прозрачных для электромагнитного излучения, представлены в списке литературы монографии [6].

При подготовке исследования в имеющихся инструментах было по возможности уменьшено число ключевых параметров модели, а также проведена их адаптация к широкому кругу исходных данных, которые доступны в электронном формате. По данным разработчиков, материалы из волокон ВВД-82 обладают термической стойкостью до $T = 1750^\circ\text{C}$, поэтому интерес представля-

ли прежде всего их теплофизические характеристики для температур, превышающих 1300°C , максимальные в эксперименте. Кроме того, имеющиеся модели позволяют рассчитывать свойства материала в атмосфере различного состава при различных давлениях. Также с точки зрения возможности оптимизации материалов интерес представляло влияние на свойства композитов соотношения долей компонент бинарной системы $\text{Al}_2\text{O}_3\text{—SiO}_2$ в составе волокон [14].

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Предварительная настройка математической модели проводилась по данным о физических свойствах муллитокорундовых композитов, выполненных из волокон ВВД-82, которые представлены в работе [15]. Температурные зависимости данной работы получены экспериментально на установке [5] в воздухе при нормальном давлении.

В таблице представлены плотности и характеристические отношения l/d длины к диаметру муллитокорундовых волокон ВВД-82 и волокон из очищенного аморфного кварца, использованных в материалах ТЗМК. Эти значения являются средними для опытных партий, полученных при производстве.

При моделировании материалов из ВВД-82 применялось распределение волокон по диаметрам [15], длины волокон определялись по диаметрам через характеристическое отношение из таблицы. Удельные теплоемкости муллита для разных температур взяты из [16, 17]. При моделировании использовались варианты этих зависимостей без фазовых переходов, что соответствует высокому темпу нагревания или охлаждения, как правило, наблюдаемому в условиях эксплуатации аэрокосмических изделий. Аналогичные данные по теплопроводности взяты из [18].

Спектры оптических постоянных — показателей преломления n и поглощения k муллита можно найти в работах [19, 20] и на рис. 1. Как известно, поведение материальных коэффициентов электромагнитной теории, в частности оптических постоянных, не является независимым и согласовано через фундаментальные соотношения Крамерса—Кронига [13]. Оптические постоянные достаточно слабо реагируют на изменение внешних условий по сравнению с другими характеристиками веществ. Такие электрофизические спектрально зависимые величины, как относительная диэлектрическая проницаемость ϵ и удельное электрическое сопротивление ρ_e , являются вторичными — их значения определяются по n и k с помощью известных соотношений.

Свойства волокон разного типа [15]

Свойства волокна	Вид волокна	
	муллитокорундовое	кварцевое
Плотность, г/см^3	2.91	2.24
Характеристическое отношение l/d	272	295

Исследование влияния на свойства композитов SiO_2 и Al_2O_3 в составе волокон требует определения спектральных, тепло- и электрофизических свойств материала волокон каждого состава. Процесс подготовки моделирования становится при этом неоправданно трудоемким. Поэтому для оценки влияния состава волокон на свойства композиционный материал моделировался бинарной системой, состоящей из кварцевых и корундовых волокон, взятых в разных объемных долях. В расчетах использовались удельные теплоемкости корунда и аморфного кварца из работ [16, 17] и [21, 22] соответственно. Теплопроводности этих веществ взяты из [18, 21], а оптические постоянные — из [19, 20, 23–26].

В качестве связующего при изготовлении материалов из волокон ВВД-82 использовалась специально подобранная эмульсия ПВА. Однако ее пленка почти полностью устранялась возгонкой уже при температуре 110°C , что существенно уменьшало долю исходного связующего в материале. Тем не менее оказалось, что произведен-

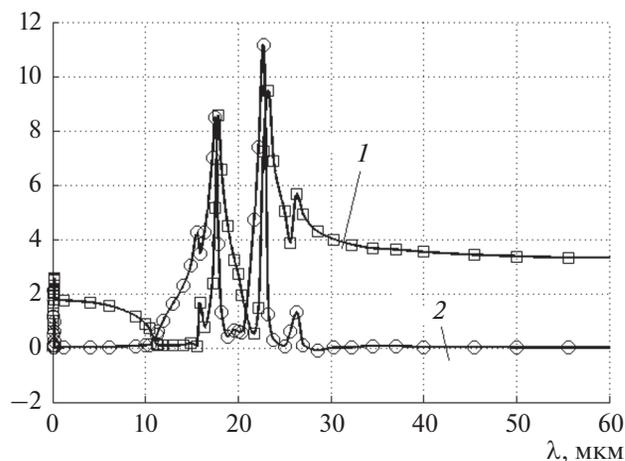


Рис. 1. Спектры показателей преломления n (1) и поглощения k (2) муллита [19, 20].

ные маты композиционных материалов лишь незначительно теряли в гибкости и прочности после термических нагрузок, что говорило о формировании в них химических связей между волокнами. Поэтому при моделировании теплофизических свойств в качестве связующего волокон рассматривался муллит. Параметры эффективной области контакта между волокнами подбирались в соответствии с рекомендациями [6]. Далее приводятся результаты расчета характеристик волокнистых материалов в вакууме или атмосфере воздуха, характеристики которого для разных температур и давлений взяты из [27].

Учтено наличие стадии дополнительного механического уплотнения матов из ВВД-82 при их производстве. Для этого в модели использованы значения $a_1 = a_2 = 2.8$, $a_3 = 1$ показателей анизотропии (внешний тепловой поток предполагался в третьем координатном направлении), превышающие аналогичные величины для материалов ТЗМК ($a_1 = a_2 = 1.8$).

При определении физических характеристик материала с ними ассоциируются средние значения, рассчитанные для системы генерируемых последовательно представительных элементов. Для расчета характеристик отдельных представительных элементов используются эквивалентные схемы термических, электрических и диэлектрических соединений [6, 8]. Но разработанный для реализации математической модели пакет программ допускает обращение в режиме как спектральных, так и интегральных по спектру вычислений. В спектральном режиме для заданной длины волны рассчитываются коэффициенты поглощения и рассеяния излучения, показатель анизотропии при однократном рассеянии излучения, транспортный коэффициент диффузии излучения, индикатриса рассеяния, значения диэлектрической проницаемости и удельного электросопротивления материала. В основу такого расчета закладываются спектральные свойства образующих веществ. В интегральном режиме обращения рассчитываются эффективные теплопроводность, ее радиационная и кондуктивная компоненты, теплоемкость, диэлектрическая проницаемость и удельное электрическое сопротивление. В этих расчетах в качестве диэлектрической проницаемости и удельного электрического сопротивления образующих волокна веществ использовались их эффективные спектральные значения. Эффективные спектральные значения $\langle \varphi \rangle$ некоторой величины φ и радиационная теплопроводность λ_r определялись из соотношений [6, 8]

$$\langle \varphi(\lambda) \rangle = \frac{4k^3}{h^2 c^3} T^3 \left(\int_0^1 \varphi^*(u) f_1(u) du + \int_0^1 \tilde{\varphi}(\tau) \tilde{f}_1(\tau) d\tau \right),$$

$$\lambda_r(T) = \frac{20\sigma T^3 n_g^2}{\pi^4} \left(\int_0^1 \frac{1}{\alpha_\lambda + \beta_\lambda^*} f_2(u) du + \int_0^1 \frac{1}{\alpha_\lambda + \beta_\lambda^*} \tilde{f}_2(\tau) d\tau \right), \quad f_1(u) = u^3 (e^u - 1)^{-1}, \quad (1)$$

$$\tilde{f}_1(\tau) = \tau^{-5} (e^{1/\tau} - 1)^{-1}, \quad f_2(u) = u^4 e^{-u} (1 - e^{-u})^{-3},$$

$$\tilde{f}_2(\tau) = \tau^{-6} e^{-1/\tau} (1 - e^{-1/\tau})^{-3}, \quad u = \frac{h\nu}{kT} = \frac{hc}{\lambda kT} = \frac{1}{\tau},$$

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c_0^2}.$$

Здесь σ – постоянная Стефана–Больцмана; c_0 , c – скорости света в вакууме и в среде; λ и ν – длина волны и частота излучения; n_g – показатель преломления газа в порах; α и β^* – спектральный коэффициент поглощения и спектрально-транспортный коэффициент рассеяния излучения материала. Практически усреднение спектральных величин проводилось по равновесному спектру, отвечающему рассматриваемой температуре. Тем самым в эффективные физические свойства веществ, образующих фрагменты элементов объема, вводится зависимость от температуры.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Применение для расчета рассеяния фрагментами материала теории Ми вносит погрешность в результаты моделирования, обусловленную пренебрежением взаимным влиянием фрагментов при их взаимодействии с электромагнитным излучением. В качестве эффективного инструмента компенсации такой погрешности в [6] предложено использовать для спектральных сечений, или эффективностей рассеяния, полученных в рамках теории Ми, корректирующий множитель C_s , величина которого определяется по имеющимся экспериментальным данным. Так, при наличии данных спектрального характера величина C_s будет спектральной функцией, при наличии данных, зависящих от температуры, – функцией температуры.

В [6] дана физическая интерпретация коэффициента C_s . Эта величина может использоваться как мера эффективного числа слоев волокон, последовательно расположенных в материале в направлении падения электромагнитного излучения, совместно участвующих в процессе его рассеяния. Так, в данном случае при настройке модели на экспериментальные данные [15] о температурной зависимости полной теплопроводности материалов из волокна ВВД-82 при атмо-

сферном давлении получена зависимость $C_s(T)$, представленная на рис. 2. При относительно низких температурах максимум электромагнитного волнового спектра, весьма близкого в волокнистых материалах к равновесному, приходится на волны, длина которых существенно превышает диаметры волокон материала. Каждое из волокон-рассеивателей слабо деформирует поле волны, поэтому сразу несколько последовательных слоев волокон взаимодействуют с практически идентичным падающим полем. Значения коэффициента C_s в этом случае превышают единицу и показывают число таких слоев. При повышении температуры максимум излучения, формирующегося в объеме материала, приходится на все более короткие волны, длина которых сначала приближается, а затем становится меньше диаметра волокон. В этом случае поведение волн начинает, как известно, во все большей степени походить на поведение потока фотонов. Волокна материала перекрывают последующие на пути распространения излучения, уменьшая их эффективное сечение рассеяния. Коэффициент C_s становится меньше единицы.

Поскольку фрагменты волокнистых материалов рассматриваемого типа распределены и ориентированы хаотично, вряд ли стоит ожидать возникновения кооперативных эффектов более сложного характера. Такие эффекты могут, в частности, появляться в сетчатых высокотемпературных материалах, которые наследуют структуру элементарных ячеек исходных материалов, используемых при их производстве, например, ретикулированного пенополиуретана. В них может возникнуть дополнительная кооперация фрагментов при их взаимодействии с электромагнитным излучением, обусловленная эффективной структурой таких ячеек. По этой причине в рассматриваемых волокнистых материалах дополнительное исследование кооперативных эффектов при взаимодействии электромагнитного излучения с их фрагментами нецелесообразно. Впрочем, это, конечно, лишь качественные рассуждения. Детальное изучение этих проблем составляет предмет специального и весьма непростого исследования, которое далеко выходит за рамки данной публикации.

Зависимость на рис. 2 легко экстраполируется в область относительно высоких температур, что позволяет проводить расчеты характеристик материала не только за пределами температурного диапазона 20–1300°C, перекрытого экспериментальными исследованиями, но также для других давлений или вообще для другого состава атмосферы. Связано это с тем, что коэффициенты, подобные C_s , слабо реагируют на состав атмосферы и ее давление в представляющих практический интерес ситуациях.

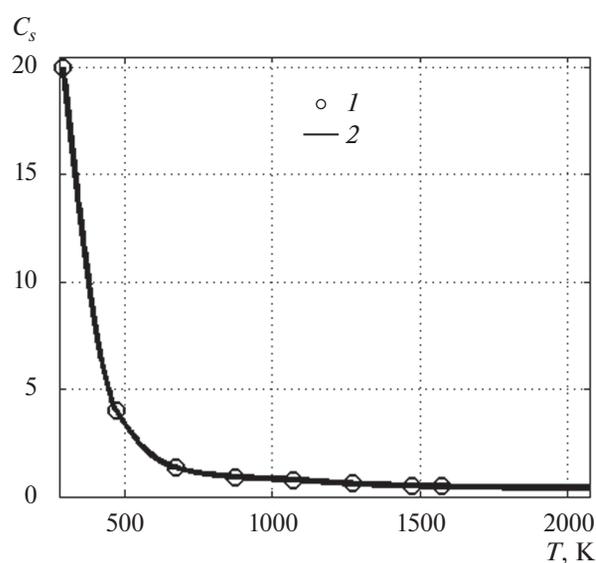


Рис. 2. Значения коэффициента C_s : 1 – при настройке модели на экспериментальные данные о полной теплопроводности [15], 2 – интерполяция и экстраполяция.

Опыт моделирования высокопористых высокотемпературных материалов показывает, что излучение в их объеме не является изотропным. Поэтому при моделировании муллитокорундовых материалов картина анизотропии излучения достаточно близка наблюдавшейся в материалах ТЗМК с наиболее близкой плотностью, поскольку в оптическом отношении эти классы материалов не сильно отличаются. Так, представленные ниже результаты расчета свойств наиболее гибкого муллитокорундового композита с эффективной плотностью $\rho_{ex} = 100 \text{ кг/м}^3$ получены с применением зависимости Хеньи–Гринштейна, как модели анизотропии локально-спектральной интенсивности излучения. В соответствии с рекомендациями [6], значение $\mu_{HG} = 0.4$ его параметра подобрано так, чтобы это значение показателя анизотропии модели интенсивности излучения совпадало бы с эффективным показателем анизотропии при однократном рассеянии излучения для всей системы сгенерированных при моделировании представительных элементов. Данное значение несколько превышает величину $\mu_{HG} = 0.33$, которая, как было установлено ранее, в наилучшей степени характеризовала анизотропию излучения в материале ТЗМК-10 с эффективной плотностью $\rho_{ex} = 144 \text{ кг/м}^3$. Повышение плотности рассеивателей в полупрозрачной гетерогенной среде уменьшает степень анизотропии излучения в ней. Этот вывод подтверждается недавними исследованиями картины излучения в кварцевой керамике различной пористости и ульт-

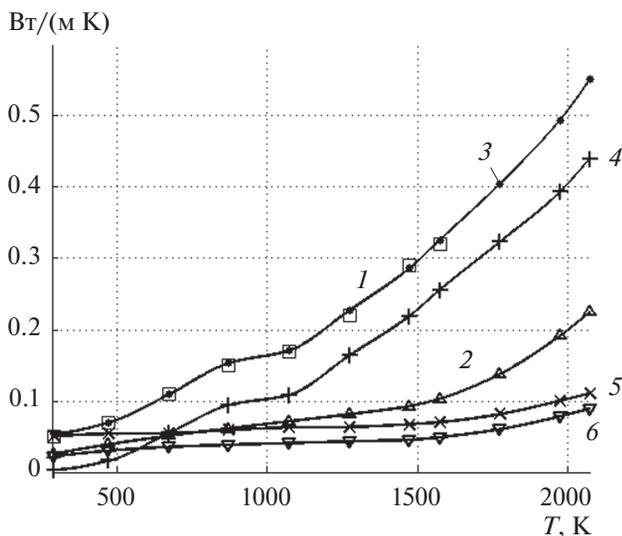


Рис. 3. Значения эффективных теплопроводностей композита из волокон ВВД-82 с $\rho = 100 \text{ кг/м}^3$ в зависимости от температуры ($P = 1 \text{ атм}$, воздух): 1 – полная теплопроводность λ_{Σ} , эксперимент [15], 2 – теплопроводность воздуха [27]; расчет: 3 – полная λ_{Σ} , 4 – радиационная λ_r , 5 – кондуктивная λ_c , 6 – прасоловская λ_p .

трапористых сетчатых материалах на основе стеклогуглерода [28, 29].

На рис. 3 и 4 представлены температурные зависимости характеристик материала из волокон ВВД-82. Приведенные результаты получены для атмосферы воздуха с давлением $P = 1 \text{ атм}$. На

рис. 3 приведены рассчитанные зависимости полной теплопроводности композита, ее составляющих и некоторых вспомогательных характеристик системы. Поскольку модель настраивалась на эксперимент [15], на рисунке приведены также данные эксперимента.

Заметим, что рассчитанные значения являются характеристиками стохастической системы. Они получены на выборке порядка 5×10^3 представительных элементов. Получение более точного совпадения с экспериментом потребовало бы существенного увеличения объема их выборки и времени вычисления, однако с физической точки зрения такое достижение было бы достаточно сомнительным, поскольку экспериментальные данные получены с погрешностью, которая в работе [15] в достаточной мере не исследована.

Моделирование позволило расширить диапазон определения теплопроводности материала до температуры размягчения волокон, т.е. в область более высоких температур, где экспериментальные исследования провести не удалось. Теплопроводность λ_p эффективной среды, в которую погружены представительные элементы модели композита, определялась по известной формуле Прасолова [6]. Эта величина может существенно отличаться от теплопроводности газа в порах и, как следует из рис. 3, в рассматриваемом случае ближе к кондуктивной теплопроводности материала, чем к теплопроводности газа.

Температурные зависимости для объемной теплоемкости C_p (исследуемый материал на уста-

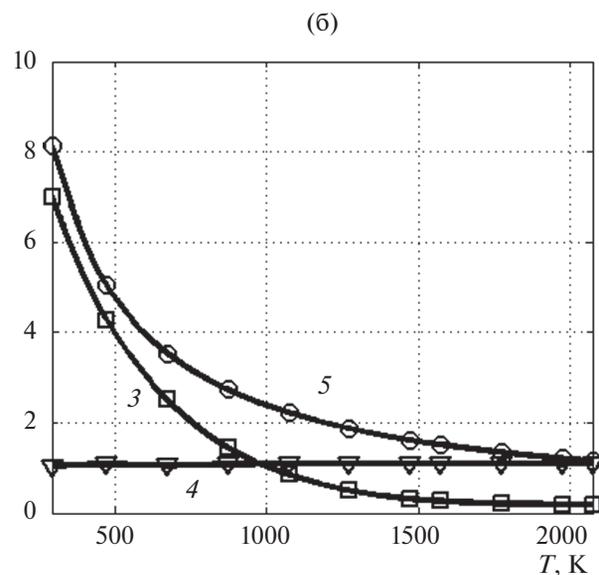
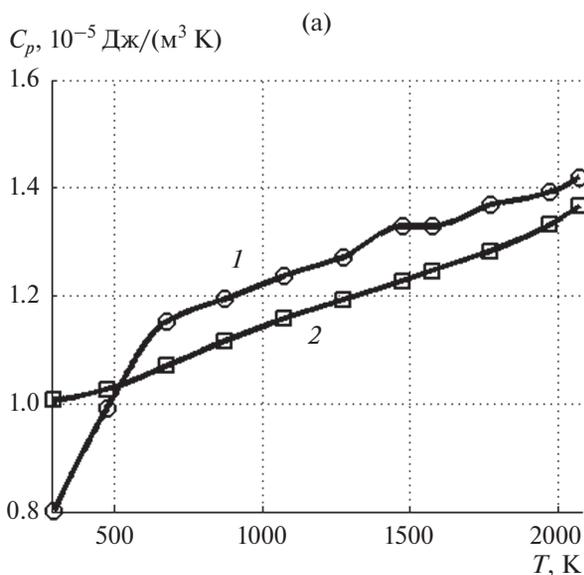


Рис. 4. Зависимость эффективных характеристик композита из ВВД-82 от температуры с $\rho = 100 \text{ кг/м}^3$, $P = 1 \text{ атм}$, воздух; (а) – теплоемкость C_p ; 1 – композит, 2 – воздух [27]; (б) 3 – удельное электрическое сопротивление постоянному току $10^{-9} \rho_e$ (Ом м), 4 – диэлектрическая проницаемость ϵ в электростатическом приближении; 5 – длина волны λ (мкм) максимума спектральной весовой функции f_2 из (1).

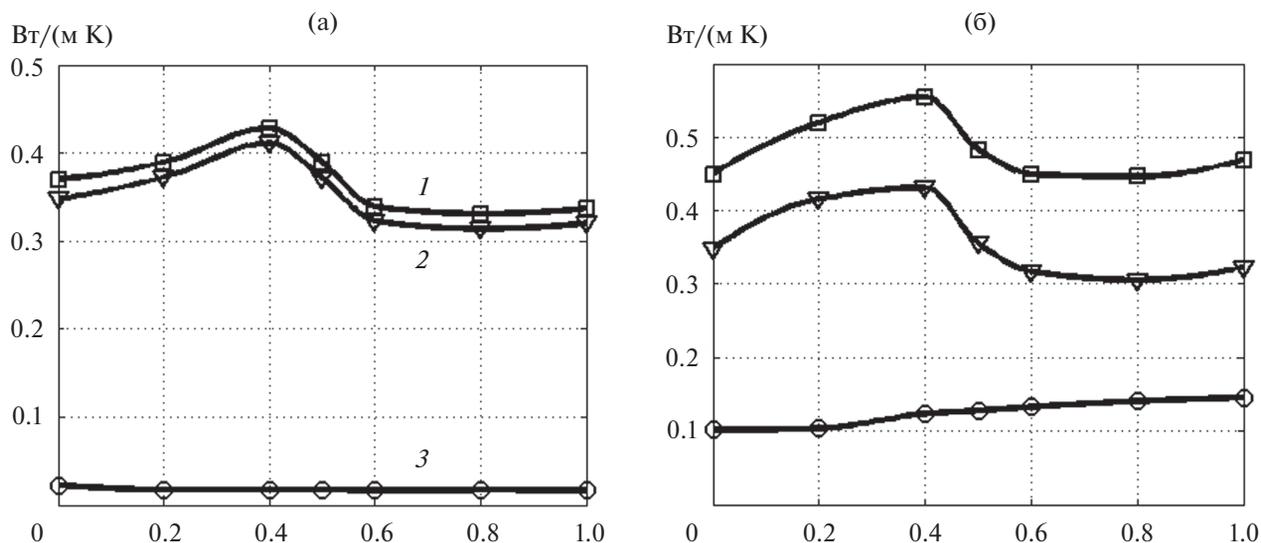


Рис. 5. Влияние объемной доли SiO_2 в составе волокон на теплопроводность композита с плотностью $\rho = 100 \text{ кг/м}^3$ при $T = 2000 \text{ К}$: 1 – λ_{Σ} , 2 – λ_r , 3 – λ_c ; (а) – $P = 10^{-12}$ атм, (б) – $P = 1$ атм (воздух).

новке [5] не изолирован от атмосферы), эффективной диэлектрической проницаемости ϵ в электростатическом приближении и удельного электрического сопротивления ρ_e постоянному электрическому току приведены на рис. 4.

Также на рис. 4б приводится зависимость от температуры длины волны максимума спектральной весовой функции f_2 , входящей в выражение (1) для радиационной теплопроводности. Из рис. 3, 4 следует важный с физической точки зрения вывод о том, что теплообмен в данном материале при высоких температурах обеспечивается главным образом излучением, а приращение теплоемкости – атмосферой.

На рис. 5 представлены зависимости характеристик композитов с плотностью $\rho = 100 \text{ кг/м}^3$ от объемной доли SiO_2 в составе волокон. Данные для атмосферного давления и вакуума $P = 10^{-12}$ атм соответствуют температуре $T = 1300 \text{ К}$. Зависимости для разных давлений получают одноподобные, хотя наличие атмосферы заметно повышает, как и следовало ожидать, кондуктивную составляющую теплопроводности. Однако моделирование показывает, что минимальные значения полной теплопроводности имеет композит с соотношением объемных долей $[\text{SiO}_2] : [\text{Al}_2\text{O}_3] = 8 : 2$ в составе волокон, которое обратно примененному при изготовлении волокна ВВД-82, согласно [2]. Причем этот результат устойчиво наблюдается как при нормальном давлении, так и в вакууме. Более того, в области объемной доли SiO_2 20–40% полная и радиационная теплопроводности близки к своим максимальным значениям, особенно при нормальном давлении. По-видимому, выбор отношения 2 : 8 для химического состава волокон

ВВД-82, разработанных в ВИАМ, был обусловлен не столько соображениями минимизации теплопроводности, сколько необходимостью получения определенного фазового состава волокон с целью достижения ими максимальной термической стойкости. Именно при таком или близком химическом составе доля муллита, образовавшегося в волокнах, оказывалась максимальной [14, 15].

На рис. 6 представлены зависимости характеристик перспективных композитов от коэффициента k_D , на который умножаются все значения диаметров, сгенерированные в соответствии с имеющимися структурными гистограммами [15]. Заметим, что подобное увеличение квазислучайных значений отражает фактически изменение абсолютной ширины диапазонов гистограммы и их границ. Эта процедура не изменяет соотношения протяженностей диапазонов гистограммы, а следовательно, и вероятность реализации случайных значений из каждого диапазона. При моделировании эффективная плотность модельной системы должна, конечно, иметь требуемое значение и приблизительно оставаться постоянной. Так, на рис. 6 отражены результаты исследования влияния диаметра муллитокорундовых волокон с химическим составом ВВД-82 на свойства системы с плотностью $\rho = 100 \text{ кг/м}^3$. Представленные зависимости соответствуют вакууму, хотя анализировались различные давления, $T = 1573 \text{ К}$, $\mu_{\text{HG}} = 0.35$. Все значения на графиках, кроме величин, соответствующих $k_D = 1$, относятся к некоторым гипотетическим материалам. На рис. 6а показаны зависимости от диаметра волокон различных теплопроводностей, а рис. 6б демонстрирует, как ведут себя удельное электрическое со-

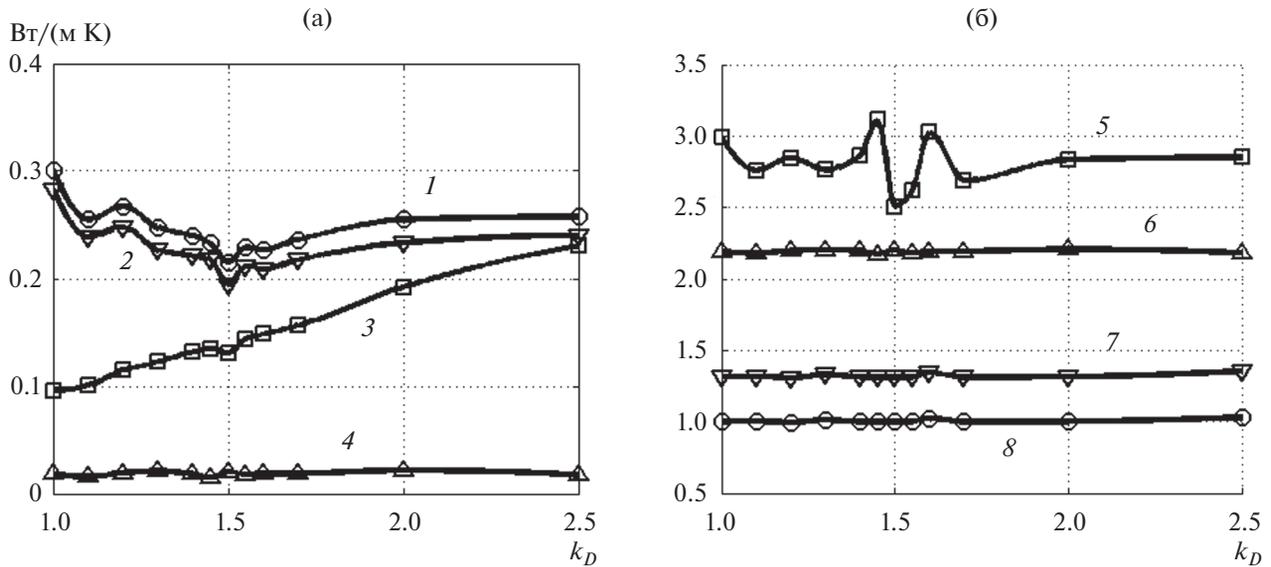


Рис. 6. Влияние толщины волокна ВВД-82 на характеристики муллитокорундового композита при $T = 1573 \text{ K}$, $\rho = 100 \text{ кг/м}^3$, $\mu_{\text{HG}} = 0.35$, вакуум $P = 10^{-8} \text{ атм}$: (а) 1 – λ_{Σ} , 2 – λ_p , 3 – $10^{16}\lambda_p$, 4 – λ_c ; (б) 5 – $10^{-8}\rho_e$, 6 – 2ϵ , 7 – $10^{-5}C_p$, 8 – $10^{-2}\rho_{\text{eff}}$.

противление, диэлектрическая проницаемость, удельная теплоемкость и эффективная массовая плотность модельной системы.

Значение эффективной плотности ρ_{eff} на рис. 6б показано для иллюстрации стабильности свойств генерируемых последовательностей представительных элементов и демонстрирует качество моделирования. Все величины на рис. 6б масштабированием сведены в общий диапазон. Как видно, моделирование показывает наличие чувствительности характеристик материалов,

прежде всего радиационной и полной теплопроводностей, по отношению к величине k_D . Полная теплопроводность λ_{Σ} имеет четко выраженный минимум. Увеличение диаметра волокон в 1.5 раза заметно повышает теплозащитные свойства композита, снижая его полную теплопроводность практически на четверть. Однако ценой таких трансформаций возможно ухудшение механической прочности, поскольку для поддержания постоянного значения эффективной плотности приходится заметно увеличивать диаметры пор.

Объем одной статьи не позволяет, к сожалению, представить все полученные результаты. Приведенными данными они не ограничиваются. В исследованиях рассматривались муллитокорундовые композиты различной плотности, структуры, анализировалось влияние на характеристики материалов ряда внешних условий. В частности, оказалось, что при плотности 260 кг/м^3 и выше поры материала перекрываются настолько, что это при определенных условиях может в значительной мере подавлять радиационную теплопроводность. Это хорошо видно по рис. 7, на котором для двух значений температуры показаны зависимости от эффективной плотности полной теплопроводности и ее составляющих для композитов из волокон ВВД-82. Кондуктивная теплопроводность этих материалов в вакууме практически не меняется при таком изменении температуры, поэтому на рис. 7 для нее приведена только одна зависимость.

Как видно, для температуры $T = 1000 \text{ K}$ радиационная теплопроводность при высокой плотности становится меньше кондуктивной составляю-

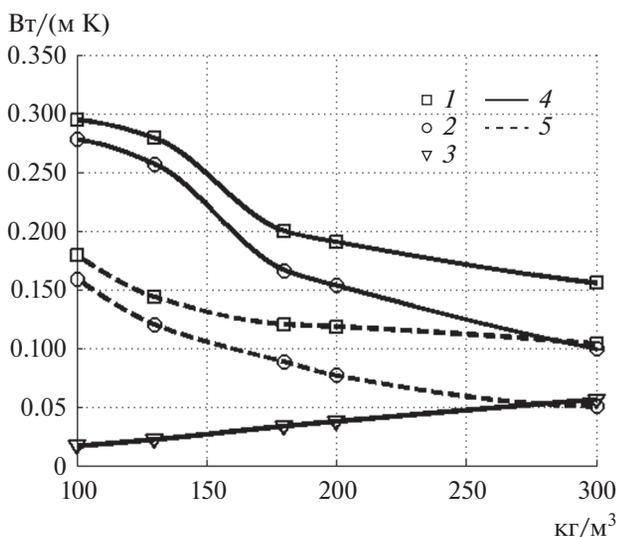


Рис. 7. Зависимости от плотности теплопроводности композитов из волокон ВВД-82 при $P = 10^{-8} \text{ атм}$ (вакуум): 1 – λ_{Σ} , 2 – λ_p , 3 – λ_c ; 4 – $T = 1000 \text{ K}$, 5 – 1500 K .

щей даже в вакууме. При наличии атмосферы имеющийся в порах и области контакта волокон газ дает еще больший вклад в увеличение теплопроводности за счет увеличения ее кондуктивной составляющей. Подобный эффект отмечался ранее в контактных областях волокнистых гетерогенных материалов [6] и может быть связан с более быстрым прогревом газа в непосредственной окрестности волокон.

При низкой плотности материала излучение в нем обладает, конечно, значительно более высокой проникающей способностью, в силу чего теплопроводность сильно реагирует на увеличение параметра $\mu_{\text{НГ}}$, характеризующего степень его направленности. Такой вариант поведения наблюдался и в ультрапористых сетчатых материалах на основе стеклоглугерода [29, 30]. В сравнительно плотных вариантах материала излучение достаточно быстро становится практически изотропным и роль анизотропии падающего излучения на теплоперенос не столь существенная. Подобное поведение наблюдалось в кварцевой керамике [28, 31]. Разработанные методы и программные инструменты позволяют проводить масштабные исследования полупрозрачных материалов и в других перспективных направлениях, в частности, исследовать влияние на свойства высокопористых композитов дополнительных наполнителей пор [32], особенностей структуры, внешних условий и т.д.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализирован класс перспективных высокотемпературных гетерогенных композиционных материалов, которые могут выпускаться в Российской Федерации в промышленных масштабах. Получены новые важные данные о таких материалах в области условий, где проведение экспериментов затруднено, исследованы характеристики и процессы, не поддающиеся экспериментальному исследованию. По результатам исследования даны некоторые рекомендации в отношении оптимизации свойств материалов. Разработанная система методов моделирования и программные инструменты подтвердили свою эффективность при исследовании физических характеристик высокопористых материалов, частично прозрачных для электромагнитного излучения, и гибкость в отношении настройки на имеющиеся типы исходных данных. Она открывает широкие перспективы для проведения ряда других исследований, представляющих практический интерес.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 20-08-00465).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Каблов Е.А., Щетанов Б.В., Ивахненко Ю.А., Балинова Ю.А. Перспективные армирующие высокотемпературные волокна для металлических и керамических композиционных материалов // *Авиационные материалы и технологии*. 2005. № 2. С. 3.
2. Геращенко Д.В., Балинова Ю.А., Тинякова Е.В. Керамические волокна оксида алюминия и материалы на их основе // *Стекло и керамика*. 2012. № 4. С. 32.
3. Каблов Е.Н., Бабашов В.Г., Бутаков В.В., Луговой А.А., Беспалов А.С., Варрик Н.М. Способ получения волокнистого теплоизоляционного материала. Патент на изобретение RU 2553870 С1, 20.06.2015.
4. Бабашов В.Г., Варрик Н.М. Высокотемпературный гибкий волокнистый теплоизоляционный материал // *Тр. ВИАМ. Электрон. науч.-техн. журн*. 2015. № 1. С. 3.
5. Каблов Е.Н., Щетанов Б.В., Бабашов В.Г., Луговой А.А. Стенд для качественной оценки теплоизоляционных свойств материалов. Патент на полезную модель RU 156904, 20.11.2015.
6. Алифанов О.М., Черепанов В.В. Методы исследования и прогнозирования свойств высокопористых теплозащитных материалов. М.: МАИ, 2014. 264 с.
7. Sampson W.W. Modelling Stochastic Fibrous Materials with Mathematica, Chemical Vapor Deposition. London: Springer Limited, 2009. 283 p.
8. Алифанов О.М., Черепанов В.В. Математическое моделирование высокопористых волокнистых материалов и определение их физических свойств // *ТВТ*. 2009. Т. 47. № 3. С. 463.
9. Tahir M.A., Tafreshi H.V., Hosseini S.A., Pourdeyhimi B. Modeling the Role of Microstructural Parameters in Radiative Heat Transfer Through Disordered Fibrous Media // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2010. V. 53. P. 4629.
10. Daryabeigi K., Cunnington G.R., Knutson J.R. Combined Heat Transfer in High-porosity High-temperature Fibrous Insulation: Theory and Experimental Validation // *J. Thermophys. Heat Transfer*. 2011. V. 25. P. 536.
11. Liu S., Chen W., Zhang Y. Design Optimization of Porous Fibrous Material for Maximizing Absorption of Sounds Under Set Frequency Bands // *Appl. Acoust.* 2014. V. 76. P. 319.
12. Palakurthi N.K., Konangi S., Ghia U., Comer K. Microscale Simulation of Unidirectional Capillary Transport of Wetting Liquid Through 3D Fibrous Porous Media: Estimation of Effective Pore Radii // *Int. J. Multiphase Flow*. 2015. P. 48.
13. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 664 с.
14. Торопов Н.А. Диаграммы состояния силикатных систем. Спр. Вып. 4. Тройные окисные системы. Л.: Наука, 1974. 514 с.
15. Бабашов В.Г. Гибкие высокотемпературные теплоизоляционные материалы на основе муллитокорундовых волокон. Дис. ... канд. техн. наук. М.: ВИАМ, 2015. 147 с.
16. Свойства индивидуальных веществ. Спр. изд. в 4-х т. / Под ред. Глушко В.П. Т. 3. Кн. 2. М.: Наука, 1981. 400 с.

17. *Hildmann B., Schneider H.* Heat Capacity of Mullite – New Data and Evidence for a High-Temperature Phase Transformation // *J. Amer. Ceram. Soc.* 2004. V. 87. P. 227.
18. *Materials Science and Engineering Handbook / Eds. Shackelford J.F., Alexander W.* 3d ed. Boca Raton–London–N.Y.–Washington: CRC Press LLC, 2001. 1928 p.
19. *Querry M.R.* Optical Constants. U.S. Army Chemical Research, Development, and Engineering Center Technical Report CRDC-CR-85034, Aberdeen Proving Ground, MD, 1985.
20. *Hagemann H.-J., Gudat W., Kunz C.* Optical Constants from the far Infrared to the X-ray Region: Mg, Al, Cu, Ag, Au, Bi, C, and Al₂O₃ // *J. Opt. Soc. Am.* 1975. V. 65. P. 742.
21. *Леко В.К., Мазурин О.В.* Свойства кварцевого стекла. Л.: Наука, 1985. 165 с.
22. Свойства индивидуальных веществ. Спр. изд. в 4-х т. / Под ред. Глушко В.П. Т. 2. Кн. 2. М.: Наука, 1979. 344 с.
23. *Rodriguez-de Marcos L.V., Larruquert J.I., Mendez J.A., Aznarez J.A.* Self-consistent Optical Constants of SiO₂ and Ta₂O₅ Films // *Opt. Matter. Express.* 2016. V. 6. P. 3622.
24. *Kischkat J., Peters S., Gruska B., Semtsiv M., Chashnikova M., Klinkmuller M., Fedosenko O., Mochulik S., Aleksandrova A., Monastyrnyi G., Florez Y., Masslenik W.T.* Mid-infrared Optical Properties of Thin Films of Aluminium Oxide, Titanium Dioxide, Silicon Dioxide, Aluminium Nitride, and Silicon Nitride // *Appl. Opt.* 2012. V. 51. P. 6789.
25. *Popova S., Tolstykh T., Vorobev V.* Optical Characteristics of Amorphous Quartz in the 1400–200 1/cm Region // *Opt. Spectrosc.* 1972. V. 33. P. 444.
26. *Kitamura R., Pilon L., Jonasz M.* Optical Constants of Silica Glass from Extreme Ultraviolet to far Infrared at near Room Temperature // *Appl. Opt.* 2007. V. 33. P. 8118.
27. *Варгафтик Н.Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 721 с.
28. *Миронов Р.А., Забелжайлов М.О., Русин М.Ю., Черепанов В.В., Бородай С.П.* Оптические свойства кварцевой керамики на основе данных о ее структуре // *ТВТ.* 2018. Т. 56. № 1. С. 41.
29. *Черепанов В.В., Шурик А.Г., Миронов Р.А.* Оптические свойства отечественного стеклоуглерода и его основы // *Оптика и спектроскопия.* 2020. Т. 126. № 4. С. 548.
30. *Алифанов О.М., Черепанов В.В., Шурик А.Г., Миронов Р.А.* Расчет характеристик композиционного сетчатого стеклоуглерода по экспериментально установленным оптическим свойствам его основы // *ИФЖ.* 2020. Т. 93. № 3. С. 732.
31. *Mironov R.A., Zababzhailov M.O., Cherepanov V.V., Rusin M.Yu.* Characterization of Siloxane-infiltrated Ceramics Microstructure by Spectral Scattering in the Near-infrared // *Infrared Phys. Technol.* 2019. V. 102. P. 1.
32. *Бабашов В.Г., Варрик Н.М., Карасева Т.А.* Применение аэрогелей для создания теплоизоляционных материалов (обзор) // *Тр. ВИАМ.* 2019. Т. 78. № 6. С. 32.

ТЕПЛОМАССОБМЕН И ФИЗИЧЕСКАЯ ГАЗОДИНАМИКА

УДК 536.248.2; 62-971

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ИСПАРИТЕЛЕ КОНТУРНОЙ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ С ПРЯМОУГОЛЬНЫМ ИНТЕРФЕЙСОМ

© 2021 г. М. А. Чернышева*, Ю. Ф. Майданик**

ФГБУН Институт теплофизики Уральского отделения РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: mariya@itp.uran.ru

**E-mail: maidanik@itp.uran.ru

Поступила в редакцию 10.12.2019 г.

После доработки 17.09.2020 г.

Принята к публикации 22.12.2020 г.

Рассматривается задача стационарного тепломассопереноса в цилиндрическом испарителе контурной тепловой трубы с тепловым интерфейсом, имеющим форму прямоугольного параллелепипеда, с источником тепла, расположенным на одной из его больших поверхностей. Проведено численное моделирование тепловых процессов в рассматриваемой системе при различных плотностях теплового потока. Получены данные о распределении температуры в испарителе и тепловом интерфейсе. Выполнен анализ температурной неоднородности на поверхности нагрева интерфейса и интенсивности испарения теплоносителя в пароотводные каналы испарителя.

DOI: 10.31857/S0040364421030029

ВВЕДЕНИЕ

Контурные тепловые трубы (КТТ) – это герметично-замкнутые, пассивные, двухфазные устройства, предназначенные для эффективной передачи тепла от горячего источника к холодному стоку даже при незначительной разнице температур между ними. КТТ работают по испарительно-конденсационному циклу. Прокачка теплоносителя в них осуществляется за счет капиллярного давления, создаваемого менисками пористой структуры (фитиля), которая в отличие от обычных тепловых труб размещается только в зоне подвода тепла [1, 2]. Основные функциональные преимущества контурных тепловых труб по сравнению с тепловыми трубами заключаются в том, что КТТ сохраняют работоспособность и высокую теплопередающую способность при любой ориентации в пространстве благодаря использованию специальных мелкопористых фитилей, способных создавать достаточно высокое капиллярное давление. Раздельные гладкостенные трубопроводы для потоков пара и жидкости (рис. 1), имеющие небольшой диаметр порядка 2–5 мм, за счет своей гибкости могут легко конфигурироваться в стесненных условиях, которые реализуются, например, в системах охлаждения электронных компонентов, таких как CPU, GPU и LED.

Испаритель, являясь ключевым элементом КТТ, во многом определяет работоспособность и эффективность этого устройства. Испаритель состоит из корпуса, фитиля, пароотводных каналов

и компенсационной полости, в которую поступает жидкость, вытесняемая из конденсатора, при запуске и работе КТТ [3]. Размеры испарителей и их конфигурация могут быть различны. В настоящее время активно разрабатываются и исследуются испарители четырех типов: цилиндрический, прямоугольный, плоскоовальный и дискообразный [4]. Выбор того или иного типа испарителя для конкретной технической задачи определяется исходя из ряда требований, предъявляемых к КТТ. В первую очередь, они касаются тепловых характеристик КТТ, их конфигурации и габаритных параметров. Помимо этого, к числу решающих требований относится обеспечение герметичности КТТ при высоких внутренних давлениях, которые могут иметь место при использовании низкотемпературных теплоносителей, например таких как аммиак, в рабочем диапазоне температур от 50°C и выше. В работе [5] отмечено, что испарители, имеющие достаточно большие плоские поверхности (от 8 см² и выше), весьма чувствительны к внутреннему давлению, которое может создавать теплоноситель при максимальной рабочей температуре охлаждаемых компонентов, достигающей 70–90°C. С этой точки зрения наиболее подходящими являются цилиндрические испарители, которые лучше противостоят внутреннему давлению и, кроме того, являются более простыми в изготовлении, чем плоские.

Вместе с тем, поскольку большинство тепловыделяющих объектов имеют плоскую термokon-

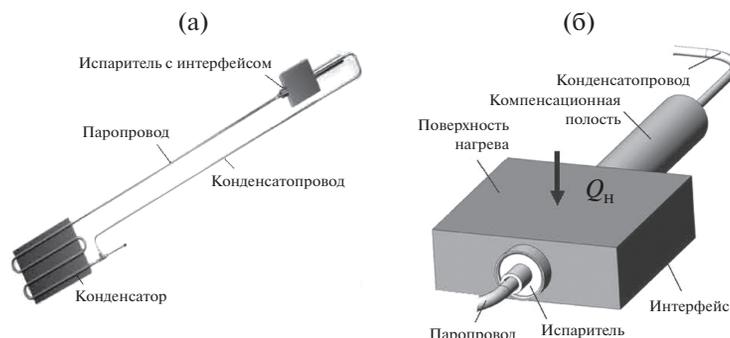


Рис. 1. Внешний вид КТТ (а) и схема цилиндрического испарителя с прямоугольным тепловым интерфейсом (б).

тактную поверхность, при использовании для их охлаждения контурной тепловой трубы с цилиндрическим испарителем возникает необходимость во вспомогательном элементе, обеспечивающем качественный тепловой контакт между ними. Этот дополнительный элемент сопряжения плоской поверхности горячего объекта и цилиндрической поверхности испарителя называется тепловым интерфейсом или “седлом”. При этом полное термическое сопротивление системы “тепловыделяющий объект – сток тепла” соответственным образом возрастает на величину термического сопротивления теплового интерфейса. Анализ опубликованных работ также показал, что остаются открытыми два вопроса. Первый из них касается однородности температуры на термоконтактной поверхности теплового интерфейса, поскольку от этого в конечном итоге зависит изотермичность охлаждаемого объекта. Второй вопрос: обеспечивает ли тепловой интерфейс достаточно равномерный подвод тепла к поверхности испарителя (что весьма важно для эффективной работы испарителя, а следовательно, и всей КТТ)?

В работе [6] представлена 3D-модель цилиндрического испарителя КТТ с медным седлом. Авторы рассмотрели различные геометрические конфигурации испарителя. Модель учитывает несимметричное распределение теплового потока на внешней поверхности испарителя КТТ. Результаты моделирования использовались для оптимизации конструкции формы седла с целью уменьшения его термического сопротивления, а также снижения температурных градиентов в испарителе и на поверхности нагрева седла. Авторы [7] рассмотрели задачу переноса тепла от теплового источника к цилиндрическому испарителю через медный тепловой интерфейс в форме прямоугольного параллелепипеда при одностороннем подводе тепла к его термоконтактной поверхности (рис. 1). Результаты моделирования показали, что при такой конфигурации интерфейса с односторонним нагревом имеет место неравно-

мерный подвод тепла к поверхности испарителя, величина которого увеличивается с ростом тепловой нагрузки. В [8] представлены результаты имитационного численного моделирования течения и сопряженного теплопереноса в трехмерной модели испарителя контурной тепловой трубы, установленной на спутнике TacSat-4. Корпус испарителя, выполненный из алюминиевого профиля сложной конфигурации, совмещал в себе функции и теплового интерфейса, и корпуса, в котором размещался фитиль цилиндрической формы. Тепло подводилось к большой стороне корпуса, так называемого “основания”, предназначенного для размещения на нем термостатируемого объекта. Получены данные о распределении плотности теплового потока, отводимого от основания в среднем поперечном сечении испарителя. Согласно полученным результатам, максимальное значение плотности теплового потока приходится на центр основания испарителя, т.е. напротив пароотводного канала, наиболее близко расположенного к поверхности нагрева.

Данная работа посвящена исследованию теплопереноса в системе “тепловой интерфейс – цилиндрический испаритель” для оценки степени неоднородности поля температур на термоконтактной поверхности теплового интерфейса, а также неравномерности подвода тепла к испарителю и теплообменных процессов в его зоне испарения.

ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается задача переноса тепла в объекте сложной геометрии, состоящем из теплового интерфейса в форме прямоугольного параллелепипеда и цилиндрического испарителя контурной тепловой трубы (рис. 1б). Тепловой интерфейс имеет центральное сквозное цилиндрическое отверстие, в которое встроен испаритель. Предполагается, что между испарителем и интерфейсом имеет место идеальный тепловой контакт, а длина зоны нагрева испарителя L_q равна длине интерфейса $L_{инт}$. Испаритель состоит из корпуса, па-

роотводных каналов, центрального канала и фитиля (рис. 2). Корпус представляет собой тонкостенную металлическую трубку, в которой размещен фитиль. В то время как интерфейс и корпус являются твердотельными сплошными элементами, фитиль, изготавливаемый из мелкого спеченного порошка, по своей структуре является пористым телом, проницаемым для жидкой фазы теплоносителя и не проницаемым для пара. Центральный канал полностью заполнен холодной жидкостью, что позволяет обеспечить равномерное по всей его поверхности впитывание жидкости в пористый материал, которая затем под действием капиллярных сил движется через фитиль в радиальном направлении к горячему корпусу испарителя. Здесь находится зона испарения, которая организована системой пароотводных каналов.

Согласно физической модели, охлаждаемый объект с постоянной мощностью тепловыделения Q_n располагается на одной из больших сторон теплового интерфейса, тогда как другие его стороны за счет естественной конвекции обмениваются теплом с окружающей средой, температура которой постоянна $T_{окр}$. Поток тепла от нагреваемой поверхности проникает через интерфейс к поверхности испарителя, а затем в фитиль, на внешней поверхности которого располагаются продольные каналы, предназначенные для отвода пара из испарителя. Вершины выступов фитиля, расположенные между пароотводными каналами, обеспечивают тепловой контакт пористого материала с внутренней поверхностью корпуса испарителя. Боковые стороны и дно пароотводных каналов формируют развитую поверхность испарения, а испаряющие мениски обращены в пароотводные каналы. Фазовый переход жидкость–пар индуцируется перегревом жидкости на поверхности испарения относительно температуры насыщенного пара в пароотводных каналах T_s . Значения температуры пара T_s и температуры жидкости, поступающей в центральный канал $T_{охл}$, являются входными параметрами задачи. Массовый расход теплоносителя в КТТ определяется тепловым потоком, затраченным на испарение жидкости в пароотводные каналы:

$$\dot{m} = \frac{Q_{исп}}{h_{исп}}$$

При стационарном режиме работы КТТ массовый расход пара, покидающего испаритель, равен массовому расходу жидкости, которая возвращается из конденсатора по конденсаторопроводу в центральный канал, а из него, впитываясь в фитиль, движется по порам к испаряющей поверхности.

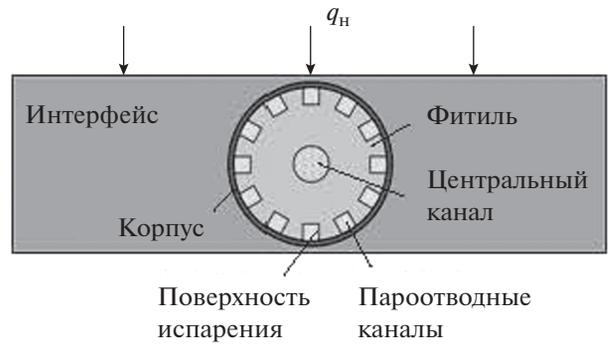


Рис. 2. Модель испарителя с тепловым интерфейсом.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Математическая постановка рассматриваемой задачи с учетом принятых допущений представлена ниже. Перенос тепла в тепловом интерфейсе описывается уравнением теплопроводности в декартовой системе координат:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0.$$

Для описания процессов переноса в испарителе используется цилиндрическая система координат. Уравнение теплопроводности для цилиндрической стенки корпуса имеет вид

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} = 0.$$

Предположение о преимущественно радиальном течении жидкости через фитиль позволяет записать уравнение энергии для этого элемента испарителя в виде

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} = \frac{v_r \rho_l c_p}{k_{eff}} \frac{\partial T}{\partial r}.$$

Уравнение движения жидкой фазы теплоносителя в пористом материале записывается на основе закона Дарси:

$$v_r = -\frac{K_\phi}{\mu_l} \frac{\partial P_\phi}{\partial r}.$$

Уравнение неразрывности для потока жидкости в фитиле с учетом допущения, что $v_\varphi = 0$, имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (rv_r)}{\partial r} = 0.$$

Радиальная составляющая скорости описывается уравнением

$$v_r(r) = \frac{\dot{m}_l(r)}{2\pi r \rho_l L_q}.$$

Ниже представлено уравнение баланса энергии для рассматриваемого объекта

$$Q_n = Q_{исп} + Q_l + Q_{цк} + Q_{окр},$$

где Q_n – равномерный поток тепла на нагреваемой поверхности интерфейса, большая часть которого расходуется на испарение жидкости в паротводные каналы $Q_{исп}$. Второе и третье слагаемые в правой части уравнения учитывают соответственно тепловой поток, затраченный на нагрев жидкости во время ее фильтрации через фитиль, Q_l и тепловой поток $Q_{цк}$, проникающий в центральный канал и повышающий температуру холодной жидкости, которая возвращается сюда из конденсатора. Теплообмен внешней поверхности интерфейса с окружающей средой представлен в уравнении баланса энергии величиной $Q_{окр}$.

Граничные условия записываются следующим образом. На термодатной поверхности теплового интерфейса:

$$q_n = -k_{инт} \frac{\partial T}{\partial n}.$$

Для плотности теплового потока q_n при равномерном подводе тепла к термодатной поверхности теплового интерфейса имеем

$$q_n = \frac{Q}{S_q} = \frac{Q}{L_q b_q}.$$

Поток тепла на других поверхностях теплового интерфейса:

$$Q_{amb} = \alpha_{amb} S (T - T_{окр}),$$

где T – локальная температура поверхности, $T_{окр}$ – температура окружающей среды ($T_{окр} = 20^\circ\text{C}$).

Для зоны испарения (поверхность фитиля, обращенная в паротводные каналы):

$$-k_{эфф} \frac{\partial T}{\partial n} = \alpha_{исп} (T_\phi - T_s),$$

где T_ϕ – температура испаряющей поверхности фитиля, т.е. температура на границе фитиль–паротводные каналы ($\Gamma_{пк}$); $\alpha_{исп}$ – коэффициент теплоотдачи при испарении. Как показано в работе [9], интенсивность теплообмена при испарении в паротводные каналы зависит от многих величин и параметров. Наиболее сильное влияние на $\alpha_{исп}$ оказывают геометрические параметры зоны испарения, а также соотношение между теплопроводностями корпуса и фитиля. Согласно [9, 10], величина коэффициента теплоотдачи $\alpha_{исп}$ в зоне испарения с аналогичной конфигурацией и подобными геометрическими параметрами может меняться от 5000 до 17000 Вт/(м² К) в зависимости от числа Рейнольдса Re и плотности теплового потока. В расчетах значение коэффициента теплоотдачи при испарении $\alpha_{исп}$ было взято равным 10000 Вт/(м² К).

На внутренних границах задаются условия сопряжения по тепловым потокам и температурам. В местах контакта фитиля и корпуса испарителя:

$$k_{эфф} \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_\phi = k_{корп} \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{корп}, \quad T_\phi = T_{корп}.$$

На границе между корпусом и тепловым интерфейсом:

$$k_{инт} \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{инт} = k_{корп} \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{корп}, \quad T_{инт} = T_{корп},$$

$$v_r = 0.$$

Впитывающая поверхность фитиля:

$$-k_{эфф} \frac{\partial T}{\partial n} = \alpha_{цк} (T_\phi - \bar{T}_{цк}),$$

где $\bar{T}_{цк}$ – средняя температура жидкости в центральном канале, T_ϕ – локальная температура на внутренней поверхности фитиля $\Omega_{цк}$, площадь которой

$$S_{цк} = 2\pi r_{цк} L_q.$$

Массовый расход теплоносителя, поступающего из центрального канала в фитиль, равен массовому расходу жидкости, испаряющейся в паротводные каналы:

$$\dot{m}|_{\Omega_{цк}} = \dot{m}_{исп} = \sum_{i=1}^{N_{пк}} \dot{m}_i, \quad \dot{m}_i = \alpha_{исп} L_q \int_{\Gamma_{пк}} (T_\Gamma - T_s) d\Gamma_{пк},$$

где $N_{пк}$ – количество паротводных каналов. Суммарный тепловой поток, поступающий в центральный канал от внутренней поверхности фитиля:

$$Q_{цк} = \alpha_{цк} \int_{\Omega_{цк}} (T_\phi(\Omega) - \bar{T}_{цк}) d\Omega$$

нагревает холодную жидкость, которая возвращается сюда из конденсатора, повышая ее температуру от $T_{ок}$ до $\bar{T}_{цк}$:

$$Q_{цк} = c_p \dot{m} (\bar{T}_{цк} - T_{ок}).$$

Характеристики фитиля, такие как эффективная теплопроводность и проницаемость, определяются с учетом его пористости. Формула для проницаемости K_ϕ имеет вид

$$K_\phi = B_\phi \varepsilon r_c^2.$$

Значение коэффициента B_ϕ , полученное эмпирическим путем для спеченных металлических мелкопористых фитилей, равно 0.05 [1]. Согласно экспериментальным данным [11], эффективная теплопроводность насыщенного жидкостью фитиля $k_{эфф}$ пористостью 60%, спеченного из никелевого порошка, составляет от 4 до 5 Вт/(м К).

ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ МОДЕЛИ И ПОСТРОЕНИЕ РАСЧЕТНОЙ СЕТКИ

Решение рассматриваемой краевой задачи получено с использованием метода декомпозиции расчетной области без наложения подобластей

[12]. На схеме, представленной на рис. 3, показано разбиение исходной области Ω на две неперекрывающиеся подобласти. Первая “охватывает” весь испаритель Ω_1 и является внутренней по отношению ко второй, которая включает в себя тепловой интерфейс Ω_2 . Для каждой подобласти сформулированы соответствующие подзадачи и граничные условия. Поиск независимого численного решения этих подзадач осуществлялся при условии сопряжения полученных решений на их общей границе Γ .

При построении дискретного аналога системы дифференциальных уравнений и граничных условий использовался метод контрольного объема, обеспечивающий консервативность конечно-разностной схемы [13]. Для расчетов создана сетка, покрывающая всю расчетную область Ω , которая фактически является комбинацией двух сеточных фрагментов различной конфигурации, принадлежащих двум подобластям задачи. Рис. 3 демонстрирует принцип построения расчетной сетки. Видно, что каждый из ее двух фрагментов соответствующим образом адаптирован к особенностям геометрии подобластей Ω_1 и Ω_2 . Так, для элементарных ячеек, принадлежащих тепловому интерфейсу и испарителю, использовались шаблоны прямоугольной и цилиндрической сеток соответственно. Для стыковки соседних элементарных ячеек, принадлежащих различным подобластям, а также для выполнения условия локальной ортогональности теплового потока через их общее ребро вокруг испарителя сформирована зона сопряжения в виде тонкого слоя, пространственно принадлежащая подобласти Ω_2 . В зоне сопряжения сетка имела нерегулярную структуру с различной конфигурацией элементарных ячеек. Отметим, что используемая в расчетах сетка является согласованной, поскольку все граничные точки находятся в ее узлах, а каждое ребро элементарных ячеек содержит только два узла. Такое построение сетки упрощает аппроксимацию граничных условий на всех границах исследуемого объекта сложной геометрической формы.

При построении расчетной сетки в подобласти Ω_1 приняты во внимание результаты численного моделирования процессов тепломассопереноса в испарителе КТТ с организованным удалением пара через пароотводные каналы, представленные в работах [9, 14]. Результаты показали, что зона испарения, расположенная в пристеночном слое фитиля, характеризуется значительными градиентами параметров решения задачи, таких как температура, давление и скорость жидкости в фитиле. Поэтому для лучшего разрешения той части испарителя, где расположены пароотводные каналы, сделано измельчение сетки, тогда как более грубая сетка покрывала запорный слой фитиля. Общее количество ячеек расчетной сетки в ра-

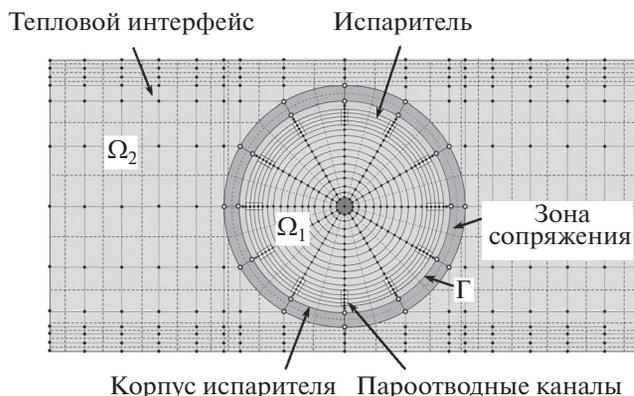


Рис. 3. Расчетная сетка для исследуемой области Ω .

диальном направлении для подобласти Ω_1 равно 97, при этом 50 узлов приходились на зону испарения и 10 на корпус испарителя.

Что касается подобласти интерфейса Ω_2 , то здесь также принимался во внимание принцип экономичного построения расчетной сетки со сгущением ее узлов на участках, где наблюдаются высокие градиенты температуры. Измельчение сетки сделано в тонком слое интерфейса, который располагается непосредственно под его греющей поверхностью. Численное решение задачи получено на расчетной сетке для интерфейса, состоящей из 1938 ячеек.

Ядром программы расчета является итерационный цикл, в который включены два последовательно выполняемых расчетных блока. В первом блоке определяются искомые параметры для теплового интерфейса, а в другом выполняется поиск решения для испарителя. “Сшивание” значений температур и тепловых потоков на их общей границе осуществлялось посредством процедуры обмена соответствующими данными между этими расчетными блоками на каждом итерационном шаге.

Система линейных уравнений, полученная дискретизацией исходных дифференциальных уравнений и граничных условий, решается методом Зейделя. Условие завершения итерационного процесса имеет вид

$$\max |T_i^N - T_i^{N-1}| \leq \varepsilon,$$

где N – номер итерации, i – номер узловой точки, ε – допустимая погрешность вычислительной процедуры. В расчетах этот параметр принят равным 10^{-3} .

При определении теплофизических параметров теплоносителя используются табличные данные, представленные в [15]. Кубическая сплайн-интерполяция применяется для преобразования табличных данных в температурные зависимости

Основные параметры задачи

Длина, ширина и толщина интерфейса, мм	40 × 40 × 12
Площадь поверхности нагрева, мм ²	40 × 40
Теплопроводность интерфейса (Cu, Al), Вт/(м К)	380, 210
Диаметр испарителя, мм	10
Толщина корпуса испарителя, мм	0.3
Диаметр центрального канала, мм	2
Глубина и ширина пароотводных каналов, мм	1, 1
Количество пароотводных каналов	12
Теплопроводность корпуса, Вт/(м К)	17
Эффективная теплопроводность фитиля, Вт/(м К)	4
Пористость фитиля, %	60
Радиус пор, мкм	4
Теплоноситель	Фреон 152a
Температура пара, °С	40
Температура жидкости на входе в испаритель, °С	20
Коэффициент теплоотдачи при испрении, Вт/(м ² К)	10000
Коэффициент теплоотдачи в центральный канал, Вт/(м ² К)	100

$\Psi = f(T)$, где Ψ – теплофизический параметр теплоносителя. Расчет температуры в i -м узле расчетной сетки на каждом итерационном шаге с номером N осуществляется при значениях теплофизических параметров Ψ теплоносителя, которые определяются согласно этим функциональным зависимостям при температуре, полученной на предыдущем итерационном шаге ($N - 1$). Алгоритм для идентификации текущего значения параметра Ψ описывается следующим образом:

$$\Psi_i^N = f(T_i^{N-1}).$$

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ АНАЛИЗ

Параметры модели и исходные данные. На основе изложенной математической модели проведены численные расчеты полей температур в исследуемом объекте, а также полей давления в фитиле при различных плотностях теплового потока на нагреваемой стороне теплового интерфейса. Основные геометрические размеры и значения теплофизических параметров интерфейса и испарителя приведены в таблице.

Распределение температуры в тепловом интерфейсе. Плотность теплового потока, подводимого к интерфейсу, в расчетах менялась от 1.25 до 12.5 Вт/см². Расчет проведен для медного и алюминиевого интерфейсов. Все остальные параметры модели оставались неизменными.

В качестве примера на рис. 4 показано температурное поле медного интерфейса в сечении, перпендикулярном продольной координате при плот-

ности теплового потока 6.25 Вт/см² ($Q_n = 100$ Вт). Центральная область, занимаемая испарителем, исключена из рассмотрения, поскольку детальный анализ результатов будет представлен ниже. Видно, что периферийные части интерфейса имеют более высокую температуру по сравнению с центральной частью, которая расположена вблизи испарителя, представляющего собой сток тепла. При этом самая холодная зона интерфейса находится под испарителем.

На рис. 5 представлено изменение температуры на термоконтактной поверхности интерфейса по оси X для медного и алюминиевого интерфейсов при плотности теплового потока 6.25 Вт/см². Видно, что температура термоконтактной поверхности медного интерфейса ниже, чем алюминиево-

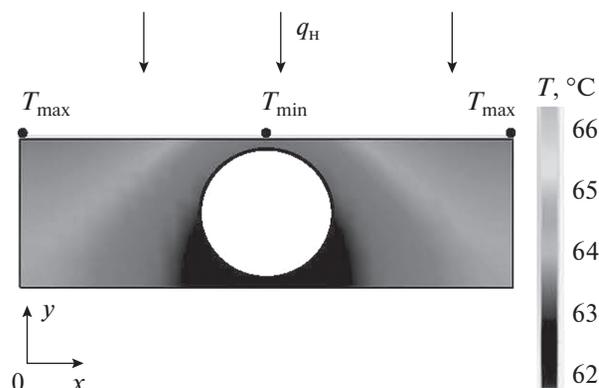


Рис. 4. Температурное поле алюминиевого интерфейса при $q_n = 6.25$ Вт/см² и $T_s = 40^\circ\text{C}$.

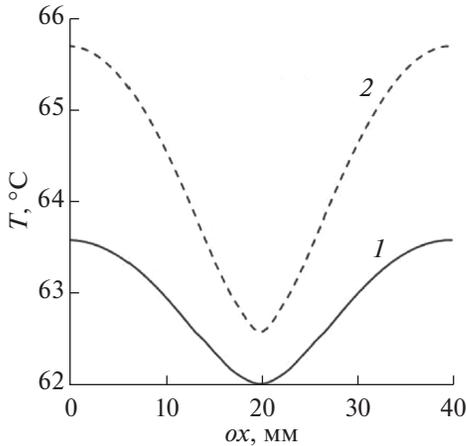


Рис. 5. Температура на термоконтактной поверхности медного (1) и алюминиевого (2) интерфейсов при $q_H = 6.25 \text{ Вт/см}^2$.

го, и более однородна. Вместе с тем поведение температурных кривых в целом можно охарактеризовать, как подобное. Так, наиболее горячие участки расположены по краям термоконтактных поверхностей, тогда как их центральные части, находящиеся в непосредственной близости к испарителю, имеют более низкую температуру. Это обстоятельство следует учитывать, например, при термостатировании охлаждаемого объекта, и осуществлять контроль прежде всего температуры удаленных от центра областей, как наиболее теплонпряженных. Следует также отметить, что обе температурные зависимости, представленные на графике, являются нелинейными функциями от x -координаты. Так, при удалении от холодной центральной части поверхности к ее горячим периферийным участкам температура растет сначала быстро, а затем темп ее изменения замедляется. Поведение температуры на наиболее отдаленных участках можно охарактеризовать как квазистабильное, причем оно выражено более четко у медного интерфейса.

На рис. 6 представлены значения максимального перепада температур ΔT_{\max} на термоконтактной поверхности интерфейса, определяемые как разница температур в самой горячей и самой холодной точках при различных плотностях теплового потока:

$$\Delta T_{\max} = T_{\max} - T_{\min},$$

где T_{\min} — температура в центре поверхности, T_{\max} — температура в ее крайней точке (из-за симметрии задачи $T_{\max} = T|_{x=0} = T|_{x=b}$). Видно, что с увеличением плотности теплового потока имеет место линейный рост ΔT_{\max} как для медного, так и для алюминиевого интерфейса, причем у последнего ΔT_{\max} почти в два раза больше, чем у медного. При плотности теплового потока 12.5 Вт/см^2 , что соответствует подводимой тепловой нагрузке 200 Вт ,

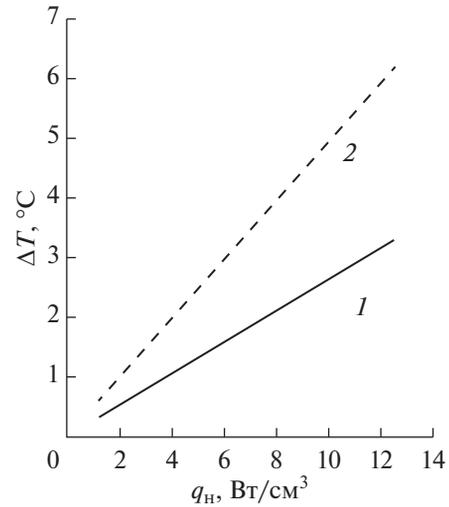


Рис. 6. Максимальные перепады температуры на термоконтактной поверхности медного (1) и алюминиевого (2) интерфейсов при изменении плотности теплового потока.

неоднородность температуры на термоконтактной поверхности ΔT_{\max} становится весьма существенной, достигая 3.3 и 6.2°C для медного и алюминиевого интерфейсов соответственно.

Плотность теплового потока на границе интерфейс—испаритель. Неоднородность температурного поля в центральной части интерфейса приводит к тому, что внешняя поверхность испарителя подвергается различным тепловым воздействиям. На рис. 7 показана величина приведенной компо-

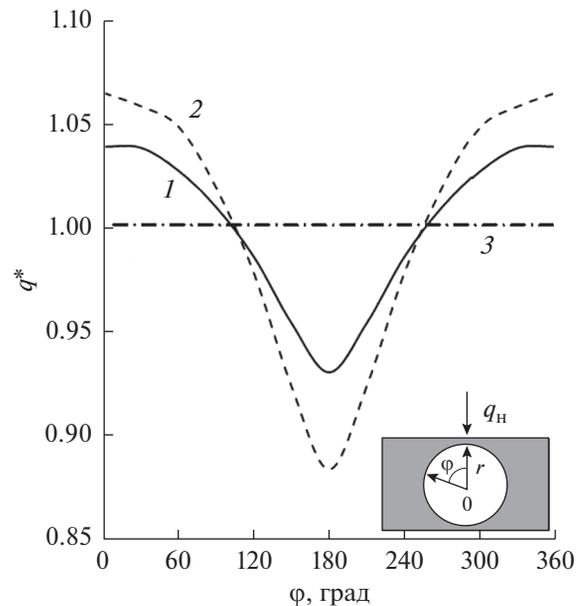


Рис. 7. Приведенная плотность теплового потока на поверхности испарителя с медным (1) и алюминиевым (2) интерфейсами; 3 — $q_{\text{равн}}$.

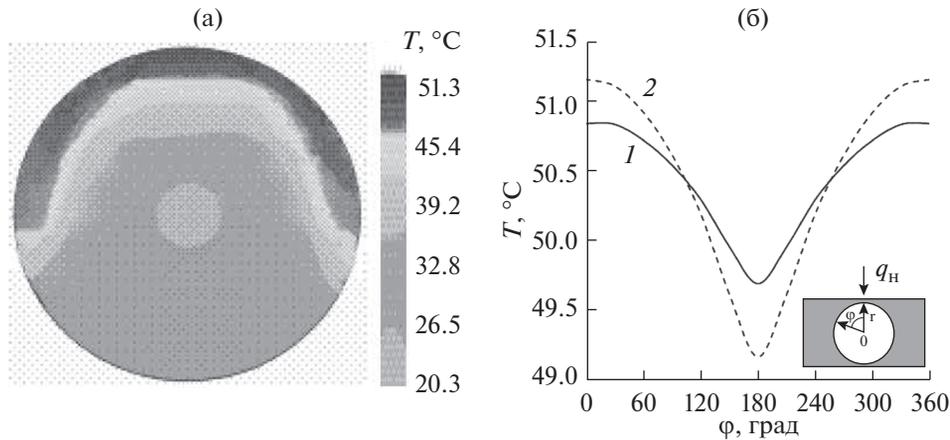


Рис. 8. Температурное поле испарителя с Al тепловым интерфейсом (а) и распределение температуры на поверхности испарителя с медным (1) и алюминиевым (2) интерфейсами (б) при $q_n = 3.125 \text{ Вт/см}^2$ и $T_s = 40^\circ\text{C}$, теплоноситель – фреон 152а.

ненты плотности теплового потока на границе между интерфейсом и испарителем в зависимости от угловой координаты:

$$q_n^* = \frac{q_n(\varphi)}{q_{\text{равн}}} = f(\varphi),$$

где q_n – нормальная компонента плотности теплового потока на внешней поверхности испарителя, размещенного в интерфейсе; φ – угловая координата, отсчитываемая от полярной оси, которая направлена перпендикулярно к термоконтактной поверхности интерфейса; $q_{\text{равн}}$ – нормальная компонента плотности теплового потока при равномерном подводе тепла той же мощности к испарителю ($q_n(\varphi) = \text{const}$). С точки зрения эффективности работы испарителя равномерный подвод тепла следует рассматривать как оптимальный вариант. Отклонение расчетных кривых для медного и алюминиевого интерфейсов от линии $q_{\text{равн}}^*(\varphi) = 1$ показывает степень неравномерности нагрева испарителя. Так, для алюминиевого интерфейса отклонение плотности теплового потока в верхней горячей и нижней холодной точках испарителя от значения $q_{\text{равн}}^*$ при равномерном нагреве составляет 6.4 и 11.6% соответственно. Для медного интерфейса величина этого отклонения снижена. Это говорит о том, что имеет место более равномерный подвод тепла к поверхности испарителя. Отклонение плотности теплового потока в верхней горячей и нижней холодной точках испарителя с медным интерфейсом составляет 3.9% и 7.0% соответственно.

Распределение температуры в испарителе. На рис. 8а в качестве примера представлено температурное поле испарителя, размещенного в алюминиевом интерфейсе, в сечении, перпендикулярном продольной координате, при плотности теп-

лового потока, подводимого к интерфейсу, $q_n = 3.125 \text{ Вт/см}^2$. В испарителе имеется горячая зона в виде узкого дугообразного сегмента, которая охватывает верхнюю часть корпуса и примыкающий к нему тонкий пристеночный слой фитиля. Высокие температуры в этой части испарителя обусловлены близким расположением к ней горячей термоконтактной поверхности интерфейса.

На рис. 8б показано изменение температуры на внешней поверхности корпуса испарителя, размещенного в медном и алюминиевом интерфейсах, при $q_n = 3.125 \text{ Вт/см}^2$. Распределение температуры на внешней поверхности испарителя сильно зависит от теплопроводности материала интерфейса. Медный интерфейс обеспечивает более равномерный нагрев испарителя, и его температурная кривая имеет более сглаженный вид по сравнению с кривой для испарителя, размещенного в алюминиевом интерфейсе. Вместе с тем, несмотря на то что значения температур в верхней и нижней точках испарителя с различными интерфейсами отличаются значительно, боковые части испарителя имеют приблизительно одинаковую температуру.

Интенсивность испарения жидкости с поверхности фитиля в пароотводные каналы зависит от перепада температур между этой поверхностью и насыщенным паром над ней T_s . Таким образом, в верхней горячей части испарителя процесс парообразования должен идти более активно, чем в нижней холодной его части. Рассчитав полное количество теплоты Q_i , затраченное на испарение в каждом из 12 пароотводных каналов, можно оценить вклад каждого канала в работу испарителя, используя для этого формулу

$$Q_i^* = \frac{Q_i}{Q_{\text{ев}}} = \frac{Q_i}{\sum_{N_{\text{vc}}} Q_i},$$

где i – номер пароотводного канала; Q_i – тепло, затраченное на испарение со всей поверхности i -го пароотводного канала. Величина Q_i рассчитывалась по ее локальным значениям на всей боковой испаряющей поверхности канала, включая участок, приходящийся на дно канала. На рис. 9 представлены значения теплоты, затраченной на парообразование в каждом пароотводном канале при тепловом потоке на термоконтактной поверхности интерфейса $q_n = 6.25 \text{ Вт/см}^2$ ($Q_n = 100 \text{ Вт}$). Видно, что верхние пароотводные каналы, расположенные в непосредственной близости от термоконтактной поверхности интерфейсов, работают более активно, чем каналы, расположенные внизу испарителя на его холодной стороне. Интенсивное парообразование на горячей стороне испарителя требует более высоких расходов жидкости в примыкающей к ней части фитиля для бесперебойной подпитки испаряющих менисков. Соответственно, на противоположной стороне испарителя с менее интенсивным испарением наблюдается снижение расхода. Поскольку скорость фильтрации жидкости в различных секторах фитиля различна, то и потери давления в них ΔP_ϕ будут различными. Предполагая, что фильтрационные потери давления ΔP_ϕ являются преобладающими в КТТ, можно сопоставить их значения с капиллярным давлением, которое при заданном радиусе мениска r_c определяется величиной поверхностного натяжения, зависящего от температуры:

$$\Delta P_c(T) = \frac{2\sigma(T)}{r_c}.$$

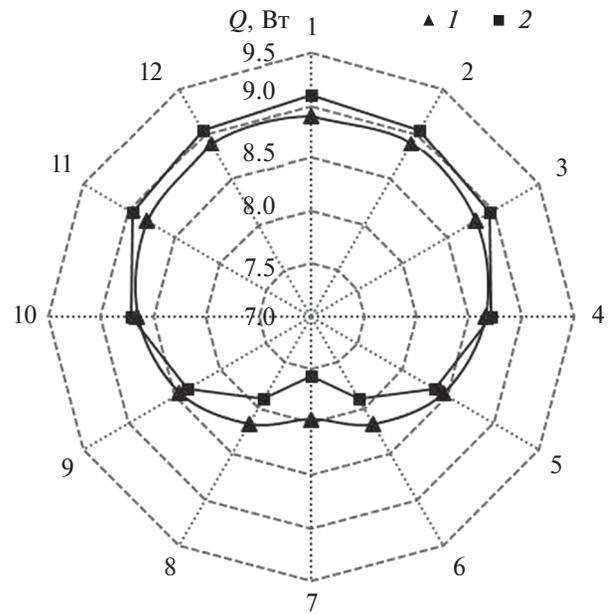


Рис. 9. Интенсивность испарения в пароотводные каналы (№ = 1–12) испарителя с медным (1) и алюминиевым (2) интерфейсами.

На рис. 10 показано падение давления в фитиле в зависимости от угловой координаты ϕ для трех значений плотности теплового потока q_n , подводимого к алюминиевому интерфейсу. На рисунке также представлены зависимости капиллярного давления от ϕ , полученные при температурах на внешней поверхности фитиля при соответствующих q_n . На каждом из трех графиков можно наблюдать проти-

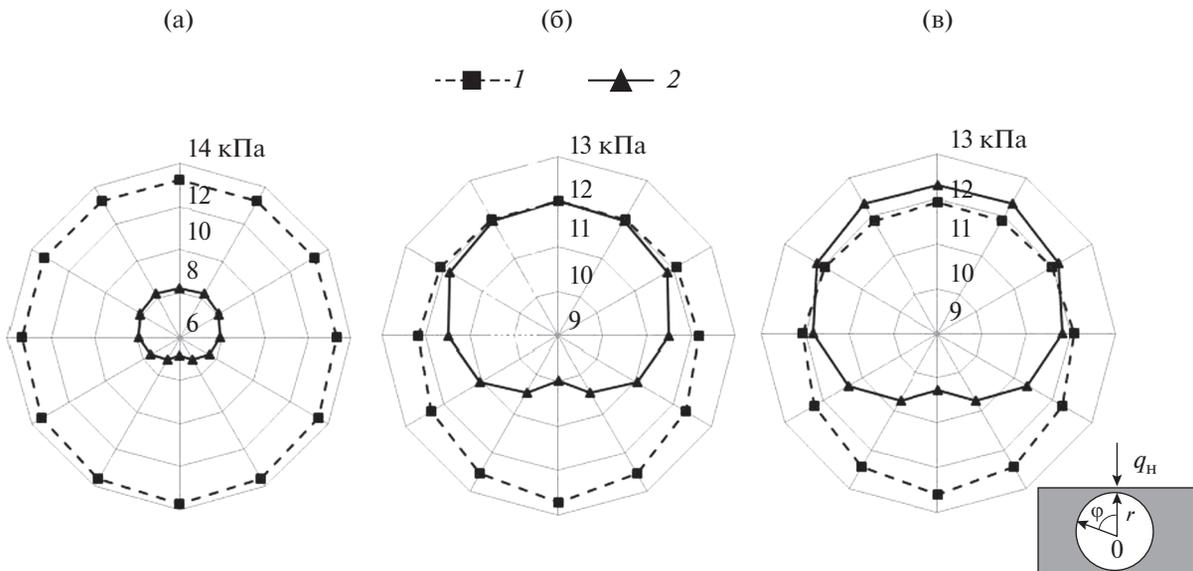


Рис. 10. Капиллярное давление (1) и падение давления в фитиле (2) при изменении плотности теплового потока: (а) – $q_n = 12.5 \text{ Вт/см}^2$, нормальный режим; (б) – 18.3 Вт/см^2 , предкризисный режим; (в) – 18.8 Вт/см^2 , кризис; теплоноситель – фреон 152а.

воположную тенденцию поведения кривых. С ростом q_n капиллярное давление падает из-за повышения температуры, а фильтрационные потери давления растут. Отметим также, что на горячем участке зоны испарения, характеризуемой высокой интенсивностью парообразования, капиллярное давление имеет наименьшее значение по сравнению с тем давлением, которое создают мениски, находящиеся в более холодных частях фитиля, где имеют место низкие расходы жидкости в фитиле и, соответственно, низкие потери давления. Рис. 10а демонстрирует режим нормальной работы КТТ, при котором для всей поверхности фитиля с большим запасом выполняется основное условие работоспособности теплопередающих устройств с капиллярной прокачкой теплоносителя, таких как, например, контурные тепловые трубы, а именно

$$\Delta P_c(\varphi) > \Delta P_\phi(\varphi).$$

При увеличении теплового потока, подводимого к интерфейсу, кривые $\Delta P_\phi = f(\varphi)$ и $\Delta P_c = f(\varphi)$ сближаются, поскольку потери давления в фитиле с ростом q_n увеличиваются, тогда как капиллярное давление падает из-за повышения температуры испарителя. На рис. 10б показана ситуация, при которой КТТ работает в предкризисном режиме. В верхней наиболее горячей части испарителя потери давления в фитиле становятся соизмеримы с величиной капиллярного давления:

$$\Delta P_c = \Delta P_\phi \text{ при } -30^\circ \leq \varphi \leq +30^\circ.$$

Дальнейшее незначительное повышение q_n до величины 18.8 Вт/см^2 приводит к кризису теплообменных процессов в горячей части фитиля (рис. 10в). Видно, что в секторе $-60^\circ \leq \varphi \leq +60^\circ$ кривая $\Delta P_\phi = f(\varphi)$ располагается выше кривой $\Delta P_c = f(\varphi)$. Это означает, что капиллярного давления здесь недостаточно для прокачки теплоносителя и подпитки фитиля жидкостью. Такая ситуация является неблагоприятной для работы КТТ, поскольку приводит к осушению фитиля, кризису теплообмена в зоне испарения и прекращению циркуляции теплоносителя в КТТ. Соответственно, в данном случае значение $q_n = 18.8 \text{ Вт/см}^2$ определяет верхнюю границу теплопередающей способности КТТ из-за капиллярных ограничений.

Верификация расчетной модели. Верификация расчетной модели проводилась на основе сравнения полученных результатов расчета с данными работы [7], в которой представлен анализ расчетных данных распределения температуры в медном тепловом интерфейсе КТТ, имеющем такие же геометрические параметры. Результаты численного моделирования при одностороннем подводе тепла к интерфейсу получены с использованием коммерческого пакета SolidWorks Simulation. В этой компьютерной модели испаритель не рассматривался, а поверхность контакта между испарителем и интерфейсом моделировалась как поверхностный сток тепла с заданным коэффи-

циентом теплообмена. Согласно выполненным расчетам [7], при тепловых нагрузках 100 Вт (6.25 Вт/см^2) и 300 Вт (18.75 Вт/см^2) неоднородность температуры на поверхности контакта интерфейс–испаритель составляет 1.8 и 5°C соответственно. Значения неоднородности температуры на этой поверхности, полученные по предложенной расчетной модели, при этих же значениях тепловой нагрузки равны 1.66 и 4.95°C соответственно. Расхождение значений неоднородности температуры двух компьютерных расчетов составляет около 8% . Более низкие значения неоднородности температуры, полученные в данной работе, по-видимому, связаны с тем, что в ее расчетной модели учитываются процессы теплопереноса в самом испарителе.

Кроме того, изучена зависимости численного решения от разрешения исследуемого объекта с целью поиска минимально необходимой расчетной сетки для получения качественного расчета. На участках с повышенными градиентами температуры проведены исследования чувствительности численного решения к размеру элемента расчетной сетки на этих участках. В работах [9, 13] показано, что таким особым участком является зона испарения. Результаты оценочных расчетов, полученные в данной работе на грубой сетке, также показали, что значения градиентов температуры здесь значительно выше, чем на других частях испарителя. Для исследования сходимости решения задачи по расчетной сетке было использовано шесть вариантов локального измельчения сетки. Количество ячеек, покрывающих зону испарения, менялось в радиальном направлении от 6 до 50. На рис. 11 показаны значения температуры в самой горячей точке испарителя, которая расположена на его оси симметрии, в непосредственной близости от нагреваемой поверхности интерфейса, при последовательном измельчении расчетной сетки в зоне испарения. Эта температура выбрана в качестве параметра для контроля сходимости численного решения задачи по раз-

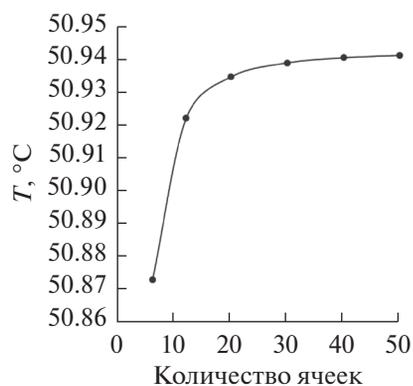


Рис. 11. Зависимость температуры испарителя от количества ячеек в зоне испарения.

меру шага расчетной сетки, так как в экспериментальных исследованиях значения этой температуры используются в качестве основной рабочей характеристики контурной тепловой трубы. Расчеты проведены при плотности теплового потока $q_n = 3.125 \text{ Вт/см}^2$ (50 Вт), подводимой к медному интерфейсу. Температура пара в пароотводных каналах равна 40°C . Анализ результатов на рис. 11 говорит о том, что имеет место выход полученной расчетной кривой на асимптоту, при которой дальнейшее измельчение сетки не приводит к существенному изменению температуры. Видно, что чувствительность численного решения задачи к локальному сгущению расчетной сетки в зоне испарения становится крайне низкой уже при количестве ячеек $N = 30$. При $N = 40$ и выше температура практически не меняется. Значение $N = 50$ принято как достаточное для удовлетворительной дискретизации зоны испарения. Результаты численного моделирования тепломассопереноса в системе “прямоугольный интерфейс – цилиндрический испаритель”, представленные в работе, получены для $N = 50$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана модель тепломассопереноса в цилиндрическом испарителе контурной тепловой трубы, размещенном в центре теплового интерфейса, в виде прямоугольного параллелепипеда при подводе тепла к одной из его сторон. Описан алгоритм численного решения задачи. Получены данные о распределении температуры и интенсивности испарения в испарителе с медным и алюминиевым интерфейсами.

Анализ результатов показал, что теплопроводность интерфейса существенным образом влияет на формирование поля температур как самого интерфейса, так и испарителя. Наиболее холодной зоной на нагреваемой поверхности интерфейса является его центральная часть. Увеличение плотности теплового потока на теплоподводящей поверхности интерфейса приводит к повышению неравномерности распределения температуры на этой поверхности. При изменении плотности теплового потока от 1.25 до 12.5 Вт/см^2 неоднородность температуры для алюминиевого интерфейса увеличивается с 0.62 до 6.22°C , тогда как у медного интерфейса она повышается с 0.33 до 3.32°C .

Получены данные о неравномерности плотности теплового потока на границе интерфейс–испаритель. Выявлен теплонапряженный участок испарителя с высокой интенсивностью теплообменных процессов в зоне испарения, который располагается вблизи нагреваемой поверхности интерфейса. Результаты показали, что использование более теплопроводных материалов для интерфейса снижает степень неравномерности теплообмена в испарителе, повышая эффективность его работы.

Обозначения. b – ширина, $h_{\text{исп}}$ – теплота парообразования, S – площадь, r – радиус, r_c – радиус капилляра, v – скорость, x – координата, c_p – изобарная теплоемкость, κ – коэффициент теплопроводности, μ – вязкость, ρ – плотность, Ω – поверхность, σ – поверхностное натяжение.

Индексы: исп – испарение, инт – интерфейс, корп – корпус, н – нагрев, ох – охлаждающий, пк – пароотводной канал, равн – равномерный, ф – фитиль, цк – центральный канал, окр – окружающий, eff – эффективный, q – зона нагрева, l – жидкость, n – нормаль.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Майданик Ю.Ф., Ферштатер Ю.Г., Пастухов В.Г. Контурные тепловые трубы: разработка, исследования, элементы инженерного расчета. Препринт. Свердловск: Изд. УрО АН СССР, 1989. 52 с.
2. Ku J. Operating Characteristics of Loop Heat Pipes // Int. Conf. on Environmental Systems, Denver (SAE). July 1999. Paper 1999-01-2007.
3. Maydanik Yu.F. Review: Loop Heat Pipes // Appl. Therm. Eng. 2005. V. 25. P. 623.
4. Maydanik Yu.F., Chernysheva M.A., Pastukhov V.G. Review: Loop Heat Pipes with Flat Evaporators // Appl. Therm. Eng. 2014. V. 67. P. 294.
5. Maydanik Yu.F., Vershinin S.V., Chernysheva M.A. Experimental Study of an Ammonia Loop Heat Pipe with a Flat Disk-shaped Evaporator Using a Bimetal Wall // Appl. Therm. Eng. 2017. V. 126. P. 643.
6. Hodot R., Sartre V., Lefevre F., Sarno C. 3D Modeling and Optimization of a Loop Heat Pipe Evaporator // 17th Int. Heat Pipe Conf. (17th IHPC). Kanpur, India, 2013. № 13.
7. Maydanik Y.F., Vershinin S.V., Chernysheva M.A. The Results of Comparative Analysis and Tests of Ammonia Loop Heat Pipes with Cylindrical and Flat Evaporators // Appl. Therm. Eng. 2018. V. 144. P. 479.
8. Пожилов А.А., Зайцев Д.К., Смирнов Е.М., Смирновский А.А. Численное моделирование теплопереноса в трехмерной модели контурной тепловой трубы // Науч.-тех. ведомости СПбГПУ. Физ.-мат. науки. 2017. Т. 10(3).
9. Ферштатер Ю.Г. Теплообмен в тепловых трубах с раздельными каналами. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Свердловск, 1988. 194 с.
10. Белоногов А.Г. Влияние динамических факторов на тепломассоперенос в тепловых трубах. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Свердловск, 1989. 159 с.
11. Беляев А.А. Тепло- и массоперенос в мелкопористых капиллярных структурах тепловых труб. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Свердловск, 1990. 168 с.
12. Самарский А.А., Бабищев П.Н. Вычислительная теплопередача. М.: Едиториал УРСС, 2003. 782 с.
13. Anderson D.A., Tannehill J.C., Fletcher R.H. Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer. N.Y.: Hemisphere Publ. Corp., 1990.
14. Chernysheva M.A., Maydanik Y.F. Simulation of Heat and Mass Transfer in a Cylindrical Evaporator of a Loop Heat Pipe // Int. J. Heat Mass Transfer. 2019. V. 131. P. 442.
15. <http://webbook.nist.gov>

УДК 532.529

ПАРОВЫЕ АГЛОМЕРАТЫ И СУХИЕ ПЯТНА КАК ПРЕДВЕСТНИКИ КРИЗИСА КИПЕНИЯ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ В КАНАЛЕ

© 2021 г. Н. В. Васильев^{1,2,*}, Ю. А. Зейгарник¹, К. А. Ходаков¹, С. Н. Вавилов¹¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*E-mail: nikvikvas@mail.ru

Поступила в редакцию 15.07.2020 г.

После доработки 28.10.2020 г.

Принята к публикации 22.12.2020 г.

Проведено экспериментальное исследование механизма формирования крупных паровых агломератов при кипении недогретой воды в канале при приближении плотности теплового потока к критической на гладких и структурированных поверхностях нагрева с помощью скоростной видеосъемки. Эксперименты проводились на дистиллированной деаэрированной воде при атмосферном давлении и недогревах до температуры насыщения $\Delta t_n = 20\text{--}75^\circ\text{C}$ в диапазоне массовой скорости $w = 500\text{--}900 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$. Установлено, что крупные агломераты образуются в результате спонтанного слияния обычных мелких паровых пузырей при достаточно высокой заселенности ими поверхности нагрева. Наличие паровых агломератов создает условия для возникновения на греющей поверхности сухих областей, прогрессирующее расширение которых является непосредственной причиной перегрева теплоотдающей поверхности и кризиса кипения. Показано, что структурирование поверхности нагрева (кипения), осуществленное методом микродугового оксидирования, практически не влияет на значения режимных параметров в момент появления агломератов.

DOI: 10.31857/S0040364421030157

ВВЕДЕНИЕ

Использование двухфазных потоков и в первую очередь тех, в которых реализуется кипение недогретой до температуры насыщения жидкости, является одним из наиболее эффективных способов отвода тепловых потоков высокой плотности и охлаждения аппаратов, работающих в экстремальных условиях [1]. Для эффективного применения кипения недогретой жидкости в системах охлаждения нужно знать как величину критической плотности теплового потока (КТП), при которой происходит собственно пережог греющей поверхности (достижение ею недопустимого уровня температур), так и иметь достаточно четкое представление о гидродинамических и тепловых явлениях, поэтапно ведущих к кризису, предвещающих его. На сегодняшний день имеется достаточно большое количество экспериментальных данных по величинам КТП в условиях кипения недогретой жидкости в каналах [2–5]. В [6, 7] на основе систематизации и обобщения большого количества данных представлены довольно подробные таблицы значений КТП при кипении недогретой воды в круглых трубах, достаточно хорошо согласующиеся между собой. В [8, 9] приведены обстоятельные обзоры эмпирических корреляций для расчета КТП при кипении недогретой воды в канале с оценкой их точ-

ности. Однако до сих пор недостаточно полно выяснены отдельные детали механизма развития кризиса теплоотдачи, предвещающие его процессы в потоке охладителя исследованы недостаточно детально.

Ранее в работе [10] авторов уже отмечалось, что при плотности теплового потока на стенке, приближающейся к критическому значению ($q > 0.75\text{--}0.8q_{кр}$), в потоке воды, недогретой до температуры насыщения, появляются паровые пузыри большого размера (агломераты), соизмеримые с характерными размерами поперечного сечения канала. Агломераты наблюдались также в [11–14], где в [11–13] исследовалось кипение недогретых фреонов (FC-87 в [11], R-134a в [12] и Novex 649 в [13]), а в [14] паровые агломераты наблюдались на воде при высоких степенях недогрева. Авторы настоящей статьи также имели дело с агломератами в серии опытов с кипением сильно недогретого хладона Novex 649. В большинстве работ агломераты наблюдались при малых недогревах жидкости до температуры насыщения (единицы градусов), что представляется достаточно естественным, но в [10, 13, 14] их образование проходило при больших недогревах ($40\text{--}75^\circ\text{C}$ на воде и $15\text{--}25^\circ\text{C}$ на хладоне Novex 649). Таким образом, есть основания полагать, что возникновение агломератов при приближении к $q_{кр}$ носит общий харак-

тер, проявляясь наиболее сильно в области низких и умеренных давлений.

Установлено, что агломераты являются своего рода предвестниками кризиса кипения в канале. Непосредственной же причиной кризиса являются либо постепенное высыхание жидкой пленки, находящейся в пространстве между агломератом и греющей стенкой (вариант, описываемый феноменологической моделью Ли и Мудавара [15]), либо возникновение при прохождении агломерата прогрессивно увеличивающихся в размерах сухих областей на греющей стенке. Первый вариант чаще реализуется при малых недогревах жидкости (точнее, при соответствующих им более низких значениях КТП), тогда как второй – при высоких значениях недогрева и носит более общий характер, несмотря на наблюдаемые различия в отдельных деталях протекания процессов в условиях конкретных экспериментов.

В последнее десятилетие с помощью современных скоростных видео- и тепловизионных камер была получена важная информация о динамике сухих пятен в основании пузырей при кипении в большом объеме [16–19]. Эти новые данные говорят в пользу развития кризиса при кипении насыщенной жидкости в большом объеме по модели, в основе которой лежит идея прогрессирующего роста окружающих центры парообразования сухих пятен на поверхности нагрева, базовые положения которой, в частности тезис об определяющей роли подпитки жидкостью зоны тройного контакта фаз в макрослое под слившимся пузырем, были заложены в работах В.В. Ягова [20, 21]. В [10] показано, что в условиях кипения недогретой жидкости в канале при прохождении парового агломерата в канале возможно кипение в жидкостном подслое под ним, а следовательно, нельзя исключать наступления аналогичного описанному в [20, 21] кризиса согласно модели образования сухих пятен, как нельзя пренебречь вероятностью появления осушенных зон в результате термокапиллярного разрыва тонкой жидкой пленки [22] или реализации неустойчивости по Ландау [23]. При всех вариантах появления сухих пятен в основе их прогрессирующего роста под крупными паровыми агломератами, скорее всего, лежит указанный выше дисбаланс масс жидкости, испаряющейся в зоне контактной линии и подтекающей к ней.

Эксперименты, выполненные при малых недогревах, по сути дела, реализованы в условиях, близких к существующим при кипении насыщенной жидкости, и сопровождаются отрывом паровых пузырей в поток (объем) охладителя [24]. Они не в полной мере воспроизводят ситуацию, складывающуюся при кипении сильно недогретой жидкости, хотя во многих аспектах наблюдаемые явления действительно схожи.

Следует также упомянуть, что появление паровых агломератов при кипении недогретой жидкости в канале приводит к ряду нежелательных гидравлических эффектов, которым, к сожалению, исследователями уделяется недостаточно внимания, что справедливо было отмечено еще в статье Бойда [25]. Это относится, в частности, к возникновению пульсаций давления и расхода жидкости в канале (прогрессивно нарастающих по мере увеличения теплового потока) и возрастанию гидравлического сопротивления потока (до этого слабо отличающегося от гидравлического сопротивления при течении однофазной жидкости с тем же массовым расходом). Данный эффект таит в себе опасность гидравлической разверки параллельных каналов, которые весьма часто используются в системах охлаждения аппаратов, а следовательно, опасная для целостности аппаратов ситуация в таких системах может наступить до достижения плотностью теплового потока величины КТП, понимаемого в классическом смысле. По этой причине также важно знать величины q , при которых в потоке кипящей недогретой жидкости появляются крупные паровые агломераты.

Данная работа была направлена на определение плотностей теплового потока q , при которых в кипящем потоке недогретой воды появляются крупные паровые агломераты в зависимости от значений недогрева жидкости, на изучение эволюции сухих пятен, возникающих после появления агломератов и являющихся непосредственными предвестниками и источниками кризиса теплоотдачи.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились на установке, представляющей собой замкнутый контур с циркулирующей в нем жидкостью. На рис. 1 представлена схема установки, а на рис. 2 – фотография основных элементов в сборе.

Изготовленный из стеклотекстолита рабочий участок (поз. 1 на рис. 1) имел прямоугольное поперечное сечение шириной 21 и высотой 5 мм (в отдельных экспериментах 3.5 мм). Длина канала составляла 70 мм. К съемной задней стенке корпуса рабочего участка с помощью высокотемпературного герметика “Пентэласт-1110” приклеивались пластины из нержавеющей стали (X18H9T, толщиной $\delta = 0.1$ мм), никрома (X20H80, $\delta = 0.2$ и 0.3 мм), титана (BT1-0, $\delta = 0.2$ мм) или титана с покрытием, образованным методом микродугового оксидирования (МДО), выполнявшие функции теплоотдающей поверхности. Нагрев теплоотдающей пластины осуществлялся постоянным электрическим током, ее ширина составляла 3–4 мм, а длина между токоподводами – 30 мм. Падение напряжения на греющей пластине измерялось на токоподводах мультиметром UNI-T UT-70A с неопре-

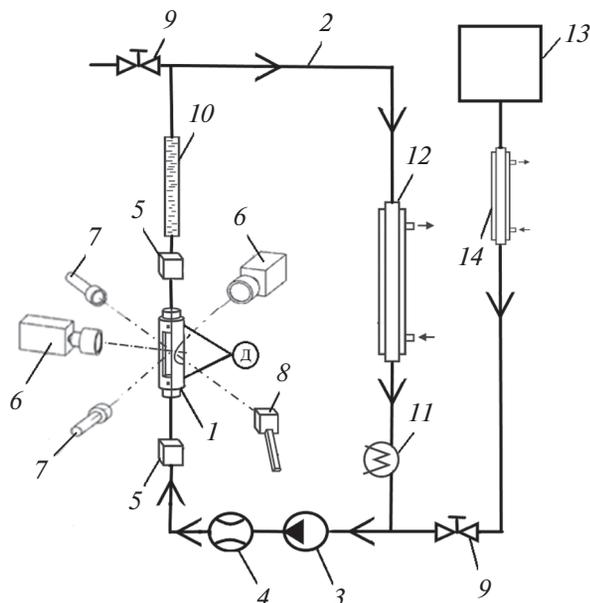


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – рабочий участок; 2 – замкнутый контур с охладителем; 3 – циркуляционный насос; 4 – расходомер; 5 – датчики температуры воды; 6 – скоростные видеокамеры; 7 – подсветка; 8 – тепловизор; 9 – вентили; 10 – прозрачная вставка; 11 – электрический подогреватель; 12 – теплообменник-охладитель; 13 – деаэрактор; 14 – теплообменник для охлаждения воды, поступающей в контур из деаэрактора; Д – датчики давления.

деленностью измерений $\pm 0.8\%$. Сила тока измерялась с помощью шунта с неопределенностью измерений $\pm 0.2\%$. Величина плотности теплового потока рассчитывалась с неопределенностью $\pm 1.3\%$.

Покрытие, полученное с помощью МДО-технологии, формировалось на поверхности титановой пластины по следующей методике: исходные образцы погружались в ванну с силикатно-щелочным электролитом (2 г/л КОН + 6 мл/л Na_2SiO_3), где под воздействием микродуговых электрических разрядов в анодно-катодном режиме с частотой 50 Гц при плотности тока 15 А/дм² в течение приблизительно 10 мин благодаря химическому взаимодействию металла основы и компонентов электролита на поверхности пластины образовывался слой оксида титана TiO_2 толщиной 10 мкм. Выбор данной технологии имел под собой следующие основания. Во-первых, исключались проблемы обеспечения надежного воспроизводимого теплового контакта между подложкой и покрытием. Во-вторых, выросшее из массива металла основы покрытие обладало высокой механической прочностью и химической стойкостью. Пористость покрытия, определенная электрическим методом (по терминологии авторов [26]), составляла $13 \pm 3\%$. Микрофотография покры-

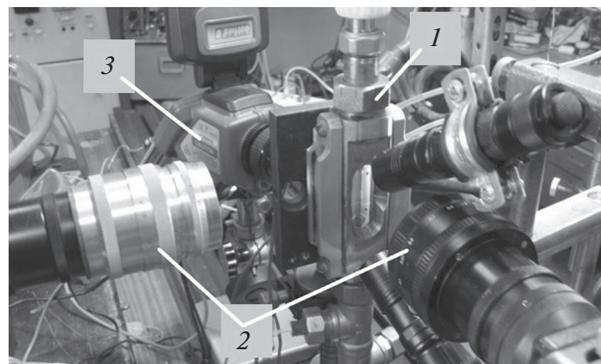


Рис. 2. Фото основных элементов экспериментальной установки: 1 – рабочий участок, 2 – скоростные видеокамеры, 3 – тепловизор.

тия, выполненная с помощью электронного микроскопа Nova NanoSEM 650, представлена на рис. 3. На ней видны многочисленные поры диаметром от 100 нм до 1 мкм, а также неоднородности поверхности размером в несколько микрометров, что хорошо коррелирует с типичными толщинами микрослоя под паровыми пузырями и значениями радиуса критического парового зародыша при атмосферном давлении. Нанесение МДО-покрытия улучшило смачиваемость поверхности (угол смачивания снизился от 85° до 20°) [27].

Рабочий участок был расположен вертикально с восходящим движением жидкости в канале. Эксперименты проводились с дистиллированной водой при атмосферном давлении ($p \approx 0.1$ МПа). Для максимального удаления растворенного в ней воздуха вода подвергалась 4–5-часовому кипячению при атмосферном давлении в специальной емкости 13 (рис. 1).

Циркуляционный контур был выполнен из гибких силиконовых армированных шлангов с

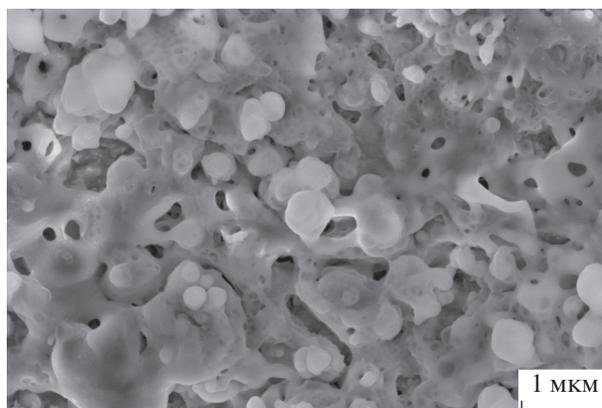


Рис. 3. Микрофотография покрытия из TiO_2 , сформированного с помощью МДО-технологии.

кордом из стекловолокна диаметром 0.5 дюйма. Циркуляция воды по контуру установки осуществлялась насосом 3 марки ARGAL TMB 35. Расход воды измерялся с точностью 0.5% турбинным расходомером 4 типа Flow-X3, протарированным объемным способом. Для поддержания и изменения температуры жидкости в контуре использовались электрический подогреватель 11 мощностью 1 кВт с регулируемым напряжением питания и охладитель 12 в виде теплообменного аппарата “труба в трубе” с холодным теплоносителем – водопроводной водой. Температура воды на входе в рабочий участок и выходе из него регистрировалась посредством медных термометров сопротивления 5 TCM-0979 с неопределенностью измерений не более 0.5°C. С помощью тепловизора 2 марки SDS Hotfind-D через щель $0.7 \times 16 \text{ мм}^2$ в корпусе рабочего участка измерялось распределение температуры на наружной поверхности греющей пластины. Показания тепловизора тестировались с помощью образцовых термопар с использованием “пластины–свидетель”. Температура внутренней поверхности (поверхности кипения) рассчитывалась с учетом внутреннего тепловыделения в пластине. Вследствие малых временного (частота записи – 25 Гц) и пространственного разрешений тепловизор позволял оценить среднюю температуру греющей поверхности в стационарном режиме. Соответствующие достаточно грубые оценки коэффициентов теплоотдачи при кипении дают значения около 100 кВт/(м² К) при $q = 3\text{--}4 \text{ МВт/м}^2$.

Для измерения перепада давления на рабочем участке был установлен дифференциальный датчик давления типа АИР-10/М1-ДД с выводом показаний на индикатор ЭЛЕМЕР ИТЦ 420/М4-1. Места отбора давления с помощью трубок из нержавеющей стали с внутренним диаметром 1 мм, расположенные в рабочем участке на расстоянии 25 мм друг от друга, соединялись с датчиками посредством термоусадочной полимерной трубки.

На передней и боковых стенках рабочего участка имелись прямоугольные стеклянные окна, через которые производилась видеосъемка процесса с частотой кадров до 5 кГц в двух взаимно перпендикулярных поверхностях на скоростные видеокамеры 2 (рис. 1) ВидеоСпринт/С/G4 (съемка в фас) и ВидеоСпринт/G2 (съемка в профиль), синхронизированные между собой и с системой сбора данных (ССД) фирмы National Instruments на базе кейпта NI Compact DAQ-9178. На данную базу велась запись величин расхода и температуры жидкости, а также силы тока и падения напряжения на греющей пластине с частотой 1 кГц. Для более эффективной визуализации процесса образования крупных пузырей дополнительно использовалась высокоскоростная видео-

съемка с частотой кадров до 50 кГц на камеру Photron Fastcam SA4 (съемка в фас).

Первая серия опытов проводилась при непрерывном повышении тепловой нагрузки от $q^* = q/q_{кр} = 0.5\text{--}0.6$ вплоть до пережога теплоотдающей пластины ($q^* = 1$) при $\rho_w = 650 \text{ кг/(м}^2 \text{ с)}$ и трех значениях недогревов (малом – $\Delta t_n = 23^\circ\text{C}$, среднем – 40 и высоком – 70). Размер изображения на видеокамере при съемке в фас подбирался так, чтобы ширина греющей пластины занимала всю ширину кадра. Первая серия опытов позволила оценить значения q в момент пережога поверхности (фактически при КТП), а также детально проследить эволюцию парожидкостного потока и динамику сухих областей на греющей поверхности в зависимости от увеличиваемой плотности теплового потока при приближении к КТП при минимальном, максимальном и среднем недогревах.

При малых толщинах греющей поверхности значения критического теплового потока и теплового потока, вызывающего пережог греющей стенки, практически совпадают (симптоматично, что в англоязычной литературе термином “burn-out” – пережог часто обозначают момент достижения КТП). Это связано с малой тепловой инерционностью, а в еще большей степени с быстрым нарастанием температуры стенки в момент кризиса из-за слабой растечки тепла от места возникновения кризиса. При больших толщинах греющей стенки из-за существенной растечки тепла от возникшего горячего пятна значения КТП могут оказаться несколько выше, скорость нарастания температуры стенки меньше, средства защиты рабочего участка от пережога успевают сработать и КТП фиксируется без пережога стенки.

После проведения каждого опыта первой серии экспериментов вследствие пережога теплоотдающей пластины требовалась ее замена. Поэтому вторая серия экспериментов проводилась при ступенчатом повышении плотности теплового потока вплоть до появления в потоке паровых агломератов, после чего производилась видеосъемка процесса, и затем уменьшение q до нуля (пережога пластины не происходило). Целью второй серии экспериментов было определение значений q в момент появления крупных паровых агломератов при различных величинах высоких недогревов $\Delta t_n = 40\text{--}75^\circ\text{C}$ в диапазоне массовой скорости $\rho_w = 500\text{--}900 \text{ кг/(м}^2 \text{ с)}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Формирование и характеристики паровых агломератов. На рис. 4 показаны последовательные кадры видеосъемки кипящего потока недогретой воды, иллюстрирующие зарождение крупного (в

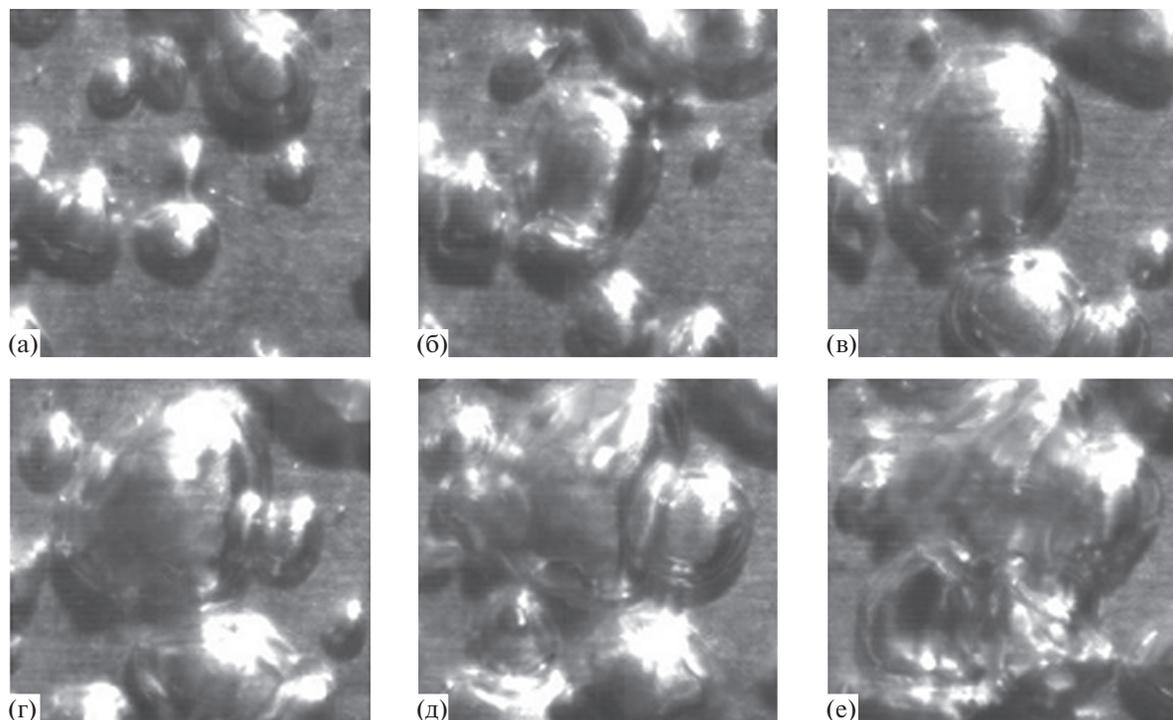


Рис. 4. Формирование крупного пузыря в результате слияния более мелких; интервал между кадрами – 120 мкс, экспозиция – 20 мкс; $\Delta t_n = 30^\circ\text{C}$, $\rho_w = 650 \text{ кг}/(\text{м}^3 \cdot \text{с})$; $q = 2.95 \text{ МВт}/\text{м}^2$; размеры кадров – $2.0 \times 2.0 \text{ мм}$; движение жидкости снизу вверх.

результате слияния нескольких пузырьков) пузыря. Он образуется за $\sim 0.5\text{--}0.6 \text{ мс}$ и, как показали наблюдения, является результатом слияния обычных пузырей малых размеров (диаметрами $200\text{--}400 \text{ мкм}$), уже существовавших и вновь зарождающихся в этой области. Согласно данным [27], время существования этих пузырей – $400\text{--}600 \text{ мкс}$, а скорость их скольжения по поверхности составляет $\sim 0.7\text{--}0.8$ от скорости сносящего потока, т.е. за время между начальным и конечным кадрами на рис. 4 наблюдаемые пузыри смещались незначительно (сливаются прежде всего соседние пузыри, а не догоняющие идущего впереди). Места возникновения слившихся пузырей, как правило, распределены случайным образом и являются результатом стохастического слияния мелких пузырей. Согласно модели кипения недогретой жидкости Снайдера [28] и Берглеса [29] (по авторским оценкам она наиболее правдоподобно описывает наблюдавшиеся явления), в основании парового пузыря происходят испарение микрослоя жидкости, возникающего в момент его зарождения, а у его купола – конденсация образовавшегося пара с передачей нестационарной теплопроводностью тепла конденсации отбегающему пузырь потоку жидкости. Произошедшее слияние мелких пузырей уменьшает удельную поверхность результирующего пузыря, ухудшает и замедляет процесс конденсации на куполах пузырей,

вызывая прогрессивно ускоряющееся объединение мелких пузырей в крупные пузыри. При этом картина практически идентична для гладких поверхностей и поверхностей с покрытием, образованным на титановой пластине методом МДО.

С увеличением q растет число обычных мелких пузырей и плотность их расположения на греющей поверхности. Соответственно, увеличивается вероятность их слияния и появления крупных (слившихся) пузырей (больше 1 мм в диаметре). Согласно экспериментальным данным, при $q = 3 \text{ МВт}/\text{м}^2$ и $\Delta t_n = 30^\circ\text{C}$ один обычный пузырь приходится в среднем на каждую площадку греющей поверхности площадью $0.8 \times 0.8 \text{ мм}^2$. При этом в зависимости от времени, прошедшего с момента зарождения этого пузыря, его размер не превышает 0.5 мм . Это предопределяет как достаточно высокую вероятность, так и случайный характер их слияния. Еще выше такая вероятность при более высоких недогревах ($\Delta t_n = 70^\circ\text{C}$), когда один пузырь чуть меньшего размера в момент начала зарождения агломератов ($q = 6\text{--}7 \text{ МВт}/\text{м}^2$) приходится в среднем на площадку $0.65 \times 0.65 \text{ мм}^2$. При приближении плотности теплового потока к критической количество крупных пузырей прогрессивно нарастает и из них начинают формироваться паровые образования сложной конфигурации – агломераты (рис. 5), размеры которых (несколько

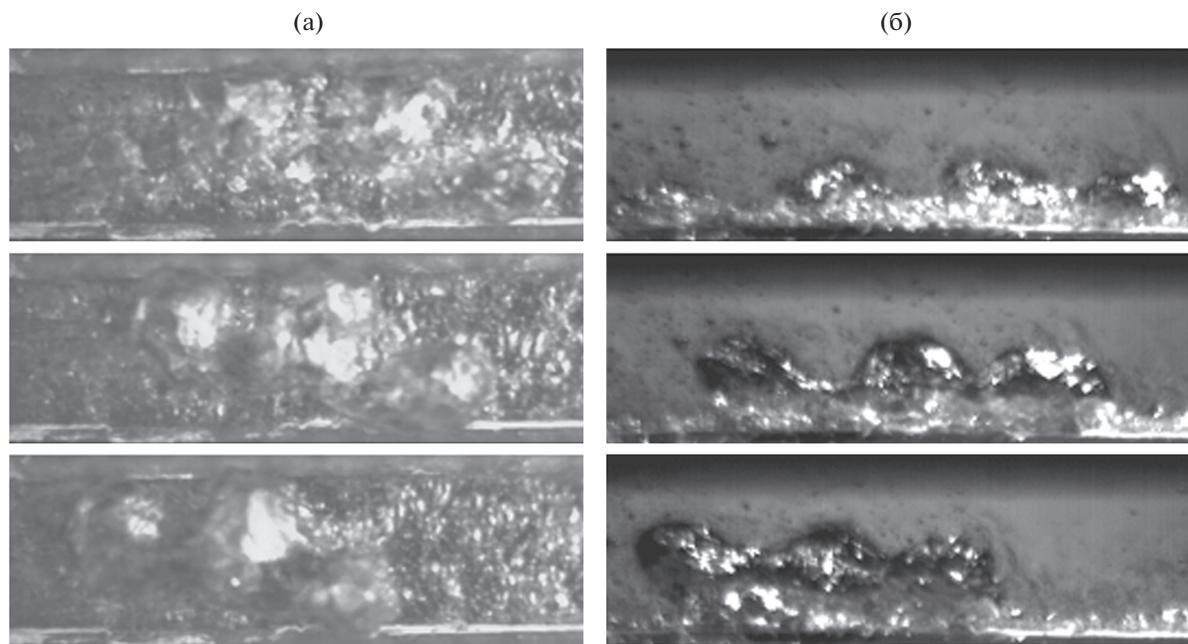


Рис. 5. Формирование парового агломерата в результате слияния трех крупных пузырей: (а) – вид в фас; (б) – вид в профиль; интервал между кадрами – 2 мс; экспозиция – 50 мкс: $\Delta t_n = 65^\circ\text{C}$, $\rho_w = 900 \text{ кг}/(\text{м}^3 \text{ с})$; $q = 6.8 \text{ МВт}/\text{м}^2$; размер кадров: (а) – $4.6 \times 12.3 \text{ мм}$, (б) – $4 \times 12.3 \text{ мм}$; движение жидкости справа налево.

мм) приближаются к характерным размерам сечения канала.

При появлении паровых агломератов гидравлическое сопротивление рабочего участка, которое до этого с увеличением q практически не изменялось, начинало расти. При этом наблюдались колебания давления, как это имеет место при снарядном режиме течения адиабатических двухфазных потоков.

В результате анализа скоростных видеосъемок сделан вывод, что фиксированных точек возникновения крупных паровых агломератов не существует: они так же, как и ординарные и слившиеся пузыри, зарождаются в произвольных местах греющей поверхности. Скорее всего, это связано как с хаотическим характером возникновения исходных мелких пузырьков, так и со случайным характером их слияний, о чем говорилось выше. Естественно, что чаще слияние пузырьков происходит на участке греющей пластины ближе к выходу из канала, где величина недогрева несколько ниже. Схожее поведение пузырей описано в [30].

Под действием сносящего потока агломераты скользили вдоль греющей стенки со скоростью, близкой к скорости потока, они нередко “схлопывались”, конденсируясь в потоке недогретой жидкости в пределах рабочего участка, но чаще на выходе из него в примыкающем необогреваемом канале.

При низких недогревах ($\Delta t_n = 20\text{--}30^\circ\text{C}$) размеры агломератов были значительно больше, чем

при высоких ($\Delta t_n > 40^\circ\text{C}$). Они имели вид “пробки”, занимающей практически весь канал. Пробка перегораживала всю ширину греющей пластины, и ситуация была подобна описанной в модели Ли и Мудавара [15]. При высоких недогревах ($\Delta t_n > 40^\circ\text{C}$) длина паровых агломератов варьировалась в достаточно широких пределах, доходя до 5–7 мм, а их ширина, в отличие от упомянутой выше ситуации, не выходила за пределы греющей пластины (примерно 4 мм), продолжительность жизни в условиях проведенных экспериментов составляла 5–20 мс. Размеры и времена жизни агломератов не зависели от типа поверхности кипения (гладкой или с МДО-покрытием). На рис. 6 представлены типичные кадры, сделанные в один момент времени на две скоростные видеокамеры (в профиль и в фас), кипения на поверхности с МДО-покрытием, на которых, в частности, можно видеть нечасто фиксируемую (и связанную с большим недогревом) картину сосуществования растущего (агломерат в правой части кадров), развитого (в центре) и схлопывающегося (в левой части кадров) паровых агломератов.

Влияние структурирования поверхности нагрева на появление агломератов. В [27] показано, что при кипении недогретой воды в условиях вынужденного течения на гладких греющих поверхностях и поверхностях, сформированных методом МДО, такие характеристики процесса, как устойчивость центров парообразования, хаотичность их распределения в пространстве, плотность цен-

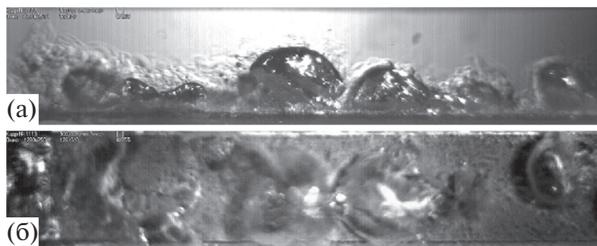


Рис. 6. Паровые агломераты на поверхности с МДО-покрытием: (а) – вид в профиль; (б) – вид в фас; $\Delta t_n = 70^\circ\text{C}$, $\rho_w = 1200 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$, $q = 7.9 \text{ МВт}/\text{м}^2$; размер кадров – $4.1 \times 21 \text{ мм}$.

тров на единицу площади греющей поверхности, распределение пузырей по размерам, а также эволюция пузыря во времени, слабо зависят от типа поверхности и определяются, прежде всего, недогревом жидкости до температуры насыщения. Исходя из вышесказанного, поскольку крупные паровые агломераты образуются в результате слияния более мелких пузырей, что можно видеть на рис. 4 и 5, логично предположить, что структурирование поверхности методом МДО не должно сильно повлиять на значения режимных параметров (плотность теплового потока и недогрев) в момент появления агломератов. Не скажется наличие покрытия и на дальнейшем росте агломератов.

На рис. 7 представлены полученные экспериментальные данные о плотностях тепловых потоков в зависимости от недогрева в момент появления агломератов на поверхности с МДО-покрытием (точки 2) и на гладких пластинах из нержавеющей стали и нихрома (точки 3 и 4 соответственно). Видно, что эти экспериментальные точки расположены достаточно близко. Можно сделать вывод о слабом влиянии модифицирования поверхности методом МДО на появление агломератов, как это имело место при изменении основных статистических характеристик процесса кипения недогретой воды. При уменьшении недогрева жидкости (при одинаковых значениях q) увеличиваются средние размеры пузырей, что является более благоприятным условием для слияния пузырей и появления агломератов. Величина q в момент появления агломератов при уменьшении недогрева снижается примерно линейно (рис. 7). Для сравнения на этом же рисунке представлены экспериментальные данные о пережоге пластины из нихрома (фактически КТП), полученные при динамическом непрерывном повышении тепловой нагрузки (точки 1), которые, естественно, расположены выше. Видно, что агломераты начинают появляться при тепловых потоках на $1.5\text{--}2.0 \text{ МВт}/\text{м}^2$ ниже соответствующих пережогу значений q , но, несомненно, являются предвестниками кризиса. Также следует отме-

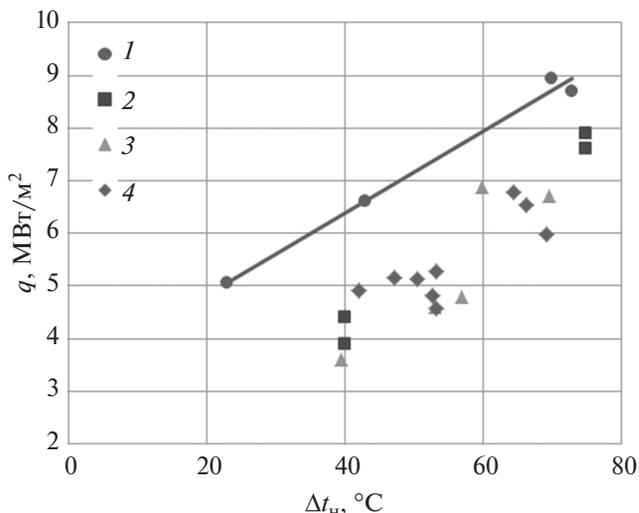


Рис. 7. Плотность теплового потока в зависимости от недогрева на момент: 1 – пережога (фактически КТП) гладкой пластины из нихрома (X20H80), $\rho_w = 660 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$; 2 – появления агломератов на тигле – появления агломератов на гладкой пластине из нержавеющей стали (X18H9T), $\rho_w = 500 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$; 4 – появления агломератов на гладкой пластине из нихрома (X20H80), $\rho_w = 500\text{--}900 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$.

тить, что изменение массовой скорости потока в исследованном диапазоне значений ($\rho_w = 500\text{--}900 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$) слабо влияло на q , соответствующую моменту появления агломератов. Этот факт не следует толковать расширительно, экстраполируя результат на область более высоких ρ_w , поскольку ранее выполненные эксперименты ОИВТ РАН [3] по критическим тепловым потокам показали наличие существенного влияния массовой скорости в области ее высоких значений ($\rho_w = 2500\text{--}10000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$).

Развитие сухих областей. Выше указывалось, что паровые агломераты являются предвестниками кризиса кипения. Непосредственно к пережогу поверхности нагрева ведут порождаемые агломератами сухие области. При высоких недогревах ($\Delta t_n > 40^\circ\text{C}$) и $q^* \sim 0.85\text{--}0.9$ на греющей поверхности вдоль ее центральной оси образовывалось несколько локальных незамываемых потоком жидкости сухих областей, подобных показанным на рис. 8. Этот процесс иллюстрируется на видео № 1¹, кадры из которого представлены на рис. 9. Видно образование одной из таких незамываемых (не смачиваемых повторно) сухих областей размером примерно $1\text{--}1.5 \text{ мм}$ в диаметре после прохода агломерата над данным участком греющей поверхности. С увеличением плотности теплового потока на стенке размеры этих сухих областей увели-

¹ Дополнительные материалы на странице статьи в Интернете.

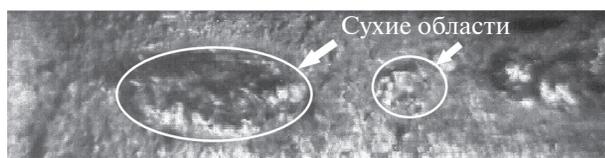


Рис. 8. Сухие области при $\Delta t_n = 70^\circ\text{C}$, $\rho_w = 660 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$, $q = 8.8 \text{ МВт}/\text{м}^2$; размер кадра – $3.9 \times 15.6 \text{ мм}$.

чивались, происходило их слияние в сплошную паровую пленку (иллюстрируется на видео № 2²), следом за которым наступал пережог пластины. При этом видно, что сухие пятна сливаются в паровую пленку сначала в продольном направлении, а затем уже она расширяется до полной ширины греющей пластины. Видимо, причиной этому служил более легкий доступ холодной жидкости к периферии греющей пластины, чем к ее оси.

Пережог эпизодически наступал на отдельной локальной сухой области, обычно ближе к концу греющей поверхности по течению теплоносителя, где создавались условия наименьшего локального недогрева жидкости (рис. 10). Следует отметить, что если на греющей поверхности появлялась такая локальная “заметная глазу” сухая область размером примерно 1.5–2 мм в диаметре при стационарном режиме ($q = \text{const}$), то она необратимо расширялась, и когда сухая область распространялась на всю ширину греющей поверхности, наступал пережог поверхности (рис. 10). При этом q при пережоге в таком режиме обычно была ниже, чем при динамическом непрерывном повышении тепловой нагрузки (точки 1, рис. 7), что типично для греющей пластины малой толщины.

Стоит отметить, что с появлением сухих областей количество агломератов существенно снижалось, и затем они совсем пропадали, о чем также отмечалось в [14]. Возможно, места образования агломератов на греющей поверхности постепенно занимались расширяющимися незамываемыми сухими областями.

В [10, 12] наблюдалось наличие пузырей под паровыми агломератами, что говорит о существовании кипения в слое жидкости под ними. В этом случае механизм формирования незамываемых сухих областей, скорее всего, схож с тем, который описан в модели В.В. Ягова [20, 21], а именно, как результат прогрессирующего роста и слияния обычных пузырей и индивидуальных сухих пятен в их основании на поверхности нагрева. Естественно, что в условиях, когда паровой агломерат отделяет слой жидкости под ним от ядра потока, на подпитку жидкостью зоны тройного контакта фаз в макрослое под пузырями в жидкостном

² Дополнительные материалы на странице статьи в Интернете.

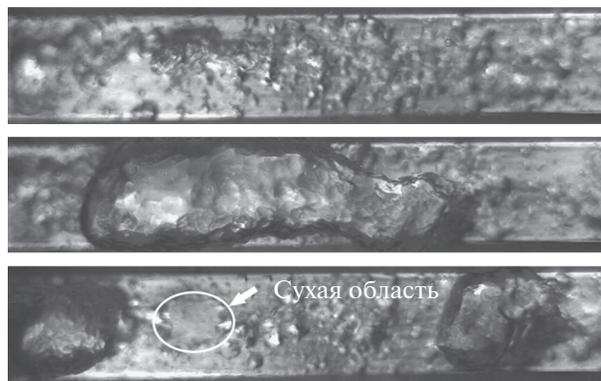


Рис. 9. Образование сухой области при пролете парового агломерата при $\Delta t_n = 43^\circ\text{C}$, $\rho_w = 660 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$, $q = 5.6 \text{ МВт}/\text{м}^2$; движение жидкости справа налево; интервал между кадрами – 6.5 мс; размер кадров – $3.5 \times 17.9 \text{ мм}$.

подслое определяющее влияние должны оказывать такие характеристики агломератов, как их размеры, время пролета над греющей поверхностью и частота появления, которые в свою очередь зависят от режимных параметров (недогрева и скорости потока). Например, в отличие от высоких недогревов, в условиях низкого недогрева ($\Delta t_n = 23^\circ\text{C}$), когда, как уже было сказано выше, агломераты имеют вид “пробки”, занимающей практически все сечение канала над греющей пластиной, после пролета друг за другом нескольких таких агломератов на всей площади греющей поверхности формировалась сплошная паровая пленка.

В [17] при кипении насыщенной воды в большом объеме в качестве причины наступления кризиса называется расширение сухих областей, оставшихся после отрыва крупных пузырей. При этом в качестве основной причины расширения сухой области авторами [17] называется ослабление подпитки свежей жидкостью линии контакта трех фаз вследствие активного пузырькового кипения вблизи этой линии. Интенсивность пузырькового кипения вблизи границ сухой области возрастает вследствие дополнительного перегрева поверхности из-за влияния близкого расположения сухой области с низкой теплоотдачей. Это подтверждается данными работы [31], где с помощью оптоволоконных микрозондов наблюдалось чрезвычайно интенсивное пузырьковое кипение вокруг сухих областей. В авторских экспериментах также происходило интенсивное пузырьковое кипение в окрестности сухих пятен (иллюстрируется на видео № 2). Скорее всего, в условиях кипения недогретой жидкости в канале вследствие более высоких перегревов поверхности по сравнению с кипением насыщенной жидкости в большом объеме (в первом случае отводимые плотности тепловых потоков, как правило,

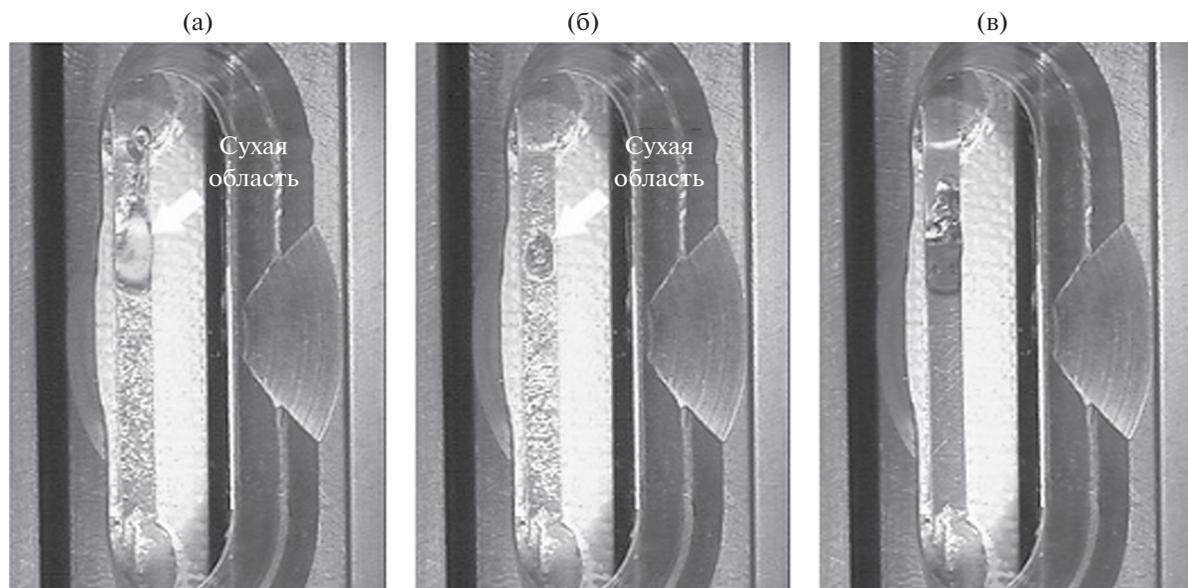


Рис. 10. Пережог на локальной сухой области при $\Delta t_{\text{нед}} = 59^\circ\text{C}$, $\rho_w = 550 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$, $q = 5.4 \text{ МВт}/\text{м}^2$; ширина греющей пластины – 4 мм; направление потока жидкости снизу вверх; интервал между кадрами – 280 мс: (а) – появление локальной сухой области, (б) – расширение сухой области и локальный перегрев греющей пластины, (в) – перегоревшая пластина в месте расположения локальной сухой области.

многократно больше) интенсивность процесса формирования и роста сухих областей может быть даже выше.

На основании полученных экспериментальных данных, а также представленного анализа литературных источников можно представить следующую последовательность событий при развитии кризиса при кипении сильно недогретой жидкости в канале.

- С увеличением плотности теплового потока плотность расположения мелких пузырей на греющей поверхности возрастает, что создает предпосылки для их слияния в крупные пузыри.

- При дальнейшем увеличении плотности теплового потока получившиеся крупные пузыри образуют еще более крупные паровые образования – агломераты, под которыми ослабевают (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.

- 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.

Стоит отметить, что в условиях малых недогревов (для воды при $\Delta t_n < 30\text{--}40^\circ\text{C}$) кризис, скорее всего, наступает по модели Ли и Мудава

[15], согласно которой наступление кризиса вызывается с высыханием (полным испарением) жидкостного подслоя по мере прохождения крупного парового агломерата над греющей поверхностью, тогда как при больших значениях Δt_n кризис развивается по описанному выше сценарию.

Здесь уместно вернуться к следующему вопросу. Выше на основании данных экспериментов говорилось, что характеристики и режимные параметры возникновения агломератов примерно одни и те же на гладких поверхностях и поверхностях с покрытиями, сформированными методом МДО. В то же время большое число исследователей, в частности авторов [9, 32], сходятся в том, что критическая плотность теплового потока на поверхностях с покрытием выше. Не исключено, что в данном случае срабатывает следующий фактор. Кризис кипения вызывают не сами агломераты, а порождаемые ими сухие пятна быстро расширяющейся площади. При правильном выборе пористости и структурных характеристик покрытий [32] они обеспечивают повышенную интенсивность подвода охладителя к сухому пятну, которое получает возможность функционировать в более широком диапазоне тепловых потоков. В итоге кризис кипения задерживается, и необратимый прогрессирующий рост температуры поверхности нагрева происходит при более высоких плотностях теплового потока. Разумеется, данный вопрос требует дальнейшего изучения и анализа.

Уместно также отметить, что эффекты, связанные с поведением сухих областей большей частью изучаются на греющих поверхностях малой толщины. Это позволяет применять инструментальные средства с большим временным и пространственным разрешением. Толщина греющей стенки реальных аппаратов заметно больше, больше ее тепловая инерция и способность отводить тепло от горячих пятен. Поэтому численные значения $q_{кр}$ и параметров, определяющих поведение сухих пятен, будут в этом случае несколько иными [33], отличаясь в сторону более высоких значений КТП.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием скоростной видеосъемки проведено экспериментальное исследование кипения недогретой воды в предкризисных условиях при атмосферном давлении в диапазонах недогрева до температуры насыщения $\Delta t_n = 20\text{--}75^\circ\text{C}$ и массовой скорости $w = 500\text{--}900$ кг/(м²·с).

Показано, что при $q > 0.75\text{--}0.8q_{кр}$ в потоке жидкости в результате объединения крупных пузырей, которые в свою очередь образуются при слиянии обычных мелких пузырей, формируются паровые агломераты.

В условиях больших недогревов ($\Delta t_n > 40^\circ\text{C}$) наличие агломератов 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 и пережогу греющей пластины.

Установлено, что модифицирование греющей поверхности методом МДО не влияет на величину плотности теплового потока q в момент появления агломератов, хотя может несколько притормозить прогрессирующий рост площади сухих пятен.

Появление в потоке жидкости при кипении недогретой воды паровых агломератов приводит к возрастанию гидравлического сопротивления потока, а также к таким нежелательным гидравлическим эффектам, как пульсации давления и расхода жидкости, что несет в себе угрозу гидравлической разверки системы охлаждения и возникновения возникновения аварийной ситуации еще до наступления КТП.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-08-00188.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вараксин А.Ю.* Двухфазные потоки с твердыми частицами, каплями и пузырями: проблемы и результаты исследований (обзор) // ТВТ. 2020. Т. 58. № 4. С. 646.
2. *Boyd R.D.* Subcooled Flow Boiling Critical Heat Flux (CHF) and its Application to Fusion Energy Components. Part I. A Review of Fundamentals of CHF and Related Data Base // Fusion Technol. 1985. V. 7. № 1. P. 7.
3. *Зейгарник Ю.А., Климов А.И., Ротинов А.Г., Смыслов Б.А.* Некоторые результаты экспериментального исследования кризиса кипения при вынужденном движении недогретой воды // Теплоэнергетика. 1997. № 3. С. 14.
4. *Dedov A.V., Komov A.T., Varava A.N., Yagov V.V.* Hydrodynamics and Heat Transfer in Swirl Flow under Conditions of One-side Heating. Part 2: Boiling Heat Transfer. Critical Heat Fluxes // Int. J. Heat Mass Transfer. 2010. V. 53. № 21–22. P. 4966.
5. *Hata K., Fukuda K., Masuzaki S.* Mechanism of Critical Heat Flux During Flow Boiling of Subcooled Water in a Circular Tube at High Liquid Reynolds Number // Exp. Therm. Fluid Sci. 2016. V. 70. P. 255.
6. *Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А., Соловьев С.Л.* Теплообмен в ядерных энергетических установках. М.: Изд-во МЭИ, 2003. 548 с.
7. *Groeneveld D.C., Leung L.K.H., Kirillov P.L., Bobkov V.P., Smogalev I.P., Vinogradov V.N., Huang X.C., Royer E.* The 1995 Look-up Table for Critical Heat Flux in Tubes // Nucl. Eng. Des. 1996. V. 163. № 1–2. P. 1.
8. *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.
9. *Hall D.D., Mudawar I.* Critical Heat Flux (CHF) for Water Flow in Tubes. II. Subcooled CHF Correlations // Int. J. Heat Mass Transfer. 2000. V. 43. № 14. P. 2605.
10. *Васильев Н.В., Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А., Маслакова И.В.* Экспериментальное исследование структуры двухфазного потока недогретой жидкости в предкризисных условиях // Теплоэнергетика. 2019. № 11. С. 37.
11. *Galloway J.E., Mudawar I.* CHF Mechanism in Flow Boiling from a Short Heated Wall. I. Examination of near-wall Conditions with the Aid of Photomicrography and High-speed Video Imaging // Int. J. Heat Mass Transfer. 1993. V. 36. № 10. P. 2511.
12. *Bang I.C., Chang S.H., Baek W.P.* Visualization of the Subcooled Flow Boiling of R-134a in a Vertical Rectangular Channel with an Electrically Heated Wall // Int. J. Heat Mass Transfer. 2004. V. 47. P. 4349.
13. *Bloch G., Bruder M., Sattelmayer T.* A Study on the Mechanisms Triggering the Departure from Nucleate Boiling in Subcooled Vertical Flow Boiling Using a Complementary Experimental Approach // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. V. 92. P. 403.
14. *Celata G.P., Cumo M., Mariani A., Zummo G.* Physical Insight in the Burnout Region of Water-subcooled Flow Boiling // Revue generale de Thermique. 1998. V. 37. № 6. P. 450.
15. *Lee C.H., Mudawar I.* A Mechanistic Critical Heat Flux Model for Subcooled Flow Boiling Based on Local Bulk Flow Conditions // Int. J. Multiph. Flow. 1988. V. 14. № 6. P. 711.
16. *Gerardi C., Buongiorno J., Hu L.W., McKrell T.* Study of Bubble Growth in Water Pool Boiling Through Synchronized, Infrared Thermometry and High-speed

- Video // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2010. V. 53. № 19. P. 4185.
17. *Chu I.C., No H.C., Song C.H., Euh D.J.* Observation of Critical Heat Flux Mechanism in Horizontal Pool Boiling of Saturated Water // *Nucl. Eng. Des.* 2014. V. 279. P. 189.
 18. *Kim D.E., Song J., Kim H.* Simultaneous Observation of Dynamics and Thermal Evolution of Irreversible Dry Spot at Critical Heat Flux in Pool Boiling // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2016. V. 99. P. 409.
 19. *Сердюков В.С., Суртаев А.С., Павленко А.Н., Чернявский А.Н.* Исследование локального теплообмена в окрестности контактной линии под паровыми пузырями при кипении жидкостей // *ТВТ*. 2018. Т. 56. № 4. С. 563.
 20. *Ягов В.В.* Физическая модель и расчетное соотношение для критических тепловых нагрузок при пузырьковом кипении жидкостей в большом объеме // *Теплоэнергетика*. 1988. Т. 3. № 6. С. 53.
 21. *Yagov V.V.* Is a Crisis in Pool Boiling Actually a Hydrodynamic Phenomenon? // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2014. V. 73. P. 265.
 22. *Зайцев Д.В., Кабов О.А., Чеверда В.В., Буфетов Н.С.* Влияние волнообразования и краевого угла смачивания на термокапиллярный разрыв стекающей пленки жидкости // *ТВТ*. 2004. Т. 42. № 3. С. 449.
 23. *Павленко А.Н.* О физике развития кризисных явлений при кипении (комментарий к статье Е.Д. Федоровича “О целесообразности разработки двухстадийной модели кризиса кипения смачивающей поверхности нагрева жидкости”) // *Теплоэнергетика*. 2020. № 11. С. 86.
 24. *Kim S.H., Chu I.C., Choi M.H., Euh D.J.* Mechanism Study of Departure of Nucleate Boiling on Forced Convective Channel Flow Boiling // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2018. V. 126. P. 1049.
 25. *Boyd R.D.* Subcooled Flow Boiling Critical Heat Flux (CHF) and Its Application to Fusion Energy Components. Part II. A Review of Microconvective, Experimental, and Correlational Aspects // *Fusion Technol.* 1985. V. 7. № 1. P. 31.
 26. *Суминов И.В., Белкин П.Н., Эпельфельд А.В., Людин В.Б., Крит Б.Л., Борисов А.М.* Плазменно-электролитическое модифицирование поверхности металлов и сплавов. В 2-х т. Т. II. М.: Техносфера, 2011. 512 с.
 27. *Васильев Н.В., Вараксин А.Ю., Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А., Эпельфельд А.В.* Характеристики кипения воды, недогретой до температуры насыщения, на структурированных поверхностях // *ТВТ*. 2017. Т. 55. № 6. С. 712.
 28. *Snyder N.W., Robin T.T.* Mass-transfer Model in Subcooled Nucleate Boiling // *Trans. ASME. J. Heat Transfer*. 1969. V. 91. № 3. P. 404.
 29. *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.
 30. *Celata G.P., Cumo M., Mariani A., Zummo G.* Burnout in Subcooled Flow Boiling of Water. A Visual Experimental Study // *Int. J. Therm. Sci.* 2000. V. 39. № 9–11. P. 896.
 31. *Bruder M., Sembach L., Lampl D., Hirsch C., Sattelmayer T.* Local Measurements on Vertical Subcooled Flow Boiling of Refrigerant Novec 649 // *Int. J. Multiph. Flow*. 2019. V. 119. P. 108.
 32. *Kim D.E., Yu D.I., Jerng D.W., Kim M.H., Ahn H.S.* Review of Boiling Heat Transfer Enhancement on Micro/Nanostructured Surfaces // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2015. V. 66. P. 173.
 33. *Gogonin I.I.* Influence of the Thickness of a Wall and of its Thermophysical Characteristics on the Critical Heat Flux in Boiling // *J. Eng. Phys. Thermophys.* 2009. V. 82. № 6. P. 1175.

УДК 536.24

ТЕПЛООТДАЧА К ВОДНЫМ РАСТВОРАМ ГЛИКОЛЕЙ В ИМПУЛЬСНО ПЕРЕГРЕТЫХ СОСТОЯНИЯХ

© 2021 г. Д. В. Волосников¹, *, И. И. Поволоцкий¹, А. А. Старостин¹, П. В. Скрипов¹

¹ФГБУН Институт теплофизики Уральского отделения РАН, г. Екатеринбург, Россия

*E-mail: dima_volosnikov@mail.ru

Поступила в редакцию 19.05.2020 г.

После доработки 15.07.2020 г.

Принята к публикации 14.10.2020 г.

В экспериментах по управляемому импульсному нагреву вещества сопоставлена теплоотдача к водным растворам гликолей и пропиленгликолей в полном диапазоне составов. Исследование проведено в области устойчивых и перегретых состояний. Применен режим термостабилизации нагревателя-зонда при достижении заданной температуры. Характерная продолжительность нагрева составляла 10 мс. Показана принципиальная осуществимость измерений первичных величин в водных растворах, перегретых относительно температуры равновесия жидкость–пар. В пробных экспериментах с раствором полипропиленгликоля ППГ-425 в воде измерения проведены при кратковременном перегреве относительно температуры равновесия жидкость–жидкость, а также в некоторой области составов относительно температуры диффузионной спинодали раствора.

DOI: 10.31857/S0040364421020150

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования переноса тепла с поверхности нагревателей (в пренебрежении вкладом конвективного теплообмена и излучения) обычно проводятся в области устойчивых состояний жидкостей [1–3]. Исследования переноса тепла в жидкостях, перегретых относительно температуры равновесия жидкость–пар, в виду очевидных экспериментальных трудностей [4] носят отрывочный характер [5–8]. В то же время явление перегрева сопровождается, как правило, процессы мощного тепловыделения, быстрого сброса давления и растяжения жидкостей (см. работы [9–13] и библиографию в них). Формальная экстраполяция значений тепловых свойств жидкостей за линию равновесия жидкость–пар недостаточно надежна. Действительно, за редкими исключениями температурная зависимость теплопроводности и изобарной теплоемкости имеет противоположные знаки в широкой области изменения температуры [14]. В первую очередь ненадежность экстраполяции относится к двух- (и более) компонентным системам [4]. Область двухфазных равновесий при переходе к раствору расширяется, релаксация может идти по нескольким признакам, а избыточные функции — изменять знак с температурой. В таких условиях на первый план выходит эксперимент. Основные методологические требования заключаются в минимизации произведения измерительного объема на продолжительность наблюдения пере-

гретого состояния и автоматизации измерений первичных данных, по которым осуществляется последующий расчет тепловых свойств, с микросекундным разрешением по времени.

Цель настоящей работы состояла в изучении характерных черт теплоотдачи к импульсно перегретым растворам в сравнении с теплоотдачей, наблюдаемой в области устойчивых состояний раствора и в чистых компонентах при сопоставимых условиях опыта. Для ее достижения был применен метод управляемого импульсного нагрева проволочного зонда [15], а именно, режим термостабилизации при достижении температурой зонда заданного значения [16, 17]. Суть этой методики и ее аппаратное оформление соответствуют методическим требованиям, упомянутым выше. Объектами изучения служили водные растворы низкомолекулярных гомологов этиленгликоля и пропиленгликоля. Выбор объектов обусловлен важностью развития теплофизических моделей систем с большими отклонениями от идеального поведения и широким спектром их применения в теплотехнике, фармацевтической, химической и пищевой промышленности. В частности, низкая токсичность и высокая растворимость гликолей в воде позволяют использовать их для очистки биологических материалов и в качестве добавки в производстве пищевых пленок и покрытий [18]. Главная мотивация данного исследования — формирование экспериментальной основы перехода к изучению более сложных си-

стем, а именно, водных растворов полиэтиленгликоля и полипропиленгликоля. В отличие от низкомолекулярных растворов им свойственна ограниченная смешиваемость, характеризуемая нижней критической температурой растворения (НКТР). Привлекательность данных растворов для исследователя состоит в том, что их нагрев из устойчивого состояния может сопровождаться кратковременным перегревом не только относительно температуры равновесия жидкость—пар, но и температуры равновесия жидкость—жидкость (бинодали расслаивающегося раствора [19]), а также в некоторой области составов температуры диффузионной спинопали раствора. Исследование характерного времени жизни растворов и особенностей переноса тепла в метастабильных (не вполне устойчивых) и термодинамически неустойчивых состояниях, в том числе на фоне фазовых переходов и спинопального распада [20], является основной целью данного исследования.

ИССЛЕДОВАНИЕ И АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛООБМЕНА ИМПУЛЬСНО ПЕРЕГРЕТЫХ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ГЛИКОЛЕЙ

Управляемый импульсный нагрев в режиме термостабилизации проволоочного зонда. Суть данного режима состоит в создании кратковременных

квазиизотермических условий для импульсно нагреваемого зонда в веществе при соответствующем регулировании мощности его нагрева. При нагреве температура зонда увеличивается от начального значения T_0 до выбранного значения $T_{st}(t_2 > t_1) \approx \text{const}$ за время порядка $t_1 \sim 10^{-4}$ с и в дальнейшем поддерживается постоянной на заданном интервале времени $t_2 \sim 10^{-2}$ с. В опыте измеряются значения падения напряжения на зонде и образцовом (“токовом”) резисторе, включенном последовательно зонду. По первичным данным с привлечением данных стандартной градуировки платиновых термометров рассчитываются значения температуры зонда $T_{st}(t)$ и электрической мощности $P(t; T_{st})$, необходимой для ее поддержания (рис. 1). Далее определяются средняя (по поверхности зонда) плотность теплового потока через поверхность зонда и мгновенный коэффициент теплоотдачи $K_T(t)$ как основная переменная в опытах с мощным тепловыделением при заданном температурном напоре $\Delta T = T_{st} - T_0$:

$$K_T(t) = P(t)/(\Delta T S_w), \quad (1)$$

где S_w — площадь поверхности зонда. При заданном значении ΔT значения мощности $P(t)$ чувствительны к изменению интенсивности переноса тепла в серии опытов: чем выше значение $P(t)$, тем выше $K_T(t)$.

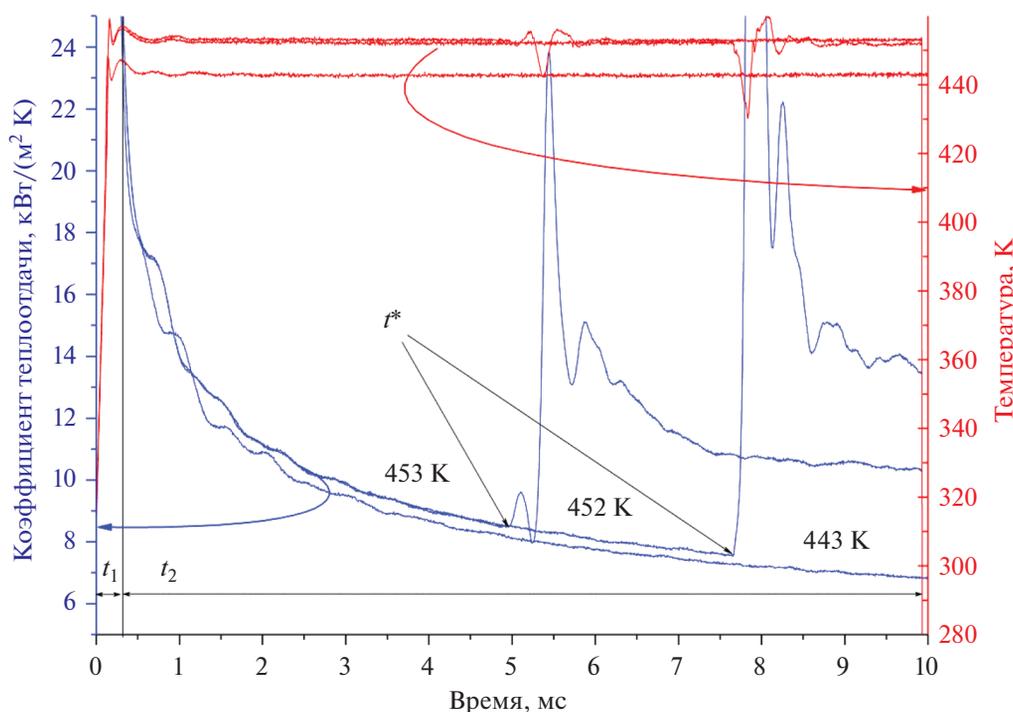


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплоотдачи к изопропанолу, рассчитанного по измеренным значениям мощности $P(t)$ для трех значений T_{st} : давление — атмосферное; монотонный ход кривых возмущен процессом спонтанного вскипания жидкости.

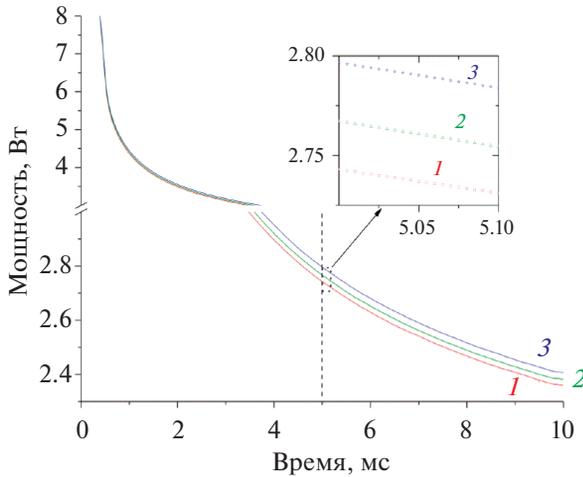


Рис. 2. Изменение мощности нагрева зонда в воде при значениях термостабилизации $T_{st}(t) = 423$ К и различных давлениях: 1 – 0.1 МПа, 2 – 20, 3 – 40.

Измерение мгновенного коэффициента теплоотдачи (1) возможно не только в области устойчивых состояний вещества, где время жизни системы ничем не ограничено, но и в области перегретых (короткоживущих) состояний при $T_{st}(t < t^*) > T_s$, где T_s – температура равновесия жидкость–пар вещества при заданном давлении p ; t^* – время жизни вещества при заданной тепловой моде до его спонтанного вскипания [21]. В качестве примера на рис. 1 моменты вскипания t^* для трех значений перегрева изопропанола ($T_s = 356$ К) показаны стрелочками. При повышении степени перегрева растет чувствительность

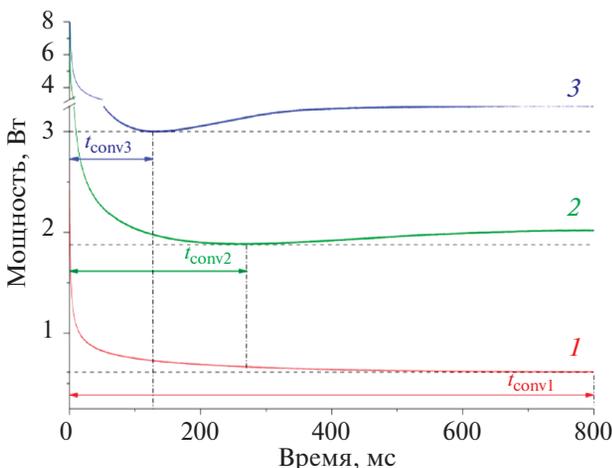


Рис. 3. Мощность нагрева зонда, необходимая для его термостабилизации в воде, при трех значениях $T_{st}(t)$: 1 – 373 К, 2 – 473, 3 – 548; момент проявления признаков конвекции, мс: $t_{conv1} = 800$, $t_{conv2} = 264$, $t_{conv3} = 125$; давление – 30 МПа.

методики к изменениям параметров опыта, в частности к изменениям давления, сопровождающимся малым изменением теплофизических свойств жидкости (рис. 2). Одновременно сокращается характерное время “включения” конвективного режима теплообмена (рис. 3). Признаком конвекции, как и ранее [22, 23], служило изменение знака производной от функции $P_i(t)$. С учетом полученного результата характерная продолжительность нагрева была выбрана равной 10 мс.

Достаточная повторяемость данных опыта в серии измерений и их чувствительность к малым изменениям свойств жидкости, наряду с постоянством свойств зонда в продолжительных сериях измерений, делают обоснованным переход к относительному варианту измерений. Такой переход удобен в связи с существенной компенсацией ряда поправок, присущих зондовым методам, в частности вклада эффектов переноса тепла в спай и движения зонда (ввиду его термического расширения) на начальной стадии нагрева, $t < t_2$ на рис. 1.

В настоящей работе осуществлено сопоставление коэффициентов теплоотдачи к растворам, когда параметром служит концентрация при заданных значениях p и T_{st} . Характерный результат для одного из растворов представлен на рис. 4. Обнаружено, что экспериментальные кривые $P_3(t)$, $P_5(t)$ и $P_7(t)$ раствора лежат ниже их аддитивных значений $P_2(t)$, $P_4(t)$ и $P_6(t)$, рассчитанных для соответствующих концентраций на основе данных для чистых компонентов (индексы 1 и 8): $P_{add}(t) = P_8(t) + C(P_1(t) - P_8(t))/100$, где C – концентрация воды в мас. %. Данный эффект для

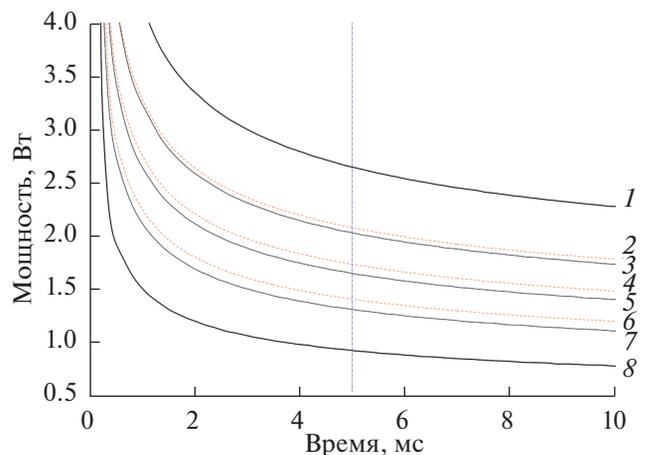


Рис. 4. Сопоставление экспериментальных ($P_3(t)$, $P_5(t)$ и $P_7(t)$ – сплошные линии) и аддитивных ($P_2(t)$, $P_4(t)$ и $P_6(t)$ – пунктир) значений мощности нагрева зонда при $T_{st}(t) = 423$ К в водном растворе триэтиленгликоля: 1 – вода $P_1(t)$; 2, 3 – 28 мас. %; 4, 5 – 48; 6, 7 – 67; 8 – триэтиленгликоль $P_8(t)$; вертикальная линия – произвольно выбранный момент времени $t = 5$ мс в относительном варианте измерений.

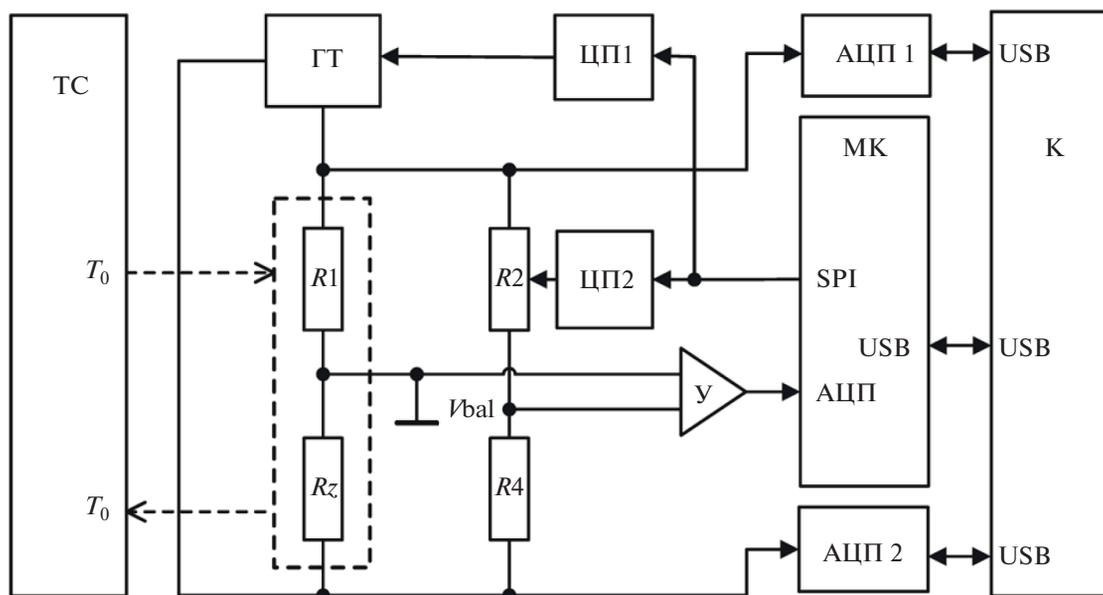


Рис. 5. Функциональная схема установки с цифровым управлением импульсного нагрева проволочного зонда: ТС – жидкостный термостат начальной температуры T_0 образца; К – компьютер; МК – микроконтроллер; У – усилитель напряжения V_{bal} разбаланса моста; ЦП1, ЦП2 – цифровые потенциометры; ГТ – генератор тока; R_1 , R_4 – постоянные сопротивления моста; R_2 – настраиваемое сопротивление в составе ЦП2; R_3 – термосопротивление проволочного зонда; АЦП1, АЦП2 – преобразователи напряжений на сопротивлениях R_1 и R_3 .

растворов с отрицательным объемом смешения обсуждается ниже.

Автоматизированная установка и устройство управляемого импульсного нагрева зонда. Для решения поставленной задачи применена автоматизированная установка, осуществляющая метод управления мощностью тепловыделения в проволочном зонде – термометре сопротивления, непосредственно в ходе его нагрева (рис. 5). В состав установки входит циркуляционный жидкостный термостат ТС, измерительная камера [24] (не показана на рисунке), компьютер К и схема управления током нагрева с микроконтроллером МК. Начальные установки МК передаются от управляющей программы компьютера. Импульсный нагрев производится под управлением МК и включает в себя быстрый нагрев зонда и последующее поддержание заданного среднего значения его температуры T_{st} , в том числе на фоне сосредоточенных во времени фазовых переходов [10, 25, 26]. Для стабилизации средней температуры зонда по значению его термосопротивления R_Z используется принцип “автобаланса моста”. Мост составлен из постоянных (R_1 , R_4) и переменных (R_2 , R_3) сопротивлений. Генератор тока ГТ может изменять значение тока нагрева, протекающего через R_Z , по сигналу напряжения управления от цифрового потенциометра ЦП1. Программа управления микроконтроллера МК формирует сигнал отрицательной обратной связи

через ЦП1 по усиленному сигналу напряжения разбаланса моста V_{bal} , поступающему на вход АЦП МК. В результате схема стремится обеспечить равновесие моста и, как следствие, постоянство значения R_Z и средней температуры нагрева проволочного зонда. Величина удерживаемого значения R_Z в уравновешенном мосте зависит от величины сопротивления R_2 в составе цифрового потенциометра ЦП2: $R_Z = R_1 R_4 / R_2$. Таким образом, можно настраивать мост с помощью ЦП2 на определенное значение средней температуры нагрева зонда по его термосопротивлению R_Z и поддерживать это значение в ходе импульсного опыта. Время установления заданного значения R_Z составляет десятки микросекунд и зависит от свойств образца и масштаба дрейфа значения T_{st} на участке t_2 (см. рис. 1). В настоящих опытах величина дрейфа составляла около 1% от заданного температурного напора.

Преимущество цифровой схемы управления позволяет обеспечить повторяемость кривой нагрева лучше 0.1% в серии опытов из десятков импульсов. Для измерения напряжений на сопротивлениях R_1 и R_3 используются быстродействующие 14-разрядные преобразователи Е14-440 (АЦП1 и АЦП2 на рис. 5), что обуславливает общую нелинейность измерений в 0.05% и дифференциальную ошибку в 0.02%. Погрешность определения сопротивления образцового резистора $\delta R_1 \approx 0.1\%$. Погрешность измерения термо-

сопротивления $\delta R_z(t) \approx 0.9\%$ (см. подробнее [16]). Таким образом, погрешность измерения мощности $\delta P(t)$ равна 1.0%. Погрешности определения радиуса зонда r и его длины l составляют $\delta r \approx 2.5\%$ и $\delta l \approx 1\%$ соответственно. Погрешность определения теплового потока от зонда в вещество оценивается величиной $\delta q(t) \approx (3-4)\%$. В случае относительных измерений на одном зонде погрешность определения изменений теплового потока исключает погрешности определения площади поверхности зонда. В опытах используется тонкая платиновая проволока диаметром 0.02 мм и длиной около 10 мм. Соотношение боковой и торцевой поверхностей проволоки составляет около 1000. Оценка теплотерь в токоподводы в опытах на разной длине проволоки с экстраполяцией на нулевое значение дает менее 1% от подводимой мощности [27]. Сравнение интенсивности теплоотдачи к растворам с различной концентрацией компонентов производится при одном фиксированном значении температуры T_{st} , что позволяет пренебречь изменениями теплотерь в токоподводе с изменением температуры зонда. Общая погрешность определения относительно коэффициента теплоотдачи в данном случае оценена на уровне $\delta \Delta K_T / \overline{K_T} \sim (1.5-2)\%$.

Образцы и их подготовка. Водные растворы изготавливались при смешении дистиллированной воды и соответствующих гликолей. Использовались вещества отечественных производителей и поставщиков (компания “Sigma-Aldrich Rus”): этиленгликоль марки “ч.д.а.”, ГОСТ 10164-75; диэтиленгликоль марки “ч.”, СТП ТУ КОМП 2-315-11; триэтиленгликоль марки “для синтеза” (CAS No.: 112-27-6); пропиленгликоль (Propylene glycol, CAS No.: 57-55-6); дипропиленгликоль (Dipropylene glycol, CAS No.: 25265-71-8); трипропиленгликоль (Tripropylene glycol, CAS No.: 24800-44-0).

Всего подготовлено и исследовано 44 образца водных растворов, из них 21 образец гликолей и 23 – пропиленгликолей. Массовая концентрация веществ гликолевого ряда в водном растворе (мас. %): этиленгликоля (19, 23, 37, 47, 58, 73, 78); диэтиленгликоля (13, 28, 38, 48, 60, 67, 84) и триэтиленгликоля (13, 28, 37, 47, 57, 67, 83). Объем каждого образца получился порядка 20 мл. Погрешность определения концентрации составляла ± 0.5 мас. %.

Навеска образцов проводилась с использованием лабораторных электронных весов специального класса точности Sartogосm br 221s (цена деления – 0.0001 г). Смешивание компонентов осуществлялось в ультразвуковом диспергаторе Quick 218 Ultrasonic Cleaner.

Во всей области изменения состава выбранным образцам свойственны отрицательные значения объема смешения v^E [18, 28]. Увеличение длины молекулярной цепи сопровождалось по-

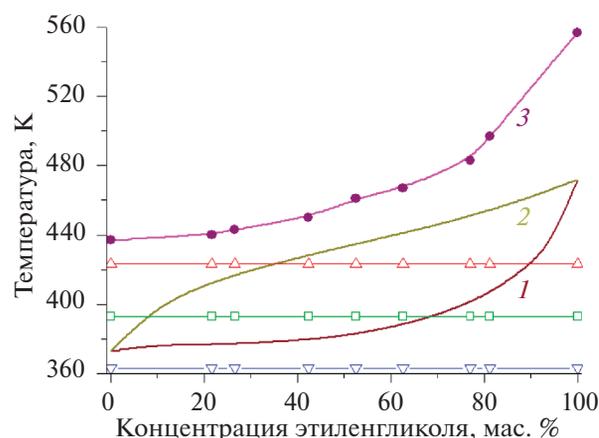


Рис. 6. Фазовая диаграмма раствора вода–этиленгликоль: линии равновесия жидкость–пар (1) и пар–жидкость (2) по данным [28]; 3 – линия достижимого перегрева при импульсном нагреве в режиме термостабилизации; характерная продолжительность термостабилизации составляла единицы миллисекунд; точки на изотермах – исследованные концентрации раствора при атмосферном давлении.

вышением $|v^E|$ как характерного признака неидеальности раствора. Линии насыщения, область изменения значения T_{st} и исследованные концентрации на примере водного раствора этиленгликоля представлены на рис. 6. При зондовых измерениях оценивается масштаб разности температуры центрального участка зонда и рассчитываемого из первичных данных среднего значения T_{st} . При выбранных значениях температуры T_{st} (363–423 К), длины зонда (1 см) и продолжительности нагрева (1–10 мс) данная величина, по оценкам [15], составляет 3–5 К.

Проведение измерений. Образцы растворов исследовались при трех значениях температур термостабилизации зонда T_{st} : 363, 393 и 423 К. Основной массив экспериментальных данных получен при атмосферном давлении и температурах T_{st} , отвечающих как области устойчивых состояний, так и области перегретых состояний (см. рис. 6).

Измерения проводились на платиновом зонде диаметром 20 мкм с начальным сопротивлением $R_0 = 2.84$ Ом при $T_0 = 298$ К. Для каждой “точки” сделано 3–5 измерений. Первичные данные усреднялись и сглаживались. По ним рассчитывались значения мощности. Далее находились аддитивные значения для выбранных концентраций растворов (см. рис. 3 и 7). Результаты опытов для трех растворов сопоставлены в относительном варианте методики. Для выбранного момента времени (в данной работе для $t = 5$ мс) вычислялась приведенная к полусумме коэффициентов

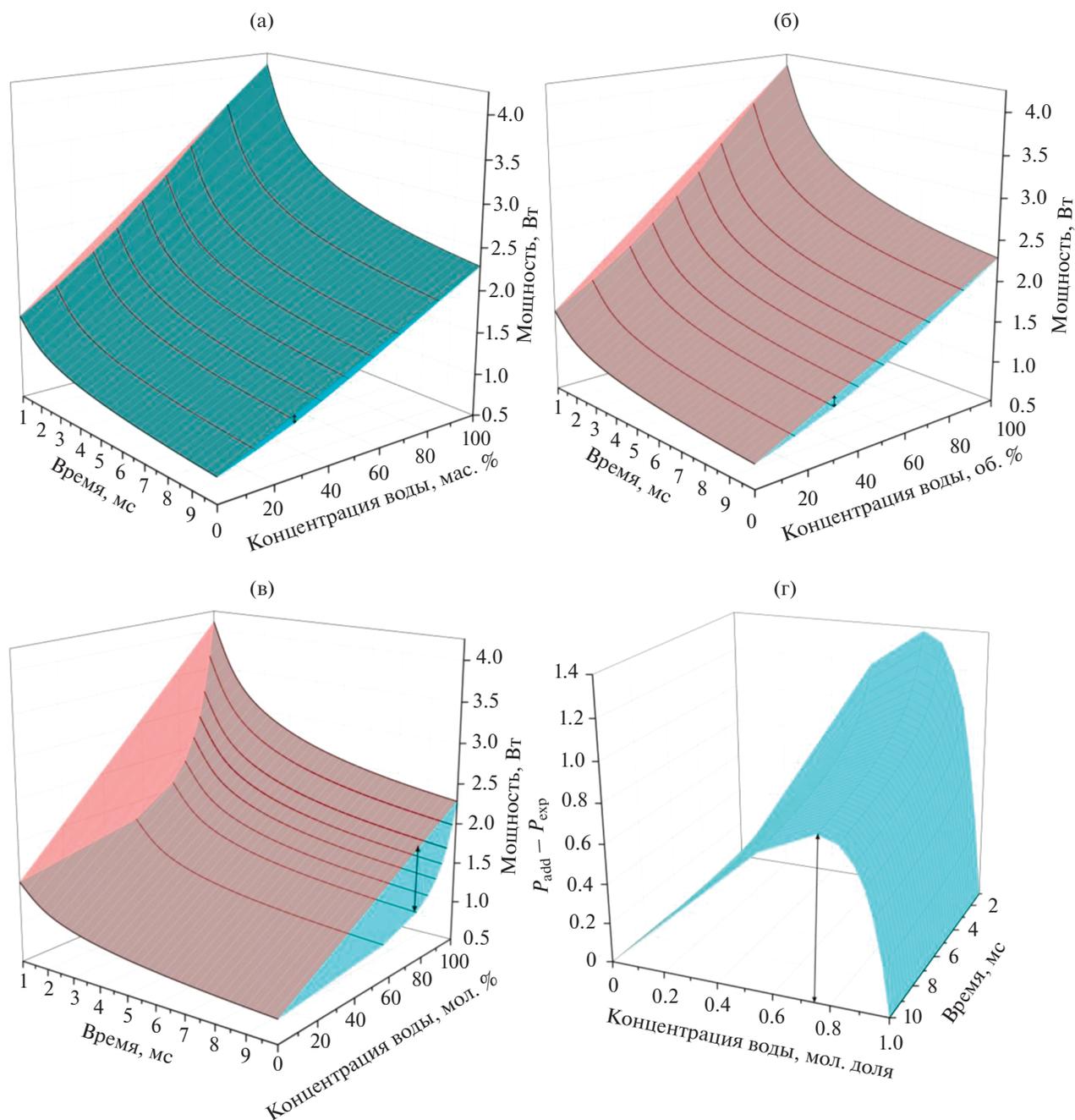


Рис. 7. Массив экспериментальных значений $P_{\text{exp}}(t)$ (поверхность снизу) и аддитивных значений $P_{\text{add}}(t)$ (сверху) при $T_{\text{st}}(t) = 423 \text{ K}$ в водном растворе триэтиленгликоля: (а) – массовые %; (б) – объемные; (в) – мольные; (г) – разность аддитивных и экспериментальных значений мощности $P_{\text{add}}(t) - P_{\text{exp}}(t)$ в зависимости от концентрации, мол. доли; двойная стрелка – концентрация с максимальным отклонением от аддитивных значений.

теплоотдачи чистых компонентов K_0 и K_{100} разность между аддитивными K_{add} и экспериментальными K_{exp} значениями коэффициентов (рис. 8а):

$$\Delta K_T / \bar{K}_T = (K_{\text{add}} - K_{\text{exp}}) / ((K_0 + K_{100}) / 2).$$

Видно, что минимальное отклонение от аддитивного закона имеют данные для этиленгликоля, максимальное отклонение – для триэтиленгликоля.

Результаты и обсуждение. Полученные результаты свидетельствуют об осуществимости измерений коэффициента теплоотдачи к растворам в

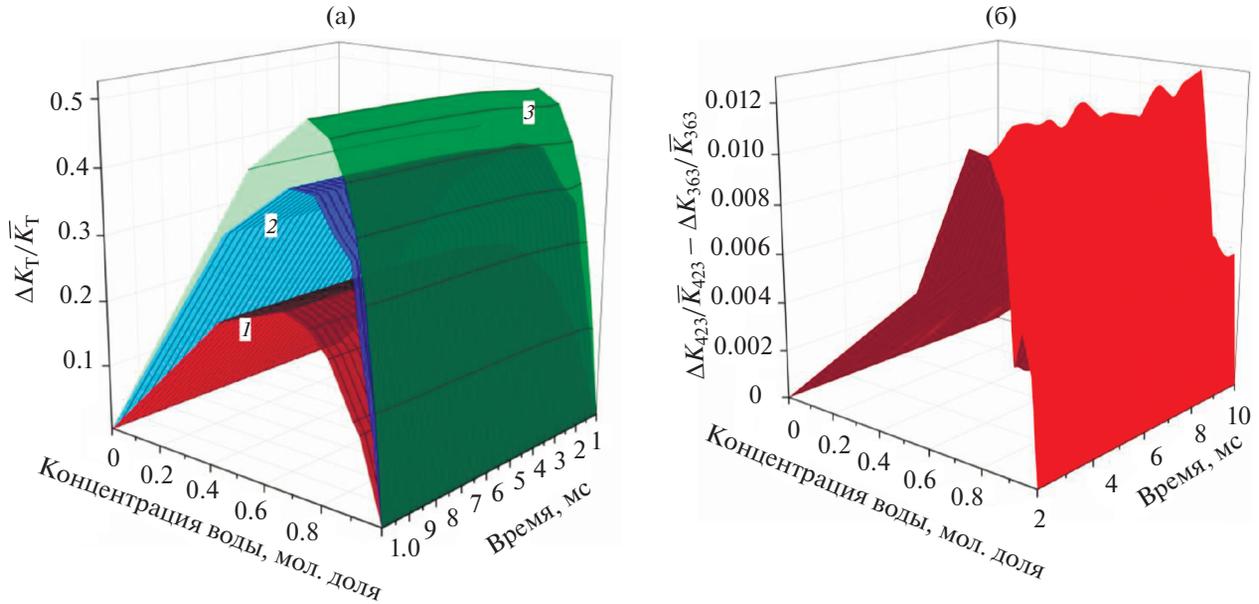


Рис. 8. Временные и концентрационные зависимости $\Delta K_T / \bar{K}_T$ при $T_{st}(t) = 423$ К в водных растворах гликолей (а): 1 – этиленгликоль, 2 – диэтиленгликоль, 3 – триэтиленгликоль; (б) – разность приведенных значений мгновенного коэффициента теплоотдачи водного раствора триэтиленгликоля при 363 и 423 К.

области перегретых состояний. В изученном масштабе характерных времен и степеней перегрева первичные данные, регистрируемые в опыте, имеют вид, подобный виду зависимостей $U_i(t)$ для устойчивых состояний. Здесь U_1 , U_2 – падения напряжения на зонде и на стандартном резисторе соответственно. При заданных в опыте условиях момент пересечения бинодали жидкость–пар не проявляется на кривых нагрева и не сопровождается возмущениями, свойственными для распада перегретого состояния [17, 29, 30] (см. рис. 1).

В практике теплофизических измерений с помощью проволочного зонда существует проблема отклонения результатов от идеальной модели, основанной на приближениях неподвижности проволоки и однородности распределения температуры по ее объему. В действительности существуют трудно учитываемые потери тепла в токоподводы и при возможном движении проволоки. Дополнительную погрешность за счет неидеальности условий проведенного опыта можно оценить, сравнивая экспериментальные и теоретические зависимости мощности нагрева от времени. В рамках подхода [17] для стадии регулярного режима теплопроводности установлен линейный характер зависимости безразмерного теплового потока от безразмерного времени в виде

$$qr/\lambda\Delta T = A + B\text{Fo}^{-1/2}, \quad (2)$$

где $q(t)$ – плотность теплового потока через поверхность термостабилизированного зонда, ΔT – температурный напор, r – радиус зонда, λ – теп-

лопроводность жидкости, Fo – число Фурье, A и B – константы установки. Представление результатов наших опытов в виде зависимости приведенной мощности нагрева от обратного корня из времени действительно хорошо описывалось прямыми линиями. В качестве примера на рис. 9 представлены результаты расчета для воды, как

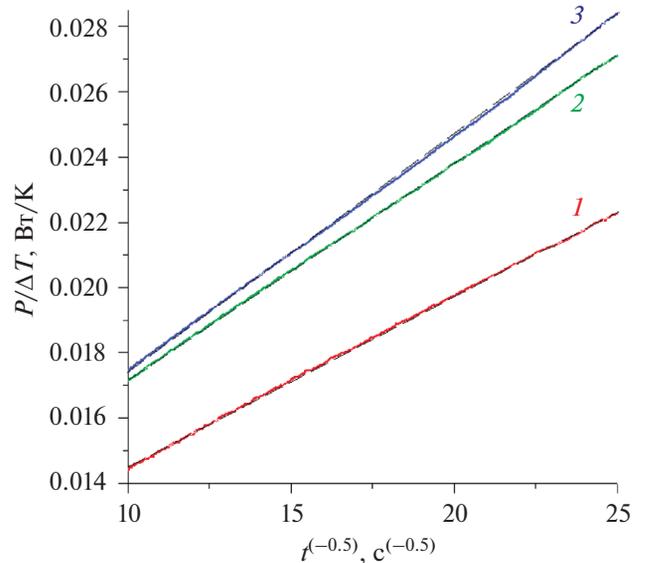


Рис. 9. Приведенные к соответствующему температурному напору кривые мощности нагрева зонда в воде $\Delta T = T_{st}(t) - T_0$ в зависимости от продолжительности нагрева в степени $(-1/2)$: 1 – 75 К, 2 – 175, 3 – 250; штриховые линии – инейная зависимость (2).

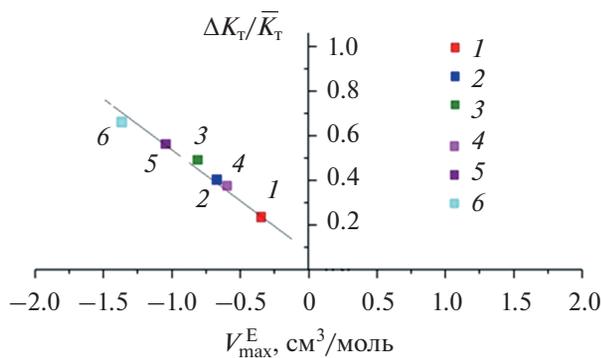


Рис. 10. Значения приведенного коэффициента теплоотдачи водных растворов гликолей и пропиленгликолей при температуре $T_{st}(t) = 423$ К и объема смешения данных растворов при концентрациях, соответствующих максимумам V^E при $T_0 = 303$ К: 1 – этиленгликоль, 2 – диэтиленгликоль, 3 – триэтиленгликоль, 4 – пропиленгликоль, 5 – дипропиленгликоль, 6 – трипропиленгликоль.

наиболее конвективно неустойчивого компонента, в диапазоне значений времени от 1.5 до 10 мс. Небольшое отклонение (до 5% от масштаба изменения мощности на рис. 9) видно на кривой 3 при самом высоком значении T_{st} . В относительном варианте измерений вклад погрешности за счет неидеальности условий опыта значительно уменьшается и им можно пренебречь. При достаточно больших значениях Fo и T_{st} наблюдается откло-

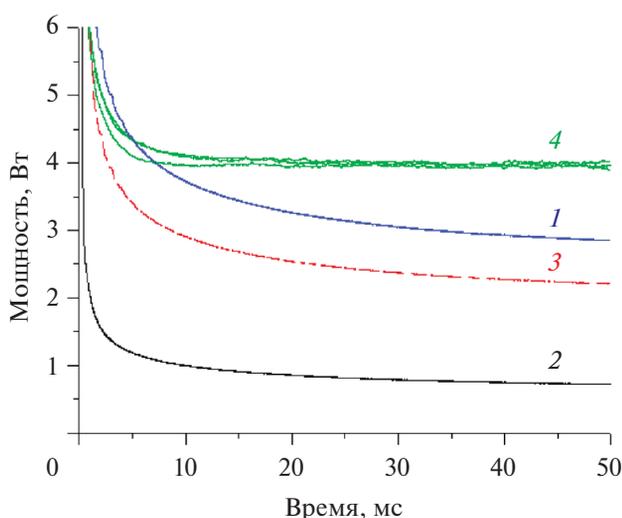


Рис. 11. Изменение во времени мощности, необходимой для термостабилизации зонда в водном растворе ППГ-425, при $p = 30$ МПа и $T_{st}(t) = 498$ К, $T_{st} - T_{НКТР} \approx 175$ К: 1 – вода, 2 – ППГ-425, 3 – расчет аддитивного значения для заданной концентрации, 4 – результаты трех последовательных опытов.

нение зависимостей (2) от линейного закона. Данная область изменения переменных лежит вне рамок данного обсуждения.

Во всей исследованной области температур обнаружено отрицательное отклонение интенсивности переноса тепла растворами от аддитивных значений. (Ранее подобный эффект для растворов с положительным объемом смешения был обсужден Л.П. Филипповым и С.Н. Кравчуном [3, 31].) Степень отклонения имеет нарастающий вдоль гомологического ряда характер и слабую температурную зависимость (см. рис. 8б). Подобный результат был получен и на водных растворах низкомолекулярных гомологов полипропиленгликоля (ППГ) (рис. 10). Накопленный опыт послужил практической основой для представленного ниже перехода к изучению растворов с ограниченной совместимостью компонентов.

В качестве первого шага был осуществлен опыт по термостабилизации зонда в растворе ППГ-425/вода, характеризующемся НКТР с параметрами $T_{НКТР}(p = 0.1 \text{ МПа}) \approx 423$ К [32]. Содержание ППГ составляло 30 мас. %. Чтобы снять ограничение по температуре сверху, накладываемое вскипанием, пробный опыт был проведен при закритическом давлении $p = 30$ МПа. Оценка критического давления раствора осуществлена по методике [33]. Нагрев сопровождался переводом системы в неустойчивые состояния, существенно перегреты относительно спинодали жидкость–жидкость (диффузионной спинодали). В некоторых температурно-временных условиях обнаружено превышение мгновенным коэффициентом теплоотдачи раствора соответствующего значения чистой (!) воды (рис. 11). Подобная средоточенность отклика во времени свойственна спиноподальному распаду, наиболее естественному в данной области фазовой диаграммы релаксационному процессу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В относительном варианте методики стабилизации температуры импульсно нагреваемого зонда с характерным временем в 10 мс сопоставлена теплоотдача к водным растворам гликолей во всем интервале составов растворов. Кратковременность нагрева позволила осуществить опыты не только в области абсолютно устойчивых состояний жидкости, но и в области относительно устойчивых состояний, перегреты выше температуры равновесия жидкость–пар. Обнаружено свойственное данному типу растворов отрицательное отклонение тепловой проводимости вдоль оси концентрации от аддитивного закона. Данный результат получен сопоставлением исключительно первичных данных опыта и не отягощен модельными ограничениями.

Показана принципиальная осуществимость измерений тепловых свойств водных растворов в случае их перегрева относительно линии равновесия жидкость—пар и жидкость—жидкость. Данный результат позволяет перейти к систематическому исследованию теплопереноса системами с двойной метастабильностью (выше линии НКТР и плавного продолжения бинодали жидкость—пар за эту линию), а также теплопереноса на фоне спиноподобного распада неустойчивых систем. Подобные системы имеют перспективу в качестве теплоносителей в процессах, где нельзя исключить вероятность мощного локального тепловыделения [34]. Развитие исследования будет направлено на выяснение обоснованности этой перспективы. В качестве первого шага будет осуществлен поиск зависимости времени жизни неустойчивой системы от глубины захода за спиноподобную и протяженности области несовместимости компонентов, ограниченной спиноподобием.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-38-90075.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Grigull U., Sandner H. Heat Conduction. Berlin: Springer, 1984. 187 p.
2. Станкус С.В., Хайруллин Р.А., Мартынец В.Г., Безверхий П.П. Исследования теплофизических свойств веществ и материалов в Новосибирском научном центре СО РАН в 2002–2012 гг. // ТВТ. 2013. Т. 51. № 5. С. 769.
3. Кравчун С.Н., Лунаев А.А. Метод периодического нагрева в экспериментальной теплофизике. Казань: Изд-во Казанск. ун-та, 2006. 208 с.
4. Skripov P.V., Skripov A.P. The Phenomenon of Superheat of Liquids: in Memory of Vladimir P. Skripov // Int. J. Thermophys. 2010. V. 31. № 4–5. P. 816.
5. Спиринов Г.Г. Измерение теплопроводности перегретых жидкостей // ИФЖ. 1978. Т. 35. № 3. С. 445.
6. Мулюков Р.Р., Павлов П.А. Экспериментальное исследование теплофизических свойств перегретого *n*-пентана // ТВТ. 1982. Т. 20. № 1. С. 49.
7. Буланов Н.В., Никитин Е.Д., Скрипов В.П. Теплопроводность жидкостей в метастабильном состоянии // ИФЖ. 1974. Т. 26. № 2. С. 204.
8. Гасанов Б.М. Ухудшение теплообмена при кипении эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой // ТВТ. 2018. Т. 56. № 4. С. 585.
9. Yagov V.V., Zabirow A.R., Kaban'kov O.N., Minko M.V. Heat Transfer During Cooling of High Temperature Spheres in Subcooled Water at Different Pressures // Int. J. Heat Mass Transfer. 2017. V. 110. P. 219.
10. Волосников Д.В., Ефремов В.П., Скрипов П.В., Старостин А.А., Шишкин А.В. Экспериментальное исследование теплообмена в термонеустойчивых полимерных системах // ТВТ. 2006. Т. 44. № 3. С. 465.
11. Чудновский В.М., Майор А.Ю., Юсупов В.И., Жуков С.А. Лазериндуцированное кипение биологических жидкостей // ТВТ. 2019. Т. 57. № 4. С. 578.
12. Решетников А.В., Мажейко Н.А., Скрипов В.П., Скоков В.Н., Коверда В.П. Реактивная отдача и пульсации давления с 1/ff-спектром мощности в условиях взрывного вскипания струй перегретой жидкости // ТВТ. 2002. Т. 50. № 5. С. 756.
13. Виноградов В.Е., Павлов П.А. Предельный перегрев растянутой жидкости // ТВТ. 2016. Т. 54. № 3. С. 360.
14. Philippov L.P., Nefedov S.N., Kravchoon S.N. The Investigation of Thermophysical Properties of Fluids by an Alternating Current Hot-wire Method // Int. J. Thermophys. 1980. V. 1. № 2. P. 141.
15. Starostin A.A., Skripov P.V., Altinbaev A.R. Pulse Heating as a Tool to Study the High-Temperature Properties of Unstable Liquids // Int. J. Thermophys. 1999. V. 20. № 3. P. 953.
16. Волосников Д.В., Сивцов А.В., Скрипов П.В., Старостин А.А. Метод управляемого импульсного нагрева для определения свойств короткоживущих жидкостей // ПТЭ. 2000. № 1. С. 146.
17. Скрипов П.В., Старостин А.А., Волосников Д.В. Перенос тепла в импульсно перегретых жидкостях // Докл. РАН. 2003. Т. 390. № 2. С. 192.
18. Sun T., Teja A.S.J. Density, Viscosity, and Thermal Conductivity of Aqueous Ethylene, Diethylene, and Triethylene Glycol Mixtures between 290 K and 450 K // J. Chem. Eng. Data. 2003. V. 48. P. 198.
19. Скрипов В.П., Файзуллин М.З. Фазовые переходы кристалл—жидкость—пар и термодинамическое подобие. Разд. 4.3. М.: Физматлит, 2003. 160 с.
20. Скрипов В.П., Скрипов А.В. Спиноподобный распад (фазовый переход с участием неустойчивых состояний) // УФН. 1979. Т. 128. № 6. Вып. 2. С. 193.
21. Volosnikov D.V., Povolotskiy I.I., Igolnikov A.A., Galkin D.A. Correlation of Thermal Resistance and Excess Volume for Superheated Aqueous Solutions of Glycols // IOP Conf. Ser.: J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1105. P. 012153.
22. Rutin S.B., Igolnikov A.A., Skripov P.V. High-power Heat Release in Supercritical Water: Insight into the Heat Transfer Deterioration Problem // J. Eng. Thermophys. 2020. V. 29. № 1. P. 67.
23. Rutin S.B., Volosnikov D.V., Skripov P.V. Heat Transfer under High-power Heating of Liquids. 3. Threshold Decrease of Heat Conduction in Supercritical Region // Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. V. 91. P. 1.
24. Lukianov K.V., Kotov A.N., Starostin A.A., Skripov P.V. Heat Transfer Enhancement in Superheated Hydrocarbons with Traces of Water: the Effect of Pressure // Interfacial Phenom. Heat Transfer. 2019. V. 7. P. 283.
25. Афанасьев С.Ю., Жуков С.А., Ечмаев С.Б. Исследование теплообмена при недогретом пузырьковом кипении в условиях стабилизации температуры проволочного нагревателя // ТВТ. 1996. Т. 34. № 4. С. 583.
26. Ечмаев С.Б., Жуков С.А. Исследование устойчивости метастабильных состояний в условиях повторяющихся импульсных тепловых нагрузок // ТВТ. 2013. Т. 51. № 6. С. 958.

27. *Волосников Д.В., Рютин В.С., Скрипов П.В., Старостин А.А., Шишкин А.В.* Метод исследования характеристик теплопереноса в термонеустойчивых жидкостях // *Метастабильные состояния и фазовые переходы*. Екатеринбург: УрО РАН, 2001. Вып. 5. С. 59.
28. *Ralph D.G., Teja A.S.J.* Thermal Conductivity of Poly(ethylene glycols) and Their Binary Mixtures // *J. Chem. Eng. Data*. 1990. V. 35. P. 117.
29. *Kozulin I.A., Kuznetsov V.V.* The Dynamics of Explosive Vaporization of a Two-component Liquid Mixture // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1359. P. 012052.
30. *Gurashkin A.L., Starostin A.A., Ermakov G.V., Skripov P.V.* Communication: High Speed Optical Investigations of a Character of Boiling-up Onset // *J. Chem. Phys.* 2012. V. 136. P. 021102.
31. *Филиппов Л.П., Кравчун С.Н.* О теплопроводности растворов жидкостей // *ЖФХ*. 1982. Т. 56. № 11. С. 2753.
32. *Firman P., Kahlweit M.* Phase Behavior of the Ternary System H₂O-oil-polypropyleneglycol (PPG) // *Colloid Polym. Sci.* 1986. V. 264. № 11. P. 936.
33. *Igolnikov A.A., Rutin S.B., Skripov P.V.* Short-term Comparison of Heat Conduction and Critical Parameters for Thermally Unstable Mixtures // *AIP Conf. Proc.* 2019. V. 2174. P. 020104.
34. *Ullmann A., Poesio P., Brauner N.* Enhancing Heat Transfer Rates by Inducing Liquid-Liquid Phase Separation: Applications and Modeling // *Interfacial Phenom. Heat Transfer*. 2015. V. 3. P. 41.

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ИМПУЛЬСОВ НА ТЕПЛООБМЕН В ТОЧКЕ ТОРМОЖЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ИМПАКТНОЙ СТРУИ

© 2021 г. М. А. Пахомов^{1, *}, В. И. Терехов^{1, **}

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия

*E-mail: pakhomov@ngs.ru

**E-mail: terekhov@itp.nsc.ru

Поступила в редакцию 24.04.2020 г.

После доработки 14.08.2020 г.

Принята к публикации 14.10.2020 г.

Выполнено численное исследование влияния формы импульсов (прямоугольная, треугольная и синусоидальная) на теплообмен в точке торможения турбулентной импульсной струи. Показано, что в нестационарной струе возможно как увеличение, так и подавление теплообмена по сравнению со стационарным течением для всех исследованных форм импульсов. В области небольших расстояний между срезом трубы и преградой ($H/D \leq 6$) в импульсной струе теплообмен в точке торможения возрастает с ростом частоты импульсов, тогда как для $H/D > 8$ увеличение частоты вызывает снижение теплообмена. Увеличение числа Рейнольдса приводит к снижению параметра интенсификации теплообмена, и данные для всех частот приближаются к стационарному режиму течения. Выполнено сопоставление результатов расчета с имеющимися в литературе экспериментальными данными. Получено удовлетворительное согласие по влиянию формы и частоты импульсов на теплообмен в точке торможения воздушной струи поверхностью преграды.

DOI: 10.31857/S0040364421030091

ВВЕДЕНИЕ

Изучению аэродинамики и теплообмена в турбулентных импульсных струях посвящено большое количество работ. Отметим, что к настоящему времени выполнены подробные теоретические и численные исследования характеристик и тепломассопереноса в стационарных импульсных струях. С основными достижениями в этой области можно ознакомиться в монографии [1] и обобщающих обзорах [2–5]. Эта проблема представляет интерес для многих практических приложений (охлаждение различного оборудования, лопаток турбин, нанесение покрытий, сушка и закалка различных материалов и т.д.).

Импульсная подача однофазного импульсного струйного потока является одним из методов активного управления структурой течения и теплообменом. Подобные исследования проведены в экспериментальных и численных работах [6–15]. В этих работах отмечено, что основными особенностями импульсных импульсных струй являются значительно более тонкие гидродинамический и тепловой пограничные слои по сравнению со стационарным течением, повышенный уровень турбулентности и возникающая при этом неустойчивость течения. Данные по теплопереносу различных авторов для импульсных импульсных

струй зачастую противоречат друг другу. Наблюдается как увеличение теплообмена в районе точки торможения по сравнению со стационарным потоком, так и его уменьшение или же отсутствие влияния. Увеличение теплообмена может варьироваться от 10 до 100% в районе точки торможения и до 50% в области развития пристенной струи. Уменьшение теплообмена может достигать 30% по всей импульсной поверхности.

Экспериментальные исследования при числах Струхала $St = fD/U_{m1} \leq 0.26$ для импульсной импульсной струи воды были проведены в работе [6]. Здесь D – диаметр трубы, f – частота следования импульсов и U_{m1} – среднемаксимальная скорость потока во входном сечении. Было обнаружено, что наложение пульсаций на импульсный поток приводит к снижению теплообмена примерно на 20% при низких числах Струхала ($St = 0.012–0.14$) и к увеличению до 50% для чисел Рейнольдса в диапазоне $Re = (3.1–2.1) \times 10^4$ при высоких значениях числа Струхала $St = 0.15–0.26$. Ранее в [7] было показано, что на теплообмен, кроме частоты следования импульсов f , оказывают влияние его продолжительность (соотношение между временем действия импульса t_{on} и полным временем цикла t_c , см. рис. 1а) и форма сигнала (прямоугольная, треугольная, синусоидальная, см.

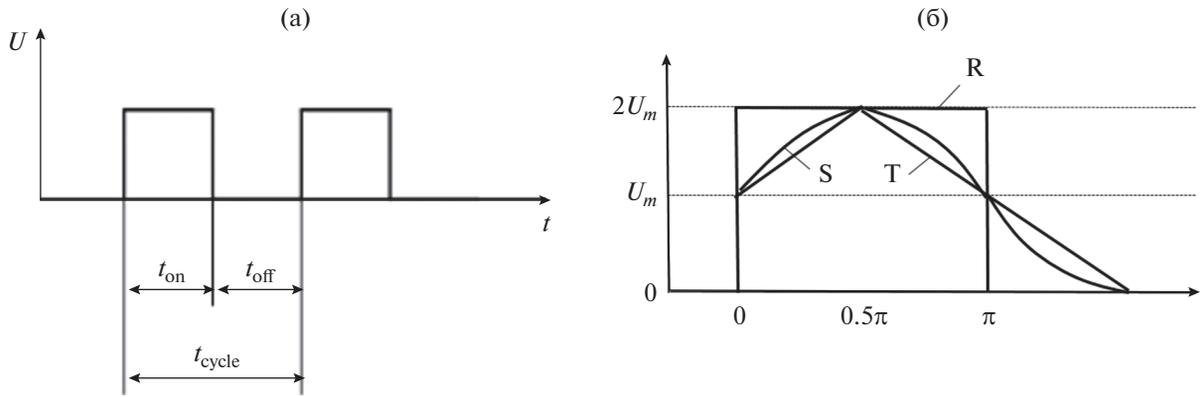


Рис. 1. Определение времени действия импульса $DC = t_{on}/t_c = t_{on}/(t_{on} + t_{off})$ (а) и форма подачи импульсов (б): R – прямоугольная, S – синусоидальная, T – треугольная.

рис. 1б). Продолжительность импульса, или параметр скважности DC, определяется по формуле $DC = t_{on}/t_c = t_{on}/(t_{on} + t_{off})$, где t_{off} – время, когда истечение из сопла отсутствует.

Экспериментальное исследование структуры течения и теплообмена в импульсной импактной струе на гладкой импактной поверхности и при наличии установленного на поверхности преграды кольца выполнено в работах [9, 10]. Наличие кольца вызывает сильное подавление теплопереноса до 80% в сравнении с гладкой поверхностью. В серии экспериментальных работ [9–11] выполнены измерения влияния формы подачи импульсов (прямоугольная, треугольная и синусоидальная) на теплообмен в области небольших частот ($f \leq 40$ Гц). Было показано, что наибольшая интенсификация теплообмена (до 30% в сравнении со стационарным потоком) достигается при использовании прямоугольной формы импульсов, тогда как иные формы импульсов приводят к близким значениям по росту теплоотдачи, не превышающим 15%.

В численных исследованиях [8, 13, 14] изучена структура течения и теплообмен в импульсной турбулентной импактной струе, истекающей из плоской щели. Моделирование проводилось с использованием коммерческого CFD-пакета FLUENT с использованием RANS-подхода. Расчеты были выполнены для синусоидальной формы импульсов при вариации числа Рейнольдса струи, разности температур между струйным потоком и поверхностью преграды, расстояния от сопла до поверхности преграды и частоты импульсов. Показано, что подавление теплообмена может достигать 10% как в точке торможения, так и по длине поверхности, а его усиление – 40%.

В работе авторов [15] проведено численное исследование теплообмена в импульсной импактной воздушной струе с применением RANS-подхода и модели переноса рейнольдсовых напряже-

ний. В области небольших расстояний между срезом трубы и преградой ($H/D \leq 6$) в импульсной струе теплообмен в точке торможения возрастает с ростом частоты импульсов, тогда как для $H/D > 8$ увеличение частоты вызывает снижение теплообмена.

Сложность и многофакторность процессов, протекающих в импульсных импактных струях, не позволяет к настоящему времени получить полную картину взаимосвязанных термогазодинамических процессов в таких потоках. Имеющиеся в литературе единичные экспериментальные и расчетные работы отвечают лишь на часть вопросов. Поэтому необходимо дальнейшее проведение подробных исследований с целью накопления данных по структуре течения и теплообмену и дополнения информации, получаемой из эксперимента.

Целью настоящей работы было численное исследование влияния формы подачи импульсов (прямоугольная, треугольная и синусоидальная) на теплообмен в осесимметричной нестационарной импактной струе. При этом варьировались частота следования импульсов, расстояния между соплом и преградой, число Рейнольдса струи, а также параметр скважности. Данная работа является логическим продолжением [15], где было выполнено исследование теплообмена в импульсной импактной струе только для прямоугольной формы импульсов и при величине параметра скважности $DC = 0.5$.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

Для описания динамики и тепломассопереноса применяется система нестационарных осесимметричных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса, приведенная в [15]. Для описания турбулентности газа используется модель переноса рейнольдсовых напряжений [16], состо-

ящая из системы уравнений для вторых моментов $u_i' u_j'$ и уравнения диссипации турбулентной кинетической энергии ϵ . Все расчеты проведены при относительно невысоких частотах пульсаций потока ($f \leq 200$ Гц). Возможность использования системы нестационарных осесимметричных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (URANS) для проведения численных расчетов в подобных условиях показана в предыдущих работах [8, 15] и подтверждается хорошей корреляцией с данными экспериментов [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 PIMPLE.

Была применена расчетная сетка, неравномерная как в аксиальном, так и в радиальном направлениях. Сгущение расчетных узлов сделано в окрестностях оси струи, среза трубы и стенки. Расчетная область представляла собой цилиндр размером 10 диаметров трубы и высотой H . Первый расчетный узел от стенки находится на расстоянии $y_+ = yU_*/\nu = 0.3-0.5$, где y – расстояние по нормали от поверхности, U_* – скорость трения. Константа сгущения для пристенной области выбиралась таким образом, чтобы в вязком подслое ($y_+ < 10$) находилось не менее 10 расчетных точек. Все расчеты проводились на сетке, содержащей 200×256 контрольных объемов для $x/D = 10$. При меньшем расстоянии число узлов сетки по координате x уменьшается таким образом, чтобы сохранялось приемлемое соотношение длин граней контрольных объемов. Дополнительно проводились расчеты на сетке, содержащей 100×128 и 300×400 контрольных объемов. Различие в результатах расчетов числа Нуссельта не превышало 1%. Шаг по времени $\Delta t = 10^{-5}$ с.

На срезе трубы для газовой фазы используются данные предварительных расчетов однофазного течения в трубе длиной $x/D = 75$ калибров. Таким образом, в выходном сечении трубы имеется полностью развитое турбулентное течение газа. На оси струи задаются условия симметрии. На стенке ставятся условия непроницаемости и прилипания. Граничные условия на внешней границе расчетной области задавались в виде нулевых значений производных параметров в направлении, параллельном импактной поверхности.

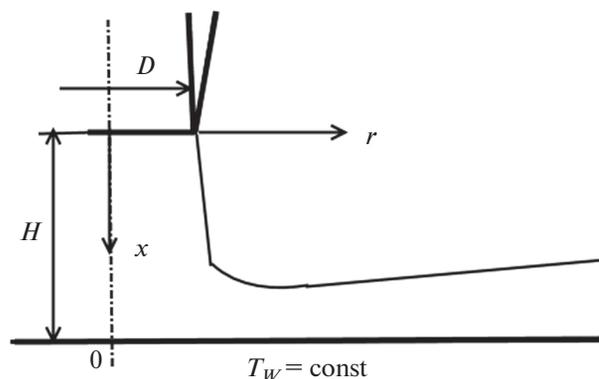


Рис. 2. Схема развития импактной струи.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И ИХ АНАЛИЗ

Схема развития импактной струи приведена на рис. 2. Все расчеты были проведены для воздуха атмосферного давления. Диаметр трубы был равен $D = 20$ мм. Среднемассовая осредненная по времени скорость потока газа на срезе трубы и для стационарного, и для импульсного режимов течения изменялась в диапазоне $U_{m1} = 5-40$ м/с, при этом число Рейнольдса струи соответствовало турбулентному режиму течения $Re = DU_{m1}/\nu = (1-6) \times 10^4$. Температура стенки была постоянной $T_w = 373$ К. Температуры газа на срезе трубы равнялась $T_1 = T_e = 293$ К и совпадала с температурой в окружающем затопленном пространстве. Расстояние до преграды изменялось в диапазоне $H/D = 1-8$. Расчеты проводились для частот подачи потока импульса $f = 0-200$ Гц для всех форм импульсов, а величина параметра скважности равнялась $DC = 0.5$. Дополнительно для импульсов прямоугольной формы были проведены расчеты при $DC = 0.25$ и 0.75 .

Число Струхаля, определенное по диаметру трубы, изменялось в диапазоне $St = fD/U_{m1} = 10^{-5}-0.5$. Отметим, что величина осредненной за период массовой скорости для импульсов различной формы в расчетах была одной и той же. Сравнение со случаем стационарного течения также проводилось при идентичном значении среднерасходной скорости на срезе сопла.

Изменение по времени числа Нуссельта в точке торможения импактной струи с прямоугольной, треугольной и синусоидальной формами импульсов при коэффициенте скважности $DC = 0.5$ приведены на рис. 3. На этом рисунке представлены данные расчетов теплообмена для пяти последовательных циклов при равенстве во времени массовых расходов в стационарном и импульсном потоках. Значения числа Нуссельта в точке торможения для стационарного режима течения при $H/D = 2$ нанесены на рис. 3 линией 1. Расчет

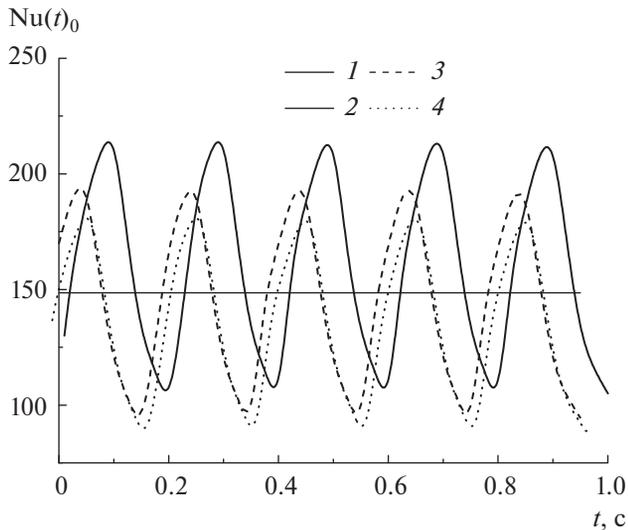


Рис. 3. Влияние формы импульсов на нестационарный теплообмен в точке торможения импульсной струи при $Re = 2.3 \times 10^4$, $U_{m1} = 17.5$ м/с, $DC = 0.5$, $f = 5$ Гц, $St = 0.006$, $H/D = 2$: 1 – стационарная струя ($f = 0$ Гц), 2 – прямоугольная форма, 3 – синусоидальная, 4 – треугольная.

динамики течения и теплообмена в этом случае проводился по стационарным уравнениям модели [15].

Видно, что изменение числа Nu_0 по времени для всех исследованных форм импульсов носит гармонический характер. При этом локальные максимумы и минимумы теплообмена располагаются в конце импульса и в момент перед началом следующего импульса соответственно. Необходимо отметить, что при данной частоте импульсов ($f = 5$ Гц) минимальное значение теплоотдачи не обращается в нуль в конце периода времени отсутствия подачи импульса, а составляет примерно половину от максимального значения. Это говорит об инерционных свойствах струи и образовании на поверхности преграды тонкого пограничного слоя. Максимальный рост теплоотдачи в точке торможения для прямоугольной формы импульса в сравнении со стационарным потоком составляет примерно 50%, а снижение – порядка 35%. Максимальное значение теплообмена достигается для прямоугольной формы импульсов, а минимальное – для треугольной.

Одной из причин такого характера изменения коэффициента теплоотдачи по времени является то, что в случае прямоугольного импульса скорость газа после начала периода действия мгновенно достигает своего максимального значения и массовый расход охладителя равняется половине от суммарного расхода за весь период. Тогда как для синусоидальной и треугольной форм нарастание скорости происходит более плавно и действие импульса струи наблюдается в течение

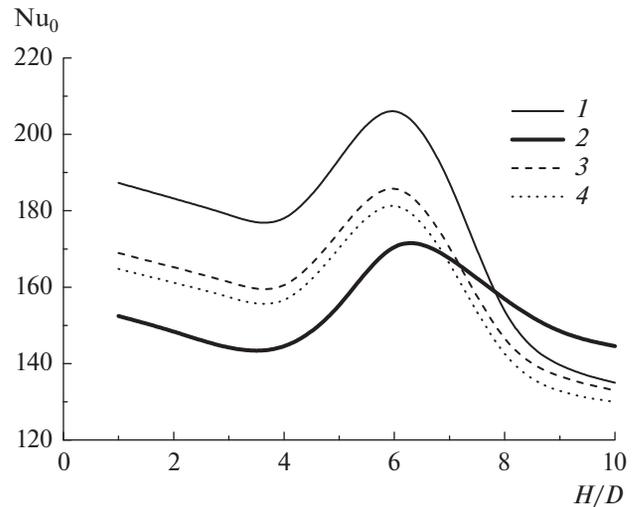


Рис. 4. Зависимость теплопереноса в точке торможения импульсной импульсной струи от расстояния между срезом трубы и поверхностью преграды для разных форм импульсов при $Re = 23000$, $U_{m1} = 17.5$ м/с, $DC = 0.5$, $f = 150$ Гц, $St = 0.17$: 1–4 – то же, что на рис. 3.

всего периода. Также отметим, что по данным измерений [10] крупномасштабные вихри, образующиеся за срезом трубы, для прямоугольной формы импульса имеют большую интенсивность и размер, чем для треугольной и синусоидальной форм импульса. Интенсивность теплообмена для синусоидальной формы импульсов близка по величине к треугольной. Это качественно согласуется с данными измерений [9–11]. Отметим, что треугольная форма имеет одно существенное отличие в сравнении с синусоидальным – резкое изменение угла наклона в форме профиля скорости после достижения максимума или минимума. По данным [10], крупномасштабные вихри в таком случае имеют меньшие размер и интенсивность, чем для импульса синусоидальной формы. Все это приводит к тому, что интенсификация теплообмена для случая треугольных импульсов имеет минимальную величину из всех трех исследованных случаев.

Осредненные по времени значения числа Нуссельта в точке торможения при вариации расстояния между срезом трубы и поверхностью преграды для различных форм импульсов представлены на рис. 4. Здесь $Nu_0 = \frac{1}{TC} \int_0^{TC} Nu_0(t) dt$ – осредненное по времени число Нуссельта, TC – время осреднения (не менее 5 периодов). Интегральное по времени значение расхода газа на срезе трубы для представленных на рис. 4 данных оставалось неизменным, а число Рейнольдса – $Re = 2.3 \times 10^4$. Линия 1 здесь соответствует стационарному режиму течения. Расчеты проведены при $f = 150$ Гц

($St = 0.17$). В ранее выполненных расчетах [15] было показано, что для прямоугольной формы импульсов при такой частоте и числе Рейнольдса потока наблюдается максимальная интенсификация теплопереноса в окрестности точки торможения в сравнении со стационарным течением.

Зависимость интенсивности теплообмена от расстояния между соплом и преградой H/D для всех форм импульсов имеет качественно подобный вид. Как и для стационарной струи, при малых расстояниях до преграды $H/D < 4$ вначале происходит ухудшение теплообмена, а затем по мере удаления сопла теплоотдача резко возрастает. Максимальное значение теплоотдачи в точке торможения достигается на расстоянии от среза трубы до преграды $H/D \approx 6$. Это наблюдается как в стационарном, так и в нестационарном случаях для всех трех форм импульсов. Отметим, что это расстояние примерно соответствует длине потенциального ядра струи и подобная картина отмечается в работах [1, 2] для стационарной импульсной струи. При дальнейшем удалении сопла от преграды из-за снижения скорости на оси струи теплоотдача вновь понижается. При $H/D < 7$ коэффициент теплоотдачи в импульсном режиме значительно превышает соответствующую величину для стационарного потока при всех формах импульса. Наиболее сильное интенсифицирующее воздействие на теплообмен, достигающее 30%, наблюдается при прямоугольной форме импульсов и при достаточно близком расположении источника струи от преграды. На больших удалениях от преграды ($H/D > 8$) в импульсных струях становится заметным подавление процессов теплопереноса по сравнению со стационарной струей.

Влияние числа Рейнольдса струи на осредненный теплообмен в точке торможения импульсной струи демонстрируется на рис. 5. Линия 1 здесь соответствует стационарному режиму течения струи ($f = 0$ Гц), которое описывается соотношением $Nu_0 \sim Re^{0.57}$. По имеющимся в литературе данным, в подобных корреляциях показатель степени при числе Рейнольдса изменяется в диапазоне $n = 0.55-0.68$ в экспериментальных исследованиях [2, 17, 18] и $n = 0.5-0.62$ в расчетах [19-21], что достаточно близко к результатам настоящей работы.

Как видно на рис. 5, теплообмен в импульсной струе выше, чем в стационарной. Причем по мере увеличения числа Рейнольдса эффект интенсификации теплообмена снижается и данные для всех форм импульсов приближаются к теплообмену при стационарном режиме течения. Подобный результат, вероятно, следует ожидать и для других расстояний между соплом и преградой, однако этот интересный эффект требует более детального изучения.

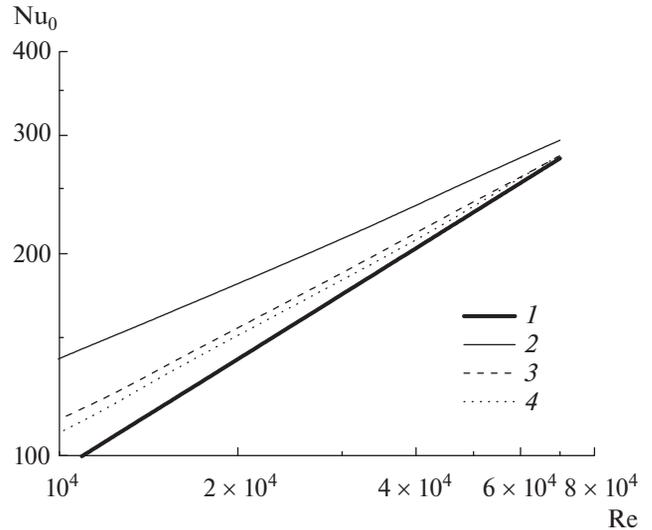


Рис. 5. Влияние числа Рейнольдса на теплообмен в точке торможения импульсной струи при $DC = 0.5, f = 150$ Гц, $St = 0.17, H/D = 2$: 1–4 – то же, что на рис. 3.

Влияние формы импульсов на интенсификацию теплообмена в точке торможения импульсной струи $ER_0 = Nu_{0,p}/Nu_{0,st}$ показано на рис. 6. Здесь $Nu_{0,p}$ и $Nu_{0,st}$ – теплообмен в нестационарной и стационарной импульсных струях соответственно. Отметим, что все расчеты выполнены при идентичном среднем по времени массовом расходе газа в импульсной струе. Число Струхала варьировалось только за счет изменения частоты импульсов. В области малых частот все кривые для всех исследованных в работе форм импульсов DC имеют

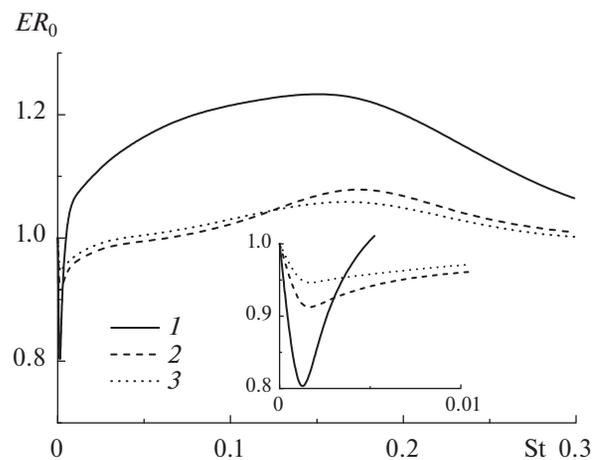


Рис. 6. Влияние формы импульса на интенсификацию теплообмена ER_0 в точке торможения импульсной струи при $Re = 23000, U_{m1} = 17.5$ м/с, $H/D = 2, T_W = 373$ К, $T_1 = 293$ К, $DC = 0.5$: 1 – прямоугольная форма, 2 – синусоидальная, 3 – треугольная.

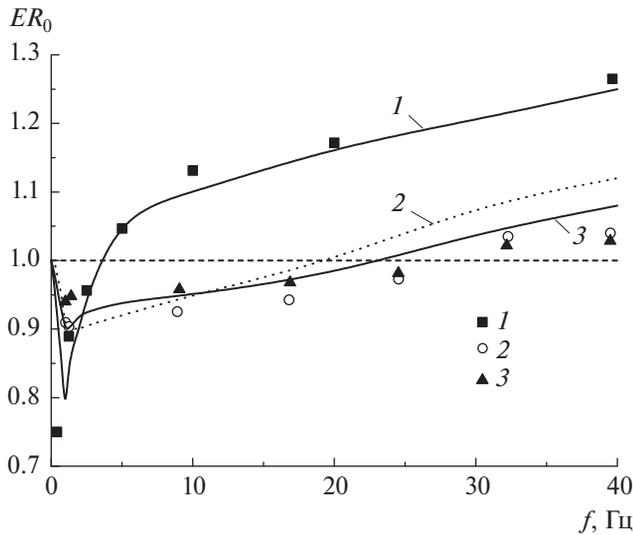


Рис. 7. Изменение осредненного по времени коэффициента теплообмена в точке торможения для импульсов различной формы при $Re = 7500$, $H/D = 6$, $q_w = 420$ Вт/м², $St = (0.2-8) \times 10^{-2}$; точки — измерения [9], линии — расчет данной работы; 1–3 — то же, что на рис. 6.

характерный минимум [9, 10, 15], затем величина ER_0 возрастает по мере увеличения числа Струхалия. При малых частотах ($f \leq 3$ Гц и $St \leq 3 \times 10^{-3}$) расчетные значения приближаются к квазистационарному пределу, что говорит о возможности использования более простого метода [15] для оценки уровня теплообмена. Максимальное увеличение теплообмена в импульсном потоке получено в области значений числа Струхалия $St \approx 0.15$ ($f \approx 150$ Гц) для всех типов форм сигнала.

Характерным также является снижение интенсивности теплопереноса при более высоких частотах подачи импульсов $St > 0.15$. Это можно объяснить тем, что при коротких импульсах поверхность не успевает обновиться из-за плотно следующих друг за другом импульсов и это вызывает рост толщины теплового пограничного слоя. Максимальная интенсификация теплообмена составляет $\sim 40\%$ для прямоугольной формы импульса при самом большом значении параметра скважности $DC = 0.75$. Наименьший (около 10%) рост теплообмена получен при $DC = 0.25$ также для прямоугольной формы импульса.

СОПОСТАВЛЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ИЗМЕРЕНИЙ

Для проведения сопоставлений результатов численных расчетов были использованы опытные данные работы [9]. Эксперименты проведены для осесимметричной струи при $Re = 7500$,

$St = (0.2-7.6) \times 10^{-2}$, $q_w = 420$ Вт/м², $H/D = 6$ и $t_{on} = t_{off}$. Параметры течения на срезе трубы задавались из предварительного расчета потока в трубе диаметром $D = 15$ мм и длиной $20D$.

На рис. 7 показано изменение параметра интенсификации теплообмена ER_0 в точке торможения. В области малых частот ($f = 1-2$ Гц и $St = (2-4) \times 10^{-3}$) все расчетные кривые и данные экспериментов [9] имеют характерный минимум, затем величина интенсификации теплообмена начинает увеличиваться по мере возрастания числа Струхалия. В области частот ($f \leq 5$ Гц и $St \leq 0.01$) для сигнала прямоугольной формы наблюдается подавление теплообмена. Для треугольной и синусоидальной форм импульсов подавление теплопереноса наблюдается для заметно большей области частот ($f \leq 20$ Гц и $St \leq 0.02$). Это характерно как для экспериментов [9], так и для наших расчетов. Далее происходит увеличение теплообмена в импульсной струе по сравнению с соответствующим значением в стационарном потоке для всех форм импульса. Максимальное увеличение теплообмена достигает 25% для прямоугольной формы импульсов, а для треугольной и синусоидальной форм это увеличение не превышает 10% для настоящих расчетов и 5% для данных измерений [9]. В целом, можно отметить удовлетворительное соответствие результатов численных расчетов с экспериментами [9] во всей области исследованных частот f и форм импульсов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С применением модели переноса рейнольдсовых напряжений проведено численное исследование влияния формы импульсов (прямоугольная, синусоидальная и треугольная) на теплообмен в импульсной импактной воздушной струе. В нестационарной струе возможно как увеличение, так и подавление теплообмена по сравнению со стационарным течением для всех исследованных форм импульсов. В области $H/D \leq 6$ между срезом трубы и преградой теплообмен в точке торможения возрастает с частотой импульсов, а при $H/D > 8$ — снижается. Увеличение числа Рейнольдса ослабляет эффект интенсификации теплообмена, и данные для всех частот приближаются к стационарному режиму течения. Выполнено сопоставление с экспериментальными данными других авторов, при этом получено удовлетворительное согласие по влиянию формы и частоты импульсов на теплообмен импактной струи с поверхностью преграды.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект РНФ 19-79-30075).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Дыбан Е.П., Мазур А.И.* Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел. Киев: Наукова думка, 1982.
2. *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.
3. *Webb B.W., Ma C.F.* Single-Phase Liquid Jet Impingement Heat Transfer // *Adv. Heat Transfer.* 1995. V. 26. P. 105.
4. *Zuckerman N., Lior N.* Jet Impingement Heat Transfer: Physics, Correlations, and Numerical Modeling // *Adv. Heat Transfer.* 2006. V. 39. P. 565.
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.
6. *Zumbrunnen D.A., Aziz M.* Convective Heat Transfer Enhancement due to Intermittency in an Impinging Jet // *ASME J. Heat Transfer.* 1993. V. 115. P. 91.
7. *Sailor D.J., Rohli D.J., Fu Q.L.* Effect of Variable Duty Cycle Flow Pulsations on Heat Transfer Enhancement for an Impinging Air Jet // *Int. J. Heat Fluid Flow.* 1999. V. 20. P. 574.
8. *Hofmann H.M., Kaiser R., Kind M., Martin H.* Calculations of Steady and Pulsating Impinging Jets – An Assessment of 13 Widely used Turbulence Models // *Numer. Heat Transfer. Pt. B.* 2007. V. 51. № 6. P. 565.
9. *Herwig H., Middelberg G.* The Physics of Unsteady Jet Impingement and its Heat Transfer Performance // *Acta Mech.* 2008. V. 201. P. 171.
10. *Middelberg G., Herwig H.* Convective Heat Transfer under Unsteady Impinging Jets: The Effect of the Shape of the Unsteadiness // *Heat Mass Transfer.* 2009. V. 45. P. 1519.
11. *Geng L.P., Zheng C.B., Zhou J.W.* Heat Transfer Characteristics of Impinging Jets: the Influence of Unsteadiness with Different Waveforms // *Int. Commun. Heat Mass Transfer.* 2015. V. 66. P. 105.
12. *Tang C., Zhang J.Z., Lyu Y.W., Tan X.M.* Convective Heat Transfer on a Flat Target Surface Impinged by Pulsating Jet with an Additional Transmission Chamber // *Heat Mass Transfer.* 2020. V. 56. P. 183.
13. *Xu P., Yu B., Qiu S.X., Poh H.J., Mujumdar A.S.* Turbulent Impinging Jet Heat Transfer Enhancement due to Intermittent Pulsation // *Int. J. Thermal Sci.* 2010. V. 49. P. 1247.
14. *Mohammadpour J., Rajabi-Zargarabadi M., Mujumdar A.S., Ahmadi H.* Effect of Intermittent and Sinusoidal Pulsed Flows on Impingement Heat Transfer from a Concave Surface // *Int. J. Thermal Sci.* 2014. V. 76. P. 118.
15. *Пахомов М.А., Терехов В.И.* Влияние частоты импульсов на теплообмен в точке торможения импульсной турбулентной струи // *ТВТ.* 2013. Т. 51. № 2. С. 287.
16. *Craft T.J., Launder B.E.* New Wall-Reflection Model Applied to the Turbulent Impinging Jet // *AIAA J.* 1992. V. 30. P. 2970.
17. *Baughn J.W., Shimizu S.* Heat Transfer Measurements from a Surface with Uniform Heat Flux and an Impinging Jet // *ASME J. Heat Transfer.* 1989. V. 111. P. 1096.
18. *Baughn J.W., Hechanova A., Yan X.* An Experimental Study of Entrainment Effects on the Heat Transfer from a Flat Surface to a Heated Circular Impinging Jet // *ASME J. Heat Transfer.* 1991. V. 113. P. 1023.
19. *Behnia M., Parneix S., Durbin P.A.* Prediction of Heat Transfer in an Axisymmetric Turbulent Jet Impinging on a Flat Plate // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1998. V. 41. P. 1845.
20. *Merci B., Dick E.* Heat Transfer Predictions with a Cubic $k-\epsilon$ Model for Axisymmetric Turbulent Jets Impinging onto a Flat Plate // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2003. V. 46. P. 469.
21. *Волков К.Н.* Нестационарный теплообмен в области взаимодействия турбулентной струи с преградой // *ТВТ.* 2007. Т. 45. № 6. С. 896.

УДК 681.5.01,517.977.5

АНАЛИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ОПТИМАЛЬНОСТИ В ОБРАТНЫХ ЗАДАЧАХ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

© 2021 г. А. Н. Дилигенская*, Э. Я. Рапопорт

Самарский государственный технический университет, Самара, Россия

*E-mail: adiligenskaya@mail.ru

Поступила в редакцию 19.05.2020 г.

После доработки 20.07.2020 г.

Принята к публикации 22.12.2020 г.

Рассматривается решение обратной задачи технологической физики как задачи оптимального управления объектом с распределенными параметрами на основе сформулированного в качестве необходимых условий оптимальности принципа максимума Понтрягина для бесконечномерного объекта. Обратная задача теплопроводности формулируется в равномерной метрике оценки погрешности описания функции состояния исследуемого объекта и приводится к задаче оптимального управления бесконечномерным объектом с интегральным функционалом качества и расширенным вектором состояния, для которого с помощью принципа максимума Понтрягина устанавливается характер оптимального управляющего воздействия. Метод принципа максимума с учетом соотношений, обеспечивающих принадлежность решения заданному компактному множеству, позволяет получить параметрическое представление идентифицируемых сосредоточенных или пространственно распределенных характеристик.

DOI: 10.31857/S0040364421030030

ВВЕДЕНИЕ

Широкий круг технологических процессов в различных производственных сферах – в теплотехнике, металлургии, электроэнергетике и других – описывается дифференциальными уравнениями в частных производных, и синтез алгоритмов или систем управления этими объектами зачастую сводится к решению задач оптимального управления системами с распределенными параметрами. При решении таких задач применяются методы теории оптимального управления системами с распределенными параметрами, а также могут использоваться основные результаты теории оптимального управления системами с сосредоточенными параметрами при учете специфических особенностей объектов с распределенными параметрами (ОРП) [1–6].

Существенные результаты в разработке методов решения задач оптимального управления системами с сосредоточенными параметрами и ОРП получены на основе необходимых условий оптимальности. В качестве таких условий в большом числе случаев рассматриваются различные формы принципов максимума [1–6], базовым среди которых является принцип максимума Понтрягина (ПМП) [7]. Например, такой подход считается основным при решении задач программного управления и позволяет определить структуру параметризуемых алгоритмов оптимального управления с точностью до некоторого

вектора $\Delta = (\Delta_i)$, $i = \overline{1, N}$ параметров Δ_i [1, 8, 9]. Обычно в типовых ситуациях поиска оптимальных управляющих воздействий широкого круга ОРП искомые управления принимают вид релейных (кусочно-постоянных) функций времени или пространственных координат, где в роли параметров Δ_i выступают длительности по соответствующему аргументу их отдельных интервалов постоянства [1, 8–11]. Последующий поиск числа N параметров оптимального управления и их конкретных значений Δ_i , удовлетворяющих заданным требованиям к качеству рассматриваемого процесса, обычно исчерпывает решение соответствующей задачи оптимального управления ОРП [1, 8–11].

Использование ПМП не ограничивается только синтезом программного управления, производимого на основе решения прямых задач, но также может быть распространено на широкий круг актуальных задач интерпретации данных физических экспериментов (наблюдений), возникающих при идентификации и диагностике неизвестных характеристик исследуемых технологических процессов и относящихся к классу обратных задач математической физики. Вследствие физической нереализуемости обратных задач [12] необходимо исследовать проблему устойчивости их решения [13].

Данная статья на примере обратных задач теплопроводности (ОЗТ) показывает конструктивный подход к решению обратных задач математической физики, в рамках которого использование принципа максимума Понтрягина позволяет установить структуру физически реализуемых идентифицируемых характеристик процесса на соответствующих компактных множествах. На примере пространственно одномерной математической модели ОРП, заданной линейным дифференциальным уравнением в частных производных параболического типа, показано применение ПМП, что позволяет получить структуру идентифицируемой сосредоточенной или пространственно распределенной характеристики ОЗТ.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается нестационарный процесс теплопроводности для объекта с внутренним тепловыделением, описываемый уравнением теплопроводности в относительных единицах (времени φ и пространственной координаты x), относительно температурного поля $\theta(x, \varphi)$

$$\frac{\partial \theta(x, \varphi)}{\partial \varphi} = \frac{\partial^2 \theta(x, \varphi)}{\partial x^2} + F(x)u(\varphi); \quad 0 < x < 1; \quad (1)$$

$$0 < \varphi \leq \varphi_{\text{end}}$$

при нулевых начальных условиях

$$\theta(x, 0) = 0, \quad x \in [0, 1] \quad (2)$$

и граничных условиях второго рода

$$\frac{\partial \theta(1, \varphi)}{\partial x} = q(\varphi); \quad \frac{\partial \theta(0, \varphi)}{\partial x} = 0, \quad \varphi \in (0, \varphi^*]. \quad (3)$$

Здесь $F(x)$ – закон пространственного распределения внутренних источников тепла, $u(\varphi)$ – суммарная объемная плотность мощности тепловыделения, $q(\varphi)$ – плотность граничного теплового потока.

При решении обратных задач задается дополнительная информация в виде данных физического эксперимента о значениях температуры $\theta^* = \theta^*(x^*, \varphi)$, полученных на интервале идентификации $\varphi \in [0, \varphi^*]$ в некоторой фиксированной точке x^* .

Сформулированные в экстремальной постановке обратные задачи математической физики могут рассматриваться как задачи оптимального управления. В рамках рассматриваемой математической модели требуется отыскать управляющие воздействия, обеспечивающие достижение минимальных значений заданного функционала качества, в роли которого фигурирует заданная в требуемой метрике невязка между экспериментальными данными $\theta^*(\varphi)$ и аналитическим решением $\theta(x^*, \varphi)$ исходной краевой задачи [14–16]. В роли таких воздействий могут фигурировать

$u(\varphi)$, $q(\varphi)$ или $F(x)$ в (1), (3), где для простоты всюду далее рассматриваются варианты использования в таком качестве только одной из величин при заданных значениях остальных.

Для решения поставленной задачи может применяться подход, основанный на параметрической оптимизации идентифицируемых характеристик на компактных множествах их определения в равномерной метрике оценивания температурной невязки между экспериментальными и расчетным температурными состояниями [14–16].

ИДЕНТИФИКАЦИЯ МОЩНОСТИ ВНУТРЕННЕГО ТЕПЛОЫДЕЛЕНИЯ

Рассматривается ОЗТ, заданная соответствующей уравнению (1) бесконечной системой обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) первого порядка

$$\frac{d\bar{\theta}_m(\mu_m, \varphi)}{d\varphi} = -\mu_m^2 \bar{\theta}_m(\mu_m, \varphi) + \bar{F}_m(\mu_m)u(\varphi) + (-1)^m q(\varphi); \quad (4)$$

$$m = 0, 1, 2, \dots, \quad \varphi \in (0, \varphi^*]$$

при нулевых начальных условиях

$$\bar{\theta}_m(\mu_m, 0) = 0, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (5)$$

и граничных условиях (3). В данном случае следует считать известной зависимость $q(\varphi)$, характеризующую уровень тепловых потерь на границе $x = 1$.

Здесь $\mu_m^2 = \pi^2 m^2$ – собственные числа краевой задачи, $\bar{\theta}_m(\mu_m, \varphi)$ – коэффициенты разложения в бесконечный сходящийся в среднем ряд по собственным функциям $\cos \mu_m x$ (ряд Фурье) [17] температурного поля

$$\theta(x, \varphi) = \bar{\theta}_0(\mu_0, \varphi) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \bar{\theta}_m(\mu_m, \varphi) \cos \mu_m x, \quad (6)$$

$\bar{F}_m(\mu_m)$ – коэффициенты разложения в соответствующий ряд функции $F(x)$.

На базе математической модели (3)–(6) формулируется обратная задача, в которой на основе экспериментальных данных $\theta^*(\varphi)$ подлежит идентификации функция $u(\varphi)$ при известных остальных составляющих математической модели процесса.

ОЗТ формулируется как задача оптимального управления объектом (3)–(6) с минимаксным критерием оптимальности [14–16]

$$I_0(u) = \max_{\varphi \in (0, \varphi^*)} |\theta(x^*, \varphi) - \theta^*(\varphi)| \rightarrow \min_{u(\varphi)} \quad (7)$$

В данной задаче по $\theta^*(\varphi)$ требуется восстановить $u(\varphi)$, минимизирующую величину функционала (7).

Для обеспечения требования устойчивости решений и условий физической реализуемости определяемых характеристик $u(\varphi)$ реальных технологических процессов производится сужение исходного множества $V: u(\varphi) \in V$ до класса физически реализуемых функций, непрерывных вместе с некоторым конечным числом своих производных.

Рассмотрим далее базовый случай, обеспечивающий поиск решений в классе непрерывных и непрерывно-дифференцируемых функций, который реализуется в ситуации, когда за управляющее воздействие вместо функции $u(\varphi)$ принимается ее вторая производная $w(\varphi) = u''(\varphi)$, подчиненная ограничению на максимально допустимое значение w_{\max} :

$$\left| \frac{d^2 u}{d\varphi^2} \right| = |w(\varphi)| \leq |w_{\max}|, \quad \varphi \in (0, \varphi^*). \quad (8)$$

В этом случае искомая величина $u(\varphi)$ и условно введенное управляющее воздействие $w(\varphi)$ связаны следующими соотношениями:

$$\frac{du(\varphi)}{d\varphi} = v, \quad \frac{dv}{d\varphi} = w; \quad u(0) = u_0; \quad v(0) = u'(0) = v_0. \quad (9)$$

Теперь задача оптимального управления (7) формулируется относительно условного управляющего воздействия $w(\varphi)$ в следующем виде:

$$I_1(u) = \max_{\varphi \in (0, \varphi^*)} |\theta(x^*, \varphi) - \theta^*(\varphi)| \rightarrow \min_{w(\varphi)} \quad (10)$$

а также дополняется уравнениями (9) и условием (8), что в совокупности обеспечивает поиск $u(\varphi)$ в классе функций, непрерывных вместе со своими первыми производными, и тем самым удовлетворяет решению исходной задачи. Сложность заключается в том, что задача (10) является специальной задачей нелинейного программирования с негладкой функцией максимума, точных методов решения которой на настоящий момент не существует.

В данной статье предлагается способ решения задачи, основанный на рассмотренном в [18, 19] приеме для конечномерных объектов. Применяемый способ состоит в переходе от полученной минимаксной задачи оптимального управления (10) к стандартной вариационной задаче с интегральным критерием оптимальности

$$I_2(w, \alpha) = \frac{1}{\varphi^*} \int_0^{\varphi^*} \alpha d\varphi = \alpha \rightarrow \min_{w, \alpha} \quad (11)$$

и дополнительным фазовым ограничением

$$|\theta(x^*, \varphi) - \theta^*(\varphi)| - \alpha \leq 0, \quad \varphi \in (0, \varphi^*), \quad (12)$$

что обеспечивается введением независящего от аргумента φ вспомогательного параметра $\alpha = \text{const}$. Тогда оптимальное программное

управление содержит участки, где фазовое ограничение (12) принимает форму строгого неравенства $|\theta(x^*, \varphi) - \theta^*(\varphi)| < \alpha$, и отдельные интервалы движения по ограничению, где достигается равенство $|\theta(x^*, \varphi) - \theta^*(\varphi)| = \alpha$. Известно, что если фазовые ограничения (12) не нарушаются и траектория, соответствующая искомому оптимальному управлению $u^*(\varphi)$, не включает участков конечной длительности движения по ограничению $|\theta(x^*, \varphi) - \theta^*(\varphi)| = \alpha$, то свое минимальное значение функционал (11) принимает при управлении $\tilde{u}^*(\varphi)$, рассчитываемом без учета (12). При этом строгие равенства в (12) могут достигаться только в конечном числе фиксированных точек отражения траекторий от допустимой границы, в которых сопряженные переменные претерпевают разрывы первого рода [20]. Тогда в предположении (которое будет подтверждено далее), что ограничение (12) нигде на интервале идентификации не нарушается, рассмотрим процедуру поиска оптимального управления $u^*(\varphi)$, базирующегося на применении ПМП в форме без учета данного ограничения. В соответствии с [4, 21] в этом случае ПМП может быть применен без каких-либо ограничений, и на его основе в большом числе практических случаев возможно в явной форме установить характер оптимальных сосредоточенных управлений.

Для нахождения $w^*(\varphi)$ воспользуемся процедурой принципа максимума Понтрягина, которая здесь формулируется для задачи со множеством допустимых управляющих воздействий (8). Сформируем вектор фазовых переменных $z = (\bar{\theta}, u(\varphi), v(\varphi))$, содержащий временные моды температуры $\bar{\theta} = (\bar{\theta}_m(\mu_m, \varphi))$, $m = 0, 1, 2, \dots$ и непрерывно дифференцируемые, согласно (9), переменные $u(\varphi), v(\varphi)$.

Введем вектор сопряженных функций $\Psi = (\psi_1(\varphi), \psi_2(\varphi), \dots, \psi_v(\varphi), \psi_w(\varphi))$ и для объекта (3)–(6) составим функцию Понтрягина $H(\bar{\theta}, u, v, w, \Psi, \varphi)$, которая примет вид [9]

$$H(\bar{\theta}, u, v, w, \Psi, \varphi) = -\alpha + \sum_{m=0}^{\infty} \psi_m(\varphi) \times \\ \times \left(-\mu_m^2 \bar{\theta}_m(\mu_m, \varphi) + \bar{F}_m(\mu_m) u(\varphi) + (-1)^m q(\varphi) \right) + \\ + \psi_v(\varphi) v(\varphi) + \psi_w(\varphi) w(\varphi). \quad (13)$$

На основе линейной зависимости H от фазовых переменных система сопряженных функций $\psi_m(\varphi) = 0, 1, 2, \dots$ записывается в виде линейной системы дифференциальных уравнений

$$\frac{d\psi_m}{d\varphi} = -\frac{\partial H}{\partial \bar{\theta}_m(\mu_m, \varphi)} = \mu_m^2 \psi_m, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (14)$$

и дополнительных соотношений для переменных $\psi_v(\varphi), \psi_w(\varphi)$

$$\frac{d\psi_v}{d\varphi} = -\frac{\partial H}{\partial u}, \quad \frac{d\psi_w}{d\varphi} = -\frac{\partial H}{\partial v}, \quad (15)$$

откуда с учетом соотношения (13) на основе (14) и (15) получаются выражения

$$\begin{aligned} \frac{d\psi_w}{d\varphi} &= -\frac{\partial H}{\partial v} = -\psi_v(\varphi), \\ \frac{d\psi_v}{d\varphi} &= -\frac{\partial H}{\partial u} = -\sum_{m=0}^{\infty} \bar{F}_m(\mu_m) \psi_m(\varphi). \end{aligned} \quad (16)$$

Согласно (14), находятся сопряженные переменные в виде экспоненциальных функций времени

$$\psi_m(\varphi) = \psi_m(0) e^{\mu_m^2 \varphi}, \quad m = 0, 1, 2, \dots,$$

что приводит к соотношениям

$$\begin{aligned} \frac{d\psi_v}{d\varphi} &= -\sum_{m=0}^{\infty} \bar{F}_m(\mu_m) \psi_m(0) e^{\mu_m^2 \varphi} \Rightarrow \psi_v(\varphi) = \\ &= -\sum_{m=0}^{\infty} \frac{\bar{F}_m(\mu_m)}{\mu_m^2} \psi_m(0) e^{\mu_m^2 \varphi} + D_v. \end{aligned} \quad (17)$$

Отсюда с учетом (16) может быть получено выражение для $\psi_w(\varphi)$

$$\begin{aligned} \frac{d\psi_w}{d\varphi} &= -\psi_v(\varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\bar{F}_m(\mu_m)}{\mu_m^2} \psi_m(0) e^{\mu_m^2 \varphi} - D_v \Rightarrow \\ \Rightarrow \psi_w(\varphi) &= \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\bar{F}_m(\mu_m)}{\mu_m^4} \psi_m(0) e^{\mu_m^2 \varphi} + D_w - D_v \varphi. \end{aligned} \quad (18)$$

Подставив (17) и (18) в (13), получим выражение для функции Понтрягина H относительно искомого управляющего воздействия $w(\varphi)$

$$\begin{aligned} H(w) &= -\alpha + \sum_{m=0}^{\infty} \psi_m(0) e^{\mu_m^2 \varphi} \times \\ &\times \left(-\mu_m^2 \bar{\theta}_m(\mu_m, \varphi) + \bar{F}_m(\mu_m) u(\varphi) + (-1)^m q(\varphi) \right) + \\ &+ v(\varphi) \left(\sum_{m=0}^{\infty} \frac{\bar{F}_m(\mu_m)}{\mu_m^2} \psi_m(0) e^{\mu_m^2 \varphi} + D_v \right) + \\ &+ w(\varphi) \left(\sum_{m=0}^{\infty} \frac{\bar{F}_m(\mu_m)}{\mu_m^4} \psi_m(0) e^{\mu_m^2 \varphi} + D_w - D_v \varphi \right). \end{aligned} \quad (19)$$

Вследствие равномерной сходимости бесконечного ряда $\sum_{m=0}^{\infty} \frac{\bar{F}_m(\mu_m)}{\mu_m^4} \psi_m(0) e^{\mu_m^2 \varphi}$ на интервале идентификации [1, 8] возможно из условий достижения максимума функции $H(w) = H(\bar{\theta}, u, v, w, \psi, \varphi)$ (19) на оптимальном управлении получить выражение для оптимального условного управляющего воздействия w^* в виде кусочно-постоянной функции времени

$$w^*(\varphi) = \beta |w_{\max}| \text{sign} \psi_w(\varphi), \quad \beta = \pm 1,$$

принимаяющей конкретный вид

$$w^*(\varphi) = \beta |w_{\max}| \text{sign} \sum_{m=0}^{\infty} D_m e^{\mu_m^2 \varphi}, \quad \beta = \pm 1.$$

Здесь $\sum_{m=0}^{\infty} D_m e^{\mu_m^2 \varphi} \neq 0$ на любом интервале $(\varphi_1, \varphi_2) \in [0, \varphi^*]$, $\varphi_2 > \varphi_1$. В таком случае для рассматриваемого линейного ОРП (4) ПМП является необходимым и достаточным условием оптимальности и тем самым позволяет установить структуру оптимального условного управляющего воздействия $w^*(\varphi)$ с точностью до длительностей $\Delta = (\Delta_i)$, $i = \overline{1, N}$ интервалов постоянства w^* на заданном интервале идентификации в форме релейной функции времени

$$\begin{aligned} w^*(\varphi) &= \beta (-1)^{j+1} w_{\max}; \quad \sum_{k=0}^{j-1} \Delta_k < \varphi < \sum_{k=0}^j \Delta_k; \\ j &= \overline{1, N}; \quad \beta = \pm 1; \quad \Delta_0 = 0; \quad \sum_{k=0}^N \Delta_k = \varphi^0. \end{aligned} \quad (20)$$

Отсюда на основании уравнений (9) осуществляется переход к искомой характеристике $u^*(\varphi)$, принимающей форму кусочно-параболической функции времени

$$u^*(\varphi) = \begin{cases} \gamma_1 + \gamma_2 \varphi + \frac{\beta w_{\max}}{2} \varphi^2, & \beta = \pm 1, \quad \varphi \in [0, \tilde{\Delta}_1], \quad N \geq 1; \\ \gamma_1 + \gamma_2 \varphi + \frac{\beta w_{\max}}{2} \varphi^2 + \beta w_{\max} \sum_{k=2}^j (-1)^{k+1} \left(\varphi - \sum_{s=1}^{k-1} \tilde{\Delta}_s \right)^2, & \beta_i = \pm 1, \quad \sum_{s=1}^{j-1} \tilde{\Delta}_s \leq \varphi \leq \sum_{s=1}^j \tilde{\Delta}_s, \quad j = \overline{2, N}, \quad N \geq 2. \end{cases} \quad (21)$$

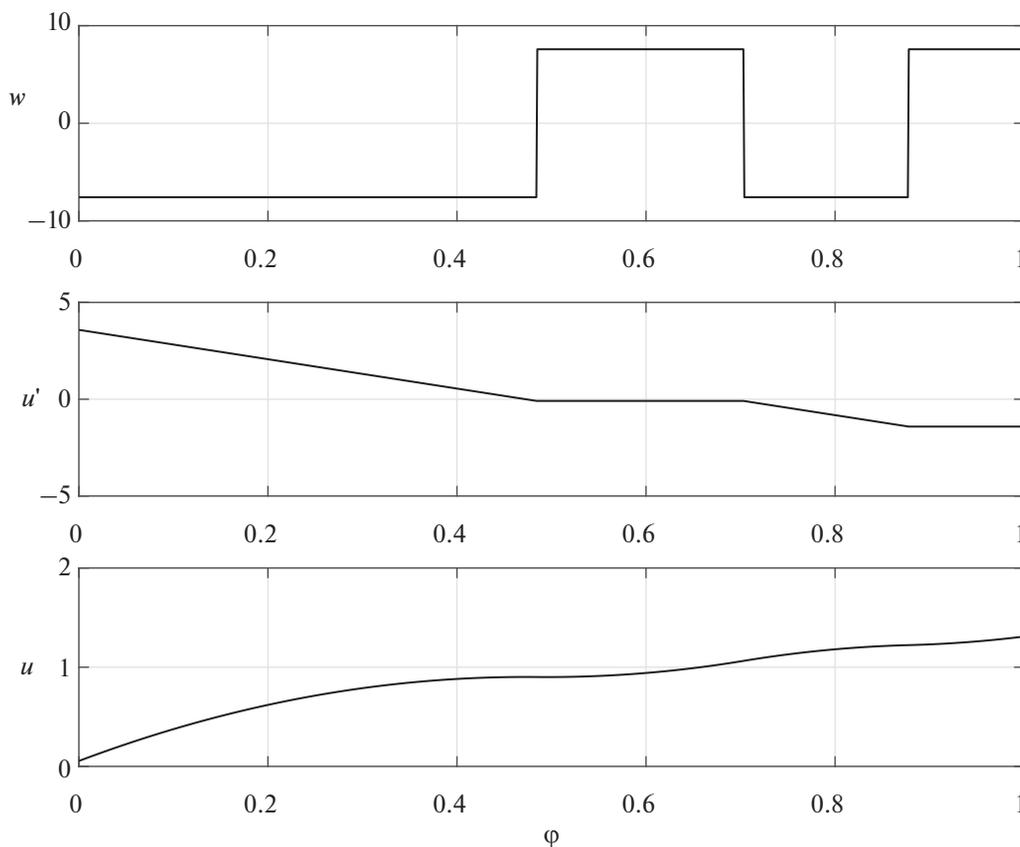


Рис. 1. Характер оптимального управляющего воздействия $u(\varphi)$, $u'(\varphi)$, $w(\varphi)$.

Количество N интервалов постоянства $w^*(\varphi)$ зависит как от числа нулей функции (18), так и от числа точек отражения в силу условий скачка для сопряженных переменных.

Таким образом, принцип максимума Понтрягина позволяет осуществить параметризацию идентифицируемой характеристики в исходной некорректно поставленной обратной задаче математической физики. В случае, когда за условное управление принимается вторая производная искомой величины, решение задачи принадлежит классу кусочно-параболических функций, что отражено на рис. 1. Здесь для случая $N = 4$ изображены условное управление $w(\varphi)$, имеющее характер кусочно-постоянной (релейной) функции, вспомогательная функция $v(\varphi) = u'(\varphi)$, полученная на основе (9) и принадлежащая множеству непрерывных функций, и идентифицируемая величина $u(\varphi)$, относящаяся к классу функций, непрерывных вместе со своей производной. Результаты получены при следующих исходных данных:

$$F(x) = \frac{\text{ch}(\sqrt{2\xi}x) - \cos(\sqrt{2\xi}x)}{\text{sh}(\sqrt{2\xi}) - \sin(\sqrt{2\xi})} \sqrt{2\xi}, \quad q(\varphi) = 0, \quad \text{значениях параметров } \xi = 4, \quad x^* = 0.9, \text{ где идентифици-$$

руемая характеристика задана экспоненциальной зависимостью $u_0(\varphi) = 1 - e^{-\beta\varphi}$, $\beta = 5$.

В дальнейшем на основе полученного параметрического описания идентифицируемой характеристики (21) задача (4)–(6), (3) сводится к нелинейной задаче математического программирования, которая может быть решена с помощью альтернансного метода [10], использующего свойства чебышевского альтернанса температурных невязок $\theta(x^*, \varphi) - \theta^*(\varphi)$ на интервале идентификации с выбором числа N в (20), (21) в зависимости от допустимой величины I_1 в (10). Указанные свойства подтверждают сделанное ранее предположение о соблюдении дополнительно введенных фазовых ограничений (12), так как строгие равенства $|\theta(x^*, \varphi) - \theta^*(\varphi)| = \alpha$ выполняются только в отдельных точках альтернанса на промежутке $\varphi \in [0, \varphi^*]$, одновременно являющихся точками отражения от заданной границы. На рис. 2 для случая $N = 4$ при тех же исходных данных продемонстрирована ошибка $\varepsilon = |\theta(x^*, \varphi) - \theta^*(\varphi)|$ равномерного приближения к экспериментальной температурной зависимости, характеризующаяся наличием семи точек достижения знакопередающихся предельно допустимых значений.

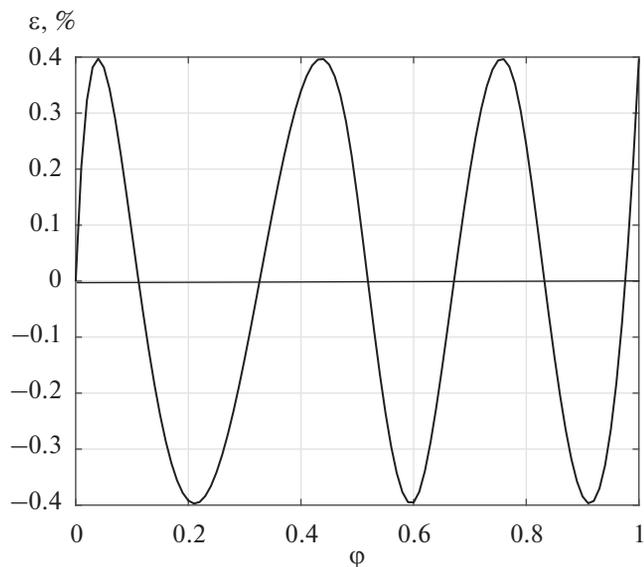


Рис. 2. Конфигурация температурной невязки при оптимальном решении $u(\varphi) = u^*(\varphi)$.

Таким образом, предложенный подход заключается в точной редукции исходной некорректно поставленной ОЗТ к специальной задаче параметрической оптимизации (10) идентифицируемой характеристики. Полученная задача соответствует условно-корректной постановке, что достигается за счет вводимого ограничения на класс искомых величин, и для ее решения не требуется применения традиционных численных регуляризирующих процедур. В обобщенном смысле под регуляризирующим параметром можно понимать число N интервалов постоянства условного управления $w(\varphi)$, по отношению к которому формулируется принцип максимума Понтрягина, и тем самым задающее число искомых параметров параметризованной формы идентифицируемой величины $u(\varphi)$. Методика решения ОЗТ сводится к последовательному решению задач для возрастающего числа N , увеличение которого позволяет строить приближенные решения, сходящиеся к точному при $N \rightarrow \infty$ [22]. Значения $I_2(w, \alpha) = \alpha$ с ростом N образуют монотонно убывающий ряд, стремящийся к нулю при $N \rightarrow \infty$ (рис. 3). При этом сохраняется корректная постановка задачи отыскания на компактном множестве непрерывных вместе со своей первой производной искомых функций (21) для любой конечной величины N и, следовательно, обеспечивается сходимость величины $u^*(\varphi)$ в (21) к идентифицируемому воздействию при $N \rightarrow \infty$.

Таким образом, последовательное решение серии задач с возрастающим числом N вплоть до некоторого $N = N^0$ позволяет получить любую требуемую точность аппроксимации экспери-

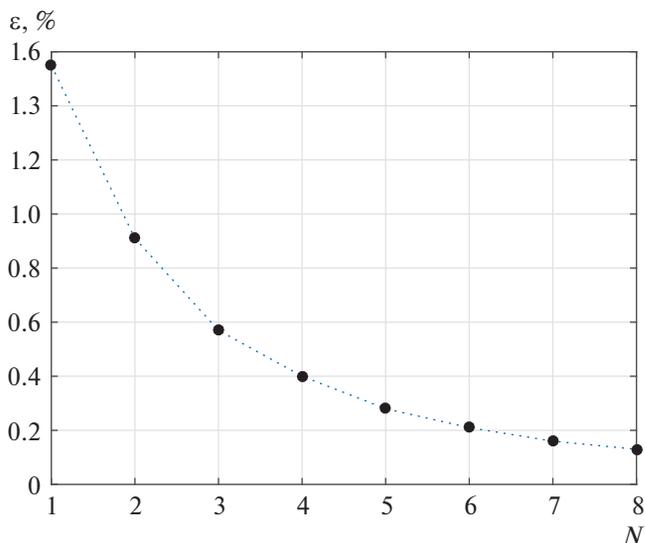


Рис. 3. Погрешность приближения температурного распределения при $N \rightarrow \infty$.

ментального температурного распределения. На практике итерационный процесс заканчивается при достижении заданной точности, или когда значения $I_2^{(k)}(w, \alpha)$ и $I_2^{(k+1)}(w, \alpha)$ на k -м и $(k+1)$ -м шаге отличаются друг от друга на менее чем наперед заданное число, что означает приближение к предельно допустимому, обусловленному численной реализацией или иными причинами значению.

Предложенный подход позволяет получить искомое решение с любой требуемой точностью без использования регуляризирующих алгоритмов, что составляет основное отличие от известных численных методов.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ВНЕШНЕГО ТЕПЛООВОГО ПОТОКА

Рассмотрим применение ПМП при использовании той же самой математической модели процесса (4)–(6), (3) в случае, когда идентифицируемой величиной является граничное воздействие $q(\varphi)$, рассматриваемое в качестве внешнего источника энергии на поверхности $x = 1$ в условиях $u(\varphi) = 0$ либо в роли потока тепловых потерь при заданной мощности нагрева $u(\varphi)$. В данном случае осуществляется, аналогично (9), переход к условному управляющему воздействию $w(\varphi) = v'(\varphi) = q''(\varphi)$, $v(\varphi) = q'(\varphi)$, подчиненному ограничению (8).

Аналогично первому случаю можно считать, что ограничение (12) не нарушается нигде на рассматриваемом временном интервале идентификации. Это обуславливает правомерность приме-

нения ПМП для поиска оптимального управляющего воздействия без учета фазовых ограничений. Формируется вектор фазовых переменных $z = (\bar{\theta}, q(\varphi), v(\varphi))$ и записывается функция Понтрягина $H(\bar{\theta}, q, v, w, \psi, \varphi)$, формально сохраняющая прежний вид (13), с той разницей, что дополнительной функцией, входящей в вектор фазовых координат, здесь является не $u(\varphi)$, а $q(\varphi)$ со своими первой и второй производными.

Система сопряженных функций содержит уравнения (14) для температурных мод, выражения (15) для переменных $\psi_v(\varphi), \psi_w(\varphi)$, которые в данном случае принимают вид

$$\frac{d\psi_w}{d\varphi} = -\frac{\partial H}{\partial v} = -\psi_v(\varphi),$$

$$\frac{d\psi_v}{d\varphi} = -\frac{\partial H}{\partial q} = -\sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \psi_m(\varphi).$$

Тогда функция Понтрягина вместо (19) записывается в форме

$$H(w) = -\alpha + \sum_{m=0}^{\infty} \psi_m(0) e^{\mu_m^2 \varphi} \times$$

$$\times \left(-\mu_m^2 \bar{\theta}_m(\mu_m, \varphi) + \bar{F}_m(\mu_m) u(\varphi) + (-1)^m q(\varphi) \right) +$$

$$+ v(\varphi) \left(\sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{\mu_m^2} \psi_m(0) e^{\mu_m^2 \varphi} + D_v \right) +$$

$$+ w(\varphi) \left(\sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{\mu_m^4} \psi_m(0) e^{\mu_m^2 \varphi} + D_w - D_v \varphi \right).$$

Отсюда аналогично предыдущему случаю определяется релейный характер $w(\varphi)$ вида (20), вследствие чего идентифицируемая величина $q(\varphi)$ принимает форму кусочно-параболической зависимости. Получаемая в дальнейшем задача математического программирования также может быть решена стандартными численными методами [10], которые, как и в предыдущем случае, подтверждают выполнение фазовых ограничений (12).

Результаты решения граничной ОЗТ по единой методологии, изложенной в предыдущем разделе, при $u(\varphi) = 0$, искомой величине $q_0(\varphi) = 1 - e^{-\gamma\varphi}$ и значениях параметров $\gamma = 3.2, x^* = 0.9$ для случаев $N = 3, 4$ представлены на рис. 4 и подтверждают изложенные выше общие закономерности.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИСТОЧНИКА ВНУТРЕННЕГО ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ

Рассмотрим ОЗТ по идентификации закона $F(x)$ пространственного распределения внутренних источников тепла, сформулированную на ос-

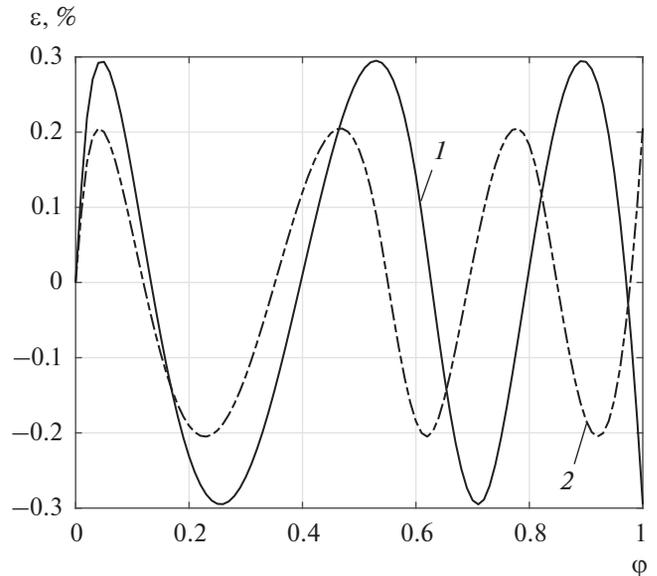


Рис. 4. Конфигурация ошибки равномерного температурного приближения в граничной ОЗТ при: 1 — $N = 3, 2 - 4$.

нове уравнения теплопроводности (1)–(3), записанного в изображениях Лапласа по временной переменной относительно изображения $\tilde{\theta}(x, p)$, где p — параметр Лапласа:

$$\frac{d^2 \tilde{\theta}(x, p)}{dx^2} - p \tilde{\theta}(x, p) + F(x) \tilde{u}(p), \quad 0 < x < 1, \quad (22)$$

при соответствующих граничных условиях

$$\frac{d\tilde{\theta}(1, p)}{dx} = \tilde{q}(p), \quad \frac{d\tilde{\theta}(0, p)}{dx} = 0 \quad (23)$$

с известными функциями $\tilde{u}(p)$ и $\tilde{q}(p)$.

Исходная ОЗТ по идентификации $F(x)$ формулируется как задача поиска пространственно распределенного управления $F(x)$ с минимаксным критерием оптимальности [14, 16]:

$$I_0(u) = \max_{\varphi \in (0, \varphi^*)} |\theta(x^*, \varphi) - \theta^*(\varphi)| \rightarrow \min_{F(x)}. \quad (24)$$

Аналогично задачам идентификации $u(\varphi)$ и $q(\varphi)$ вводится условное управляющее воздействие $w(x) = F''(x)$

$$\frac{dF(x)}{dx} = v(x), \quad \frac{dv(x)}{dx} = w(x), \quad u(0) = u_0, \quad (25)$$

$$v(0) = u'(0) = v_0,$$

подчиненное ограничению

$$\left| \frac{d^2 F}{dx^2} \right| = |w(x)| \leq |w_{\max}|, \quad x \in [0, 1],$$

и осуществляется переход от (24) к задаче поиска оптимального управления $w(x)$

$$I_3(F) = \max_{\varphi \in (0, \varphi^*)} |\theta(x^*, \varphi) - \theta^*(\varphi)| \rightarrow \min_{w(x)}. \quad (26)$$

Для применения ПМП вместо ОДУ второго порядка (22) используется модель в виде системы уравнений в нормальной форме

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{\theta}(x, p)}{dx} &= \tilde{\theta}_1(x, p), \\ \frac{d\tilde{\theta}_1(x, p)}{dx} &= p\tilde{\theta}(x, p) - F(x)\tilde{u}(p) \end{aligned} \quad (27)$$

с граничными условиями (23) и уравнениями перехода (25) и осуществляется, подобно (11), (12), переход к задаче с интегральным критерием качества по пространственной переменной

$$I_3(w, \alpha) = \int_0^1 \alpha dx = \alpha \rightarrow \min_{w, \alpha} \quad (28)$$

и дополнительным фазовым ограничением

$$|\tilde{\theta}(x, p) - \tilde{\theta}^*(p)| - \alpha \leq 0. \quad (29)$$

Формируется вектор фазовых переменных $\mathbf{z} = (\tilde{\theta}, \tilde{\theta}_1, F(x), v(x))$, и рассматривается задача (с подвижными концами траектории на фазовой плоскости $\tilde{\theta}, \tilde{\theta}_1$) оптимального управления по интегральному критерию качества (28) объектом (27) с граничными условиями (23). Аналогично поиску сосредоточенного управления сначала полагается, что строгие равенства в ограничении (29) могут достигаться только в отдельных точках отражения траектории $\tilde{\theta}(x, p)$ от допустимой границы в (29), число которых априори неизвестно в условиях возникновения скачков в поведении сопряженных переменных. При этом оптимальное управление не содержит участков движения по ограничению. Для этого случая составляется функция Понтрягина, принимающая вид

$$\begin{aligned} H(\tilde{\theta}, \tilde{\theta}_1, F(x), v(x), w(x), \phi(x)) &= \\ &= -\alpha + \phi_1(x)\tilde{\theta}_1 + \\ &+ \phi_2(x)(p\tilde{\theta}(x, p) - F(x)\tilde{u}(p)) + \\ &+ \phi_3(x)v(x) + \phi_4(x)w(x). \end{aligned} \quad (30)$$

Здесь $\phi = (\phi_1(x), \phi_2(x), \phi_3(x), \phi_4(x))$ – вектор сопряженных переменных, которые на интервалах своей непрерывности задаются решениями системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d\phi_1}{dx} &= -\frac{\partial H}{\partial \tilde{\theta}}, \quad \frac{d\phi_2}{dx} = -\frac{\partial H}{\partial \tilde{\theta}_1}, \quad \frac{d\phi_3}{dx} = -\frac{\partial H}{\partial F}, \\ \frac{d\phi_4}{dx} &= -\frac{\partial H}{\partial v}. \end{aligned} \quad (31)$$

В соответствии с (30), (31) приходим к соотношениям

$$\begin{aligned} \frac{d\phi_1}{dx} &= -p\phi_2, \quad \frac{d\phi_2}{dx} = -\phi_1, \quad \frac{d\phi_3}{dx} = \tilde{u}(p)\phi_2, \\ \frac{d\phi_4}{dx} &= -\phi_3, \end{aligned} \quad (32)$$

которые приводят к уравнению второго порядка для сопряженной переменной $\phi_2(x)$

$$\frac{d^2\phi_2}{dx^2} - p\phi_2 = 0.$$

Отсюда определяется общее решение системы (31) для $\phi_2(x)$ в следующем виде:

$$\phi_2(x) = C_1 e^{\sqrt{px}} + C_2 e^{-\sqrt{px}}. \quad (33)$$

На основе (33) с учетом (32) можно получить выражения для остальных сопряженных переменных

$$\begin{aligned} \phi_1(x) &= -C_1 \sqrt{p} e^{\sqrt{px}} + D_{11} - C_2 \sqrt{p} e^{-\sqrt{px}} + D_{12}, \\ \phi_3(x) &= \tilde{u}(p) C_1 \frac{1}{\sqrt{p}} e^{\sqrt{px}} + D_{31} + \tilde{u}(p) C_2 \frac{1}{\sqrt{p}} e^{-\sqrt{px}} + D_{32}, \\ \phi_4(x) &= -\tilde{u}(p) C_1 \frac{1}{p} e^{\sqrt{px}} + D_{41} x + D_{42} - \\ &- \tilde{u}(p) C_2 \frac{1}{p} e^{-\sqrt{px}} + D_{43} x + D_{44}. \end{aligned} \quad (34)$$

Таким образом, функция Понтрягина принимает конкретный вид

$$\begin{aligned} H(\tilde{\theta}, \tilde{\theta}_1, F(x), v(x), w(x), \phi(x)) &= -\alpha - \\ &- (C_1 \sqrt{p} e^{\sqrt{px}} + C_2 \sqrt{p} e^{-\sqrt{px}}) \tilde{\theta}_1 + (C_1 e^{\sqrt{px}} + C_2 e^{-\sqrt{px}}) \times \\ &\times (p\tilde{\theta}(x, p) - F(x)\tilde{u}(p)) + \left(\tilde{u}(p) C_1 \frac{1}{\sqrt{p}} e^{\sqrt{px}} + \right. \\ &+ \tilde{u}(p) C_2 \frac{1}{\sqrt{p}} e^{-\sqrt{px}} \Big) v(x) - \left(\tilde{u}(p) C_1 \frac{1}{p} e^{\sqrt{px}} + \right. \\ &+ \tilde{u}(p) C_2 \frac{1}{p} e^{-\sqrt{px}} \Big) w(x). \end{aligned}$$

Тогда условие достижения максимума функции H на оптимальном управлении $w^*(x)$ приводит подобно (12) к кусочно-постоянному характеру функции пространственной координаты, принимающей предельно допустимые значения:

$$\begin{aligned} w^*(x) &= \beta |w_{\max}| \text{sign} \phi_4(x) = \beta |w_{\max}| \text{sign} \times \\ &\times \left(-\tilde{u}(p) C_1 \frac{1}{p} e^{\sqrt{px}} - \tilde{u}(p) C_2 \frac{1}{p} e^{-\sqrt{px}} \right), \quad \beta = \pm 1. \end{aligned}$$

Отсюда $w^*(x)$ определяется в параметризованной форме

$$\begin{aligned} w^*(x) &= \beta (-1)^{j+1} w_{\max}, \quad \sum_{k=0}^{j-1} \Delta_k < x < \sum_{k=0}^j \Delta_k, \\ j &= \overline{1, N}, \quad \beta = \pm 1, \quad \Delta_0 = 0, \quad \sum_{k=0}^N \Delta_k = 1, \end{aligned}$$

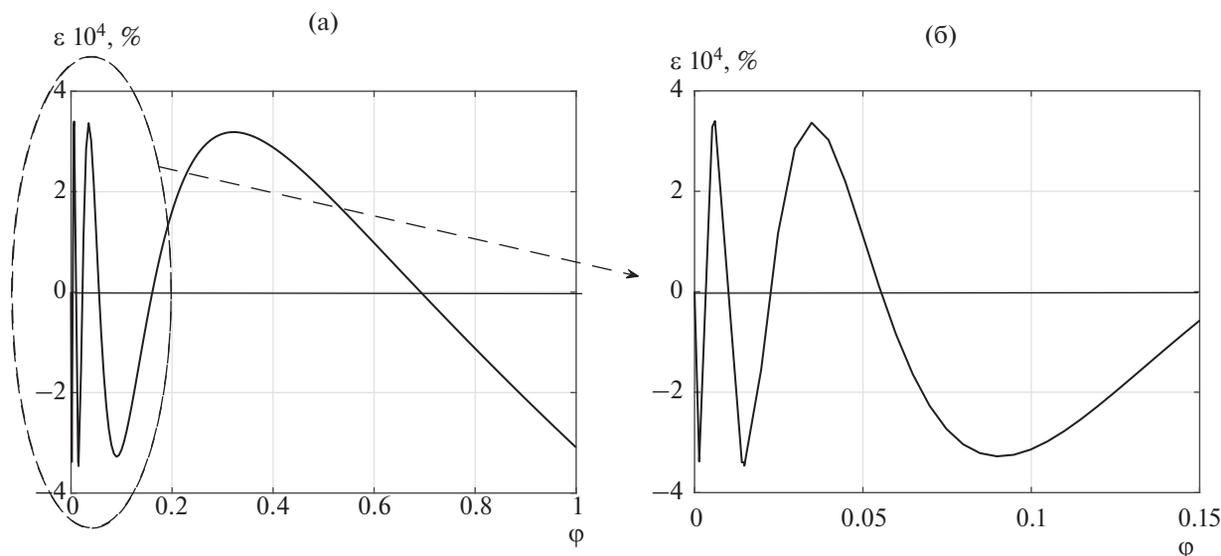


Рис. 5. Погрешность равномерного температурного приближения на всем интервале идентификации (а) и на начальном участке (б) при $N = 4$.

с точностью до числа $N \geq 0$ и значений координат $\Delta_i^{(N)}$, $i = \overline{0, N}$ точек переключения на отрезке $x \in [0, 1]$.

Здесь количество интервалов постоянства искомой функции $w^*(x)$ в общем случае не определяется порядком модели (27) исследуемого ОРП, равным двум, а зависит от числа скачков сопряженных переменных (числа точек отражения траектории $\tilde{\theta}(x, p)$ от границы) и от числа нулей функции (34) на каждом из участков постоянства $w^*(x)$.

Идентифицируемая в ОЗТ (24) величина $F^*(x)$, аналогично (21), принимает параметризованную форму кусочно-параболической функции пространственной координаты при сохранении прежнего вида (21) с заменой φ на x .

Аналогично случаю поиска сосредоточенных характеристик параметрическое представление пространственно распределенных воздействий приводит к задаче математического программирования, для решения которой используется альтернансный метод. Свойства чебышевского альтернанса невязок $\theta(x^*, \varphi) - \theta^*(\varphi)$ на интервале идентификации соответствуют тому, что строгие равенства $|\tilde{\theta}(x, p) - \tilde{\theta}^*(p)| = \alpha$ в (29) выполняются только в отдельных точках альтернанса, совпадающих с точками отражения от заданной границы. Это свидетельствует о том, что предположение о соблюдении фазовых ограничений (29) не нарушается.

Практика решения задач по идентификации пространственно распределенных характеристик по общей методологии параметрической оптимизации показывает, что в этом случае при учете

специфических особенностей сохраняются базовые свойства: кусочно-непрерывный характер оптимального условного управления $w^*(x)$, альтернансный характер температурных невязок и сходимость функционала оптимизации (26) к нулю при $N \rightarrow \infty$.

Результаты решения ОЗТ по идентификации закона пространственного распределения теплоисточников при использовании той же математической модели прямой задачи, что и при определении мощности внутреннего тепловыделения, с исходными данными $u(\varphi) = 1 - e^{-\beta\varphi}$, $q(\varphi) = 0$, $\beta = 5$, $x^* = 0.9$, где в рассматриваемом случае идентифицируемой характеристикой является

$$F_0(x) = \frac{\text{ch}(\sqrt{2\xi}x) - \cos(\sqrt{2\xi}x)}{\text{sh}(\sqrt{2\xi}) - \sin(\sqrt{2\xi})} \sqrt{2\xi},$$

$\xi = 4$ для $N = 4$, представлены на рис. 5. Конфигурация температурной невязки, обусловленная числом точек альтернанса, равным семи, сохраняется, изменяется лишь их расположение на интервале идентификации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная статья иллюстрирует возможность использования принципа максимума Понтрягина для решения обратных задач технологической физики и идентификации основных сосредоточенных и пространственно распределенных характеристик процесса теплопроводности. Обратная задача формулируется в экстремальной постановке с минимаксным критерием оптимальности и рассматривается как задача оптимального управле-

ния. Применение ПМП в качестве необходимых и достаточных условий оптимальности позволяет осуществить процедуру параметризации искомого в обратных задачах математической физики величин на компактном множестве непрерывных вместе со своей производной функций.

Дальнейшее решение специальных задач математического программирования, использующих полученное параметрическое представление идентифицируемых величин, исчерпывает решение исходных ОЗТ. Выбором числа N интервалов постоянства условного управления $w^*(\varphi)$ или $w^*(x)$ возможно достигать требуемую точность идентификации искомой характеристики вплоть до $N \rightarrow \infty$, при котором в пределе длительности интервалов постоянства стремятся к нулю, что позволяет получить точное значение зависящих от времени или пространственной координаты определяемых величин.

Изложенный подход был применен, исследован и апробирован на решении широкого класса обратных задач технологической теплофизики: внутренних, граничных, ретроспективных и коэффицентных по идентификации соответствующих сосредоточенных или пространственно распределенных характеристик для объектов прямоугольной или цилиндрической формы при различных краевых условиях. На все рассмотренные случаи распространяются изложенные результаты при учете конкретного вида математической модели и идентифицируемой характеристики.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках проектной части государственного задания № 0778-2020-0005.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бутковский А.Г.* Теория оптимального управления системами с распределенными параметрами. М.: Наука, 1965. 225 с.
2. *Бутковский А.Г.* Методы управления системами с распределенными параметрами. М.: Наука, 1975. 568 с.
3. *Бутковский А.Г., Малый С.А., Андреев Ю.Н.* Оптимальное управление нагревом металла. М.: Металлургия, 1972. 440 с.
4. *Егоров Ю.В.* Необходимые условия оптимальности управления в банаховых пространствах // Матем. сб. 1964. Т. 64(106). № 1. С. 79.
5. *Панасюк В.И., Ковалевский В.Б., Политыко Э.Д.* Оптимальное управление в технических системах. Минск: Наука и техника, 1990. 272 с.
6. *Фельдбаум А.А., Бутковский А.Г.* Методы теории автоматического управления. М.: Наука; Физматлит, 1971. 744 с.
7. *Понтрягин Л.С., Болтянский В.Г., Гамкрелидзе Р.В., Мищенко Е.Ф.* Математическая теория оптимальных процессов. М.: Наука, 1983. 392 с.
8. *Рапопорт Э.Я.* Оптимизация процессов индукционного нагрева металла. М.: Металлургия, 1993. 279 с.
9. *Рапопорт Э.Я.* Оптимальное управление системами с распределенными параметрами. М.: Высш. школа, 2009. 677 с.
10. *Рапопорт Э.Я.* Альтернативный метод в прикладных задачах оптимизации. М.: Наука, 2000. 336 с.
11. *Рапопорт Э.Я., Пleshивцева Ю.Э.* Оптимальное управление температурными режимами индукционного нагрева. М.: Наука, 2012. 309 с.
12. *Алифанов О.М.* Идентификация процессов теплообмена летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1979. 216 с.
13. *Тихонов А.Н.* Об устойчивости обратных задач // Докл. АН СССР. 1943. Т. 39. № 5. С. 195.
14. *Дилигенская А.Н., Рапопорт Э.Я.* Аналитические методы параметрической оптимизации в обратных задачах теплопроводности с внутренним тепловыделением // ИФЖ. 2014. Т. 87. № 5. С. 1082.
15. *Дилигенская А.Н., Рапопорт Э.Я.* Метод минимаксной оптимизации в коэффицентной обратной задаче теплопроводности // ИФЖ. 2016. Т. 89. № 4. С. 1007.
16. *Дилигенская А.Н.* Решение ретроспективной обратной задачи теплопроводности на основе параметрической оптимизации // ТВТ. 2018. Т. 56. № 3. С. 399.
17. *Рапопорт Э.Я.* Структурное моделирование объектов и систем управления с распределенными параметрами. М.: Высш. школа, 2003. 299 с.
18. *Первозванский А.А.* Курс теории автоматического управления. СПб.: Лань, 2015. 624 с.
19. *Цирлин А.М., Балакирев В.С., Дудников Е.Г.* Вариационные методы оптимизации управляемых объектов. М.: Энергия, 1976. 448 с.
20. *Иванов В.А., Фалдин Н.В.* Теория оптимальных систем автоматического управления. М.: Наука, 1981. 336 с.
21. *Егоров Ю.В.* Оптимальное управление системами с распределенными параметрами. В кн.: Математика на службе инженера. Основы теории оптимального управления. М.: Знание, 1973. С. 187.
22. *Рапопорт Э.Я., Пleshивцева Ю.Э.* Специальные методы оптимизации в обратных задачах теплопроводности // Изв. РАН. Энергетика. 2002. № 5. С. 144.

УДК 532.529

К ВЫБОРУ ИНЕРЦИОННОСТИ ЧАСТИЦ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ

© 2021 г. А. Ю. Вараксин^{1, 2, *}¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*E-mail: varaksin_a@mail.ru

Поступила в редакцию 22.09.2020 г.

После доработки 24.02.2021 г.

Принята к публикации 19.05.2021 г.

Рассмотрена задача выбора параметров инерционности (плотность, размер) частиц-трассеров, используемых для диагностики высокоскоростных газовых потоков. Аналитическим путем получено соотношение для нахождения скорости частиц-трассеров при допущении о равенстве единице коэффициента аэродинамического сопротивления частиц. Выполнены оценки времен и длин разгона частиц различной инерционности в потоке газа, движущегося с постоянной скоростью.

DOI: 10.31857/S0040364421030145

ВВЕДЕНИЕ

В механике однофазных потоков используется целый ряд различных методов диагностики течений: от одноточечных контактных методов [1–3] до широкого класса бесконтактных [4–14]. Класс бесконтактных методов, прежде всего оптических, в свою очередь подразделяется на одноточечные (например, метод лазерной доплеровской анемометрии [4–9]) и различные модификации “полевых” методов [10–14], в частности основанных на стробоскопической трассерной визуализации потоков. Определение поля скорости с помощью принципа анемометрии по изображениям частиц основано на измерении сдвигов частиц-трассеров в потоке за время между импульсами источника излучения, освещающего поток.

Для измерения кинематических характеристик газовой среды в нее вводятся частицы-трассеры (обычно субмикрометровых и микрометровых размеров), массовая и объемная концентрация которых ничтожна. При соблюдении определенных условий (прежде всего, условия малости времени релаксации частиц по сравнению с характерными масштабами несущей среды) мгновенные скорости частиц-трассеров будут практически равны скоростям газа.

Динамическое проскальзывание (разница скоростей частиц-трассеров и несущего газа) может изменяться в очень широком диапазоне в зависимости от режимных параметров: прежде всего скорости сплошной среды, а также геометрии потока и инерционности используемых частиц. Особую актуальность приобретает выбор инерци-

онности частиц-трассеров при экспериментальном изучении высокоскоростных потоков.

Цель данной работы – предложить простую методику оценки инерционности частиц-трассеров, используемых для диагностики высокоскоростных газовых потоков.

ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ПОТОКЕ ГАЗА

Рассмотрим движение частиц в высокоскоростном потоке газа. Векторное уравнение движения одиночной твердой частицы в газовом потоке записывается как

$$m_p \frac{d\mathbf{V}}{d\tau} = \sum_i \mathbf{F}_i, \quad (1)$$

где m_p – масса частицы; \mathbf{V} – вектор скорости частицы; τ – время; \mathbf{F}_i – внешние силы, действующие на частицу.

Для случая одномерного движения и действия только силы аэродинамического сопротивления уравнение (1) приобретает вид

$$\rho_p \frac{\pi d_p^3}{6} \frac{dV}{d\tau} = C_D \frac{\pi d_p^2}{4} \rho (U - V) |U - V|, \quad (2)$$

где ρ_p – физическая плотность материала частицы, d_p – диаметр частицы, V – продольная скорость частицы, U – продольная скорость несущего газа, C_D – коэффициент аэродинамического сопротивления частицы, ρ – плотность газа.

После простых упрощений уравнение (2) переписывается как

$$\frac{dV}{d\tau} = C_D \frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p d_p} (U - V) |U - V|. \quad (3)$$

Решение уравнения (3) может быть легко получено аналитически в случае движения стоксовых частиц ($Re_p \ll 1$), для которых $C_D = 24/Re_p$. Здесь $Re_p = (|U - V|d_p)/\nu$ – число Рейнольдса относительного движения частицы (ν – кинематическая вязкость несущей фазы). Однако в случае высокоскоростного потока движение даже субмикрометровых частиц не подчиняется закону сопротивления Стокса, так как $Re_p > 1$. С ростом Re_p линейная зависимость между C_D и Re_p пропадает. Это осложняет получение аналитического решения. Более того, для сжимаемого потока коэффициент аэродинамического сопротивления становится также функцией и числа Маха частицы, т.е. $C_D = f(Re_p, M_p)$. Здесь $M_p = (|U - V|/a)$ – число Маха относительного движения частицы (a – скорость звука газа). В литературе имеется несколько эмпирических зависимостей для C_D в высокоскоростных потоках, удовлетворительно описывающих экспериментальные данные. Наибольшее распространение получила достаточно громоздкая формула Хендерсона [15], удовлетворяющая имеющимся экспериментам как в дозвуковой области значений относительной скорости движения частиц, так и в сверхзвуковой вплоть до $M_p = 1.75$. Необходимо отметить, что данные для коэффициента сопротивления частицы при более высоких числах Маха отсутствуют в литературе.

Анализ значений коэффициента сопротивления частицы по формуле Хендерсона показывает [15], что величина C_D лежит в диапазоне 0.4–2.0, причем низкие значения ($C_D < 1$) реализуются при высоких числах Рейнольдса ($Re_p = 200–2000$). Высокие числа Рейнольдса не реализуются при разгоне (движении) малоинерционных частиц-трассеров субмикрометровых и микрометровых размеров, поэтому с целью упрощения решения для получения нижней оценки скорости частиц в высокоскоростном потоке было использовано $C_D = 1$. Необходимо отметить, что ниже рассматривается случай присутствия в потоке сферических частиц одного размера без учета их взаимного влияния.

В результате уравнение (3) приобретает следующий вид:

$$\frac{dV}{d\tau} = \frac{(U - V)|U - V|}{B}, \quad (4)$$

$B = (4\rho_p d_p)/(3\rho)$. Для упрощения решения примем допущение, что $B = \text{const}$. Найдем скорость ускоряющихся ($U - V > 0$) частиц в потоке газа, движущегося с постоянной скоростью $U = \text{const}$. Решение обыкновенного дифференциального уравнения (4) ищем как

$$B \int \frac{dV}{(U - V)^2} = \int d\tau + C, \quad (5)$$

где C – постоянная интегрирования.

Общее решение (5) имеет вид

$$\frac{B}{U - V} = \tau + C. \quad (6)$$

Для нахождения частного решения учтем, что $V = 0$ при $\tau = 0$. В этом случае из (6) имеем $C = B/U$. Итоговое выражение для нахождения скорости частиц, получаемое из (6), запишется как

$$V = U \left(1 - \frac{B}{U\tau + B} \right). \quad (7)$$

Комплекс B – размерный параметр, пропорциональный инерционности частиц. Чем меньше инерционность частиц, тем меньше значение этого параметра. Оценим порядок параметра B для частиц разных размеров. Учитывая, что $\rho_p/\rho = O(10^3)$, для частиц диаметром $d_p = 1, 10, 100$ мкм параметр B имеет порядок $B = O(10^{-3}), O(10^{-2}), O(10^{-1})$ м соответственно.

На рис. 1 приведены рассчитанные с использованием (7) зависимости скорости частиц от времени, скорости несущего газа и параметра B . Данные рис. 1 позволяют определять время разгона частиц, т.е. время, за которое скорость частицы достигает (с заданной погрешностью) скорости несущего газа.

Время разгона частиц (для $U = 100$ м/с), при котором скорость частиц отличается не более чем на 5% от скорости несущего газа, равно $\tau_{95} \approx 2 \times 10^{-4}$ с для малоинерционных частиц ($B = 0.001$ м). С ростом инерционности время разгона возрастает:

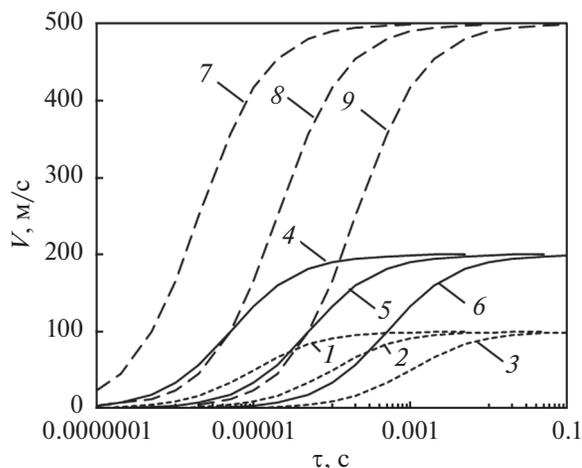


Рис. 1. Зависимости скоростей частиц от скорости несущего газа и инерционности: 1–3 – $U = 100$ м/с; 4–6 – 200; 7–9 – 500; 1, 4, 7 – $B = 0.001$ м; 2, 5, 8 – 0.01; 3, 6, 9 – 0.1.

$\tau_{95} \approx 2 \times 10^{-3}$ и 2×10^{-2} с для частиц с $B = 0.01$ и $B = 0.1$ м соответственно.

С увеличением скорости несущего газа время разгона частиц снижается. Например, для малоинерционных частиц ($B = 0.001$ м) время разгона уменьшается до значений $\tau_{95} \approx 1 \times 10^{-4}$ и $\tau_{95} \approx 5 \times 10^{-5}$ с при скоростях $U = 200$ и $U = 500$ м/с.

На практике удобнее пользоваться длиной разгона частиц. Из соотношения (7) можно определить путь, проходимый частицей с момента начала ее разгона:

$$l = \int_0^{\tau} V(\tau) d\tau = \int_0^{\tau} U \left(1 - \frac{B}{U\tau + B} \right) d\tau. \quad (8)$$

Интеграл (8) приводит к следующему выражению для длины перемещения частиц в зависимости от времени разгона τ :

$$l = U\tau - B \ln[(U\tau)/B + 1]. \quad (9)$$

Решение (9) удовлетворяет начальному условию $l = 0$ при $\tau = 0$.

На рис. 2 приведены рассчитанные с использованием (9) длины перемещения частиц в зависимости от времени, скорости несущего газа и параметра B . Данные рис. 2 позволяют определять длину разгона частиц, т.е. проходимый частицей путь до сечения, в котором ее скорость достигает (с заданной погрешностью) скорости несущего газа.

Длина разгона (для $U = 100$ м/с), на которой скорость частиц отличается не более чем на 5% от скорости несущего газа, равна $l_{95} \approx 0.017$ м для малоинерционных частиц ($B = 0.001$ м), что соответствует времени разгона $\tau_{95} \approx 2 \times 10^{-4}$ с. С ростом инерционности частиц длина разгона возрастает и становится равной 0.17 и 1.7 м для частиц с $B = 0.01$ и $B = 0.1$ м соответственно.

С ростом скорости несущего газа длина разгона частиц увеличивается. Для малоинерционных

частиц ($B = 0.001$ м) она достигает значения $l_{95} \approx 0.022$ м при $U = 500$ м/с.

ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ ЧАСТИЦ-ТРАССЕРОВ

Для выбора параметров частиц-трассеров необходимо учитывать не только скорость несущего потока, но и его геометрию. Условие полноты разгона частиц в потоке газа, движущегося с постоянной скоростью ($U = \text{const}$), можно представить в виде

$$\frac{\tau_{95}}{T_f} < 1, \quad (10)$$

$$\frac{l_{95}}{L} < 1, \quad (11)$$

где τ_{95} – рассчитанное с использованием (7) время разгона частиц, l_{95} – рассчитанная с использованием (9) длина разгона частиц, T_f – характерное время несущего газа, L – характерная длина рассматриваемого потока.

Например, при изучении течения высокоскоростного газа в канале в качестве характерной длины L можно опираться на расстояние от места ввода частиц в поток до исследуемого сечения канала, а в качестве характерного времени T_f время движения газа до данного сечения.

Так, при $L = 1$ м и $U = 100$ м/с получим $T_f = 10^{-2}$ с. Можно сделать вывод (см. рис. 1, кривые 1 и 2), что хорошо будут следовать за газом не только самые малоинерционные частицы ($d_p = 1$ мкм, $B = O(10^{-3}$ м)), но также и более инерционные ($d_p = 10$ мкм, $B = O(10^{-2}$ м)), величина динамического проскальзывания (около 1 м/с или 1% от скорости газа) которых позволит использовать их в качестве частиц-трассеров.

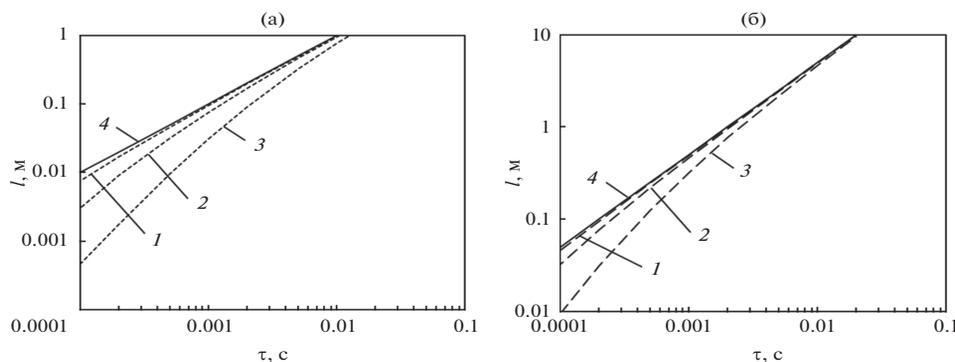


Рис. 2. Зависимости перемещений частиц (1–3) и газа (4) от инерционности и скорости: (а) – $U = 100$ м/с, (б) – 500; 1 – $B = 0.001$ м, 2 – 0.01, 3 – 0.1.

Для меньшей геометрии и более высокой скорости потока ($L = 0.1$ м, $U = 500$ м/с) получим $T_f = 2 \times 10^{-4}$ с. Можно сделать вывод (рис. 1, кривые 7 и 8), что только самые малоинерционные частицы ($d_p = 1$ мкм, $B = O(10^{-3}$ м)) будут следовать за газом (величина проскальзывания около 5 м/с или 1% от скорости газа). Что касается более инерционных частиц ($d_p = 10$ мкм, $B = O(10^{-2}$ м)), то величина их динамического проскальзывания (около 50 м/с или 10% от скорости газа) не позволит использовать их в качестве частиц-трассеров.

В случае, когда скорость газа претерпевает изменения ($U \neq \text{const}$), выбор инерционности частиц-трассеров несколько осложняется. Примерами таких потоков являются высокоскоростные течения вблизи обтекаемых тел [16] и в пограничном слое [17], а также вихревые течения [18–20].

Наличие градиента скорости в продольном направлении ведет к резкому сокращению характерных времен T_f и длин L несущего потока. Например, при обтекании тел в качестве характерной длины можно использовать расстояние от критической точки обтекаемого тела вверх по потоку до места, на котором начинается торможение газа ($L \approx R$, R – радиус обтекаемого тела). В этом случае $T_f \approx R/U$, где U – скорость газа в невозмущенном потоке. Задаваясь $R = 0.005$ м и $U = 500$ м/с, получаем $T_f \approx 10^{-5}$ с. Из этого следует вывод (рис. 1, кривая 7), что даже самые малоинерционные из рассмотренных частиц ($d_p = 1$ мкм, $B = O(10^{-3})$ м) не будут следовать за газом и величина динамического проскальзывания (около 100 м/с) не позволит использовать их в качестве частиц-трассеров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен вопрос о выборе инерционности частиц-трассеров, используемых для оптической диагностики высокоскоростных газовых потоков. На основе сделанного допущения о близости к единице значения коэффициента аэродинамического сопротивления найдено выражение для определения скорости частиц в зависимости от времени. Выполнены оценки характерных времен и длин разгона частиц различной инерционности в газовом потоке с постоянной скоростью. Сформулированы условия полноты разгона частиц в потоках газа, имеющих различную скорость и геометрию.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 20-19-00551).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брэдшоу П. Введение в турбулентность и ее измерение. М.: Мир, 1974. 278 с.
2. Ярин Л.П., Генкин А.Л., Кулес В.И. Термоанемометрия газовых потоков. Л.: Машиностроение, 1983. 198 с.
3. Bruun H.H. Hot-Wire Anemometry: Principles and Signal Analysis. Oxford: University Press, 1995. 507 p.
4. Durst F., Melling A., Whitelaw J.H. Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry. London: Acad. Press, 1976.
5. Ринкевичюс Б.С. Лазерная анемометрия. М.: Энергия, 1978. 159 с.
6. Дюррани Т., Грейтуд К. Лазерные системы в гидродинамических измерениях. М.: Энергия, 1980. 336 с.
7. Somerscales E.F.C. Laser Doppler Velocimeter. In: Methods of Experimental Physics / Ed. Emrich R.J. V. 18 (Fluid Dynamics. Part A). London: Acad. Press, 1981. P. 93.
8. Дубнищев Ю.Н., Ринкевичюс Б.С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, 1982. 303 с.
9. Ринкевичюс Б.С. Лазерная диагностика потоков. М.: МЭИ, 1990. 288 с.
10. Adrian R.J. Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics // Ann. Rev. Fluid Mech. 1991. V. 23. P. 261.
11. Adrian R.J. Bibliography of Particle Velocimetry Using Imaging Methods: 1917–1995. St. Paul. Minnesota: TSI Inc, 1996.
12. Raffel M., Willert C., Kompenhans J. Particle Image Velocimetry. A Practical Guide. Berlin, Heidelberg: Springer, 1998.
13. Westerweel J. Digital Particle Image Velocimetry – Theory and Application. Delft: Delft University Press, 1993. 235 p.
14. Westerweel J. Fundamentals of Digital Particle Image Velocimetry // Meas. Sci. Technol. 1997. V. 8. P. 1379.
15. Михатулин Д.С., Полежаев Ю.В., Ревизников Д.Л. Теплообмен и разрушение тел в сверхзвуковом гетерогенном потоке. М.: Янус-К, 2007. 392 с.
16. Вараксин А.Ю. Обтекание тел дисперсными газовыми потоками // ТВТ. 2018. Т. 56. № 2. С. 282.
17. Вараксин А.Ю. Двухфазный пограничный слой газа с твердыми частицами // ТВТ. 2020. Т. 58. № 5. С. 789.
18. Вараксин А.Ю., Протасов М.В., Теплицкий Ю.С. К выбору параметров частиц для визуализации и диагностики свободных концентрированных воздушных вихрей // ТВТ. 2014. Т. 52. № 4. С. 581.
19. Вараксин А.Ю. Воздушные и огненные концентрированные вихри: физическое моделирование (обзор) // ТВТ. 2016. Т. 54. № 3. С. 430.
20. Вараксин А.Ю., Ромаш М.Э., Таекин С.И., Конейцев В.Н. Генерация свободных концентрированных воздушных вихрей в лабораторных условиях // ТВТ. 2009. Т. 47. № 1. С. 84.

УДК 536.4:536.7

МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ ДИСПЕРСНЫХ ФРАКЦИЙ ВО ВСТРЕЧНЫХ ПОТОКАХ МЕТАЛЛОПОРОШКА И ПОЛИМЕРА ПРИ ОБРАЗОВАНИИ КОМПОЗИТНОГО МАТЕРИАЛА

© 2021 г. А. Л. Тукмаков*

*Казанский национальный исследовательский технический университет
им. А.Н. Туполева (КАИ), Казань, Россия*

*E-mail: tukmakov@imm.knc.ru

Поступила в редакцию 13.07.2020 г.

После доработки 26.09.2020 г.

Принята к публикации 14.10.2020 г.

Приводятся численная модель и описание процесса коагуляции металлических частиц и капель полимера во встречных потоках. Применяется модель двухфракционной газозвеси, состоящей из металлических частиц и жидких капель полимера с воздухом в качестве несущей среды. Для описания движения несущей среды применяется система уравнений движения вязкого сжимаемого теплопроводного газа с учетом обмена импульсом и энергией с фракциями дисперсной фазы, каждая из которых описывается системой уравнений газодинамического типа с учетом межфазного обмена импульсом и энергией с несущей средой. Система уравнений двухфракционной газозвеси представляется в обобщенных криволинейных координатах и решается явным методом предиктор-корректор с расщеплением пространственного оператора по направлениям и со схемой нелинейной коррекции на каждом временном шаге. Рассмотрены временные и пространственные характеристики процесса коагуляции металлических частиц и капель полимера заданного начального радиуса в зависимости от размера частиц металлического порошка. Численная модель может быть использована для описания технологии получения металлополимерного композитного материала.

DOI: 10.31857/S0040364421020125

ВВЕДЕНИЕ

Композиционные материалы широко применяются в технике [1]. В частности, из металлополимерных материалов [2] изготавливаются манжеты, шайбы, прокладки, поршневые кольца и уплотнители, способные работать в агрессивных средах. Для придания требуемых свойств изделиям в качестве наполнителя для термопластичных полимеров используются дисульфид молибдена, кобальт, стекло, бронза, уголь, графит, кокс. Эти добавки позволяют повысить износостойкость, твердость и поверхностную прочность материала, снизить коэффициенты трения и термического расширения, повысить теплопроводность [2, 3]. Напыляемые на поверхность дисперсные композиционные материалы представляют собой интегрированные комплексы исходных материалов в каждой порошковой частице [1, 4]. Частица с интегрированными свойствами может быть получена путем конгломерации исходных компонентов в более крупную частицу в процессе осаждения мелкодисперсных частиц наполнителя на каплях термопластичного полимера при смешении двух дисперсных потоков с последующей полимеризацией композита [4]. Такой материал может напыляться на защищаемую поверхность для снижения

трения и повышения износостойкости. Исходным материалом в этом случае является порошок, состоящий из частиц полимера, в которые внедрены частицы металла. Получить такой материал можно путем коагуляции во встречных потоках газозвесей, содержащих капли полимера и частицы металла, которые несут электрический заряд и движутся в электрическом поле [4, 5].

В литературе приведены основные подходы к моделированию монодисперсных и полидисперсных ламинарных и турбулентных двухфазных течений, в которых учитываются процессы, происходящие при столкновении частиц [6–8]. Для описания динамики несущей и дисперсной фаз и их взаимодействия используются как лагранжевы траекторный подход, так и модели на основе эйлера описания взаимопроникающих сред. В двухфазных потоках могут иметь место различные столкновительные процессы [6–8], вызванные как скоростным скольжением дисперсных фракций в осредненном движении, так и турбулентными пульсациями потока: столкновения частиц между собой; столкновения частиц с телом, обтекаемым двухфазным течением; столкновения частиц со стенками, ограничивающими двухфазный поток. Столкновительные процессы

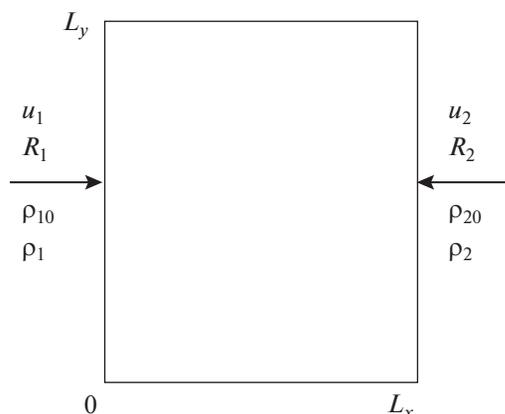


Рис. 1. Расчетная область.

могут менять дисперсность газозвеси и статистические характеристики движения частиц, а следовательно, оказывать влияние на характеристики несущего их потока газа. Поэтому изучению контактных взаимодействий в двухфазных потоках уделяется значительное внимание. При моделировании механизма взаимодействия частота столкновения частиц описывается с помощью функции ядра столкновений. Эта функция учитывает как скоростное скольжение в осредненном движении, так и турбулентные пульсации несущей среды. Последующий анализ позволяет определить характеристики частиц (капель) после соударения, заканчивающегося отскоком капля или их коагуляцией [6].

В данной работе решается модельная задача о динамике коагулирующей смеси, состоящей из металлопорошка и капель полимера, движущихся в несущей среде во встречных направлениях с заданными на границах расчетной области скоростями без учета влияния электрического поля и турбулентности несущей среды (рис. 1). Предполагается, что при соударении металлической частицы и капли полимера происходит их коагуляция с образованием частицы металлополимера. При соударении разбрызгивания капли полимера не происходит, форма частицы металлополимера остается сферической, а объем увеличивается на объем частиц-доноров.

Схема расчетной области показана на рис. 1. В качестве несущей среды рассматривается неподвижный в начальный момент времени воздух. Первая дисперсная фракция состоит из частиц металла, вторая фракция – из капель полимера. На левой границе при $x = 0$ задается скорость u_1 фракции металлических частиц, радиус которых R_1 , плотность материала ρ_{10} , средняя плотность $\rho_1 = \alpha_1 \rho_{10}$, где α_1 – объемное содержание фракции

металлических частиц. Для полимерной фракции при $x = 0$ для скорости, температуры, средней плотности задаются однородные граничные условия Неймана. На правой границе при $x = L_x$ задается скорость u_2 фракции полимерных капель, радиус которых R_2 , плотность материала ρ_{20} и средняя плотность $\rho_2 = \alpha_2 \rho_{20}$, где α_2 – объемное содержание фракции капель полимера. Для фракции металлических частиц при $x = L_x$ для скорости, температуры и средней плотности задаются однородные граничные условия Неймана, так же как и для плотности, температуры и скорости несущей среды при $x = 0, x = L_x$. Для газа и дисперсной фазы на верхней и нижней границах при $y = 0, y = L_y$ для составляющих скорости, плотности газа и средних плотностей фракций, температуры газа и фракций, а также для давления газа ставятся однородные граничные условия Неймана. Постановка на выходных границах однородных граничных условий Неймана позволяет снизить отражение от границ и учесть выход компонентов за границы расчетной области.

Композиционный материал образуется в результате коагуляции частиц металлопорошка и капель полимера. Состав формирующегося композита зависит от размеров, скорости и концентрации частиц в дисперсных потоках.

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ НЕСУЩЕЙ СРЕДЫ И ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ

Предполагается, что смесь состоит из воздуха и двух дисперсных фракций: металлического порошка и капель расплавленного полимера. Динамика такой смеси может быть описана системой уравнений полидисперсной газозвеси с учетом механизма коагуляции фракций [9–12]. Система уравнений включает в себя уравнения движения несущей среды и дисперсной фазы:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} &= 0, \quad \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 + p - \tau_{xx}) + \\ &+ \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv - \tau_{xy}) = -\sum_{i=1,n} F_{xi} + \alpha \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv - \tau_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2 + p - \tau_{yy}) &= \\ = -\sum_{i=1,n} F_{yi} + \alpha \frac{\partial p}{\partial y}, \quad \frac{\partial(e)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}([e + p - \tau_{xx}]u - \\ - \tau_{xy}v - \lambda \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}([e + p - \tau_{yy}]v - \tau_{xy}u - \lambda \frac{\partial T}{\partial y}) &= \\ = -\sum_{i=1,n} Q_i - \sum_{i=1,n} (|F_{xi}|(u - u_i) - |F_{yi}|(v - v_i)) + \\ + \alpha \left(\frac{\partial p u}{\partial x} + \frac{\partial p v}{\partial y} \right), \quad p = (\gamma - 1)(e - \rho(u^2 + v^2)/2), \end{aligned}$$

$$e = \rho I + \rho(u^2 + v^2)/2, \quad \alpha = \sum_{i=1,n} \alpha_i,$$

$$\tau_{xx} = \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} D \right), \quad \tau_{yy} = \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} D \right),$$

$$\tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}.$$

Здесь $\rho, u, v, u_i, v_i, e, \lambda, \mu$ – плотность, составляющие скорости несущей и дисперсной фаз, полная энергия, коэффициенты теплопроводности и вязкости несущей фазы. Силы взаимодействия несущей среды и i -дисперсной фракции F_{xi}, F_{yi} , а также тепловой поток между несущей средой и i -дисперсной фракцией Q_i определяются законами межфазного трения и теплообмена; $I = RT/(\gamma - 1)$ – удельная внутренняя энергия газа.

Динамика каждой компоненты дисперсной фазы описывается уравнением сохранения средней плотности дисперсной фазы, уравнениями сохранения компонент импульса и уравнением сохранения тепловой энергии [11, 12]:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i v_i)}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i u_i v_i)}{\partial y} = F_{xi} - \alpha \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial(\rho_i v_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i v_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i v_i^2)}{\partial y} = F_{yi} - \alpha \frac{\partial p}{\partial y}, \quad \frac{\partial(e_i)}{\partial t} + \frac{\partial(e_i u_i)}{\partial x} + \frac{\partial(e_i v_i)}{\partial y} = \text{Nu}_i \frac{6\alpha_i}{(2r_i)^2} \lambda(T - T_i),$$

$$\rho_i = \alpha_i \rho_{i0}, \quad e_i = \rho_i C_{pi} T_i, \quad \alpha = \sum_{i=1,n} \alpha_i.$$

Здесь $\alpha_i, \rho_i, e_i, T_i$ – объемное содержание, средняя плотность, внутренняя энергия и температура дисперсной фазы; C_{pi}, ρ_{i0} – теплоемкость и плотность вещества твердой фазы. Составляющие силы трения F_x и F_y определяются следующим образом [9]:

$$F_{xi} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_i}{(2r_i)} C_d \rho \sqrt{(u - u_i)^2 + (v - v_i)^2} (u - u_i),$$

$$F_{yi} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_i}{(2r_i)} C_d \rho \sqrt{(u - u_i)^2 + (v - v_i)^2} (v - v_i),$$

$$C_{di} = C_{di}^0 \psi(M_{i0}), \quad C_{di}^0 = \frac{24}{\text{Re}_{i0}} + \frac{4}{\text{Re}_{i0}^{0.5}} + 0.4,$$

$$\psi(M_{i0}) = 1 + \exp\left(-\frac{0.427}{M_{i0}^{0.63}}\right), \quad \text{Re}_{i0} = \rho |\bar{V} - \bar{V}_i| 2r_i / \mu,$$

$$M_{i0} = |\bar{V} - \bar{V}_i| / c, \quad \text{Nu}_i = 2 \exp(-M_{i0}) + 0.459 \text{Re}_{i0}^{0.55} \text{Pr}^{0.33}, \quad \text{Pr} = \gamma C_p \mu / \lambda,$$

$$0 \leq M_{i0} \leq 2, \quad 0 \leq \text{Re}_{i0} < 2 \times 10^5.$$

Температура несущей среды находится из соотношения $T = (\gamma - 1)(e/\rho - 0.5(u^2 + v^2))/R$. Тепловая энергия движущейся в газе твердой фазы определяется как $e_i = \rho_i C_{pi} T_i$. В уравнение энергии для несущей фазы входит коэффициент теплопроводности газа λ и тепловой поток за счет теплообмена между газом и частицей: $Q_i = \alpha^T 4\pi r_i^2 (T - T_i)n = 6\alpha_i \text{Nu}_i \lambda (T - T_i)/(2r_i)^2$, где $\text{Nu}_i = 2r_i \alpha^T / \lambda$ – число Нуссельта, n – концентрация, r_i – радиус частиц.

Система уравнений динамики полидисперсной газозвеси приводилась к безразмерной форме, записывалась в обобщенных криволинейных координатах [13–15] и решалась явным методом Мак-Кормака с расщеплением пространственного оператора по направлениям [13, 14] и со схемой нелинейной коррекции [16], обеспечивающей монотонность решения.

МОДЕЛЬ КОАГУЛЯЦИИ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Уравнения для эволюции характеристик дисперсности коагулирующей газозвеси, таких как массы и концентрации частиц, импульс и температура, могут быть записаны следующим образом [17].

Масса m_i i -й ($i = 2, \dots, n$) частицы фракции-акцептора возрастает за счет поглощения более мелких j -х частиц фракций-доноров с массой m_j ($j = 1, 2, \dots, i - 1$): $m_i^{n+1} \approx m_i^n + \frac{dm_i}{d\tau} d\tau$, где

$$\frac{dm_i}{d\tau} = \sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} n_j m_j. \text{ Константа коагуляции определяется как } k_{ij} = \frac{\pi}{4} (d_i + d_j)^2 |\mathbf{V}_j - \mathbf{V}_i|.$$

Новое значение массы частиц i -й фракции-акцептора в текущем узле конечно-разностной сетки позволяет определить новое значение радиуса частицы

$$r_i = \sqrt[3]{\frac{3m_i}{4\pi}}. \text{ Уменьшение концентрации } j\text{-х частиц вследствие поглощения их более крупными } i\text{-ми}$$

($i = j + 1, j + 2, \dots, n$) описывается уравнением

$$\frac{dn_j}{d\tau} = -n_j \sum_{i=j+1}^n k_{ij} n_i \quad (j = 1, 2, \dots, n - 1). \text{ Новое значение объемного содержания } j\text{-й фракции, изменившееся вследствие коагуляции, рассчитывается}$$

как $\alpha_j = 4/3\pi r_j^3 n_j$. Концентрация n_j определяется через среднюю плотность и радиус j -й фракции на каждом шаге вычислений. Слияние мелких капель различных фракций приводит к изменению

их скорости: $\frac{d\mathbf{V}_i}{d\tau} = \frac{1}{m_i} \sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} (\mathbf{V}_j - \mathbf{V}_i) m_j n_j$. Температура частицы фракции-акцептора после коагу-

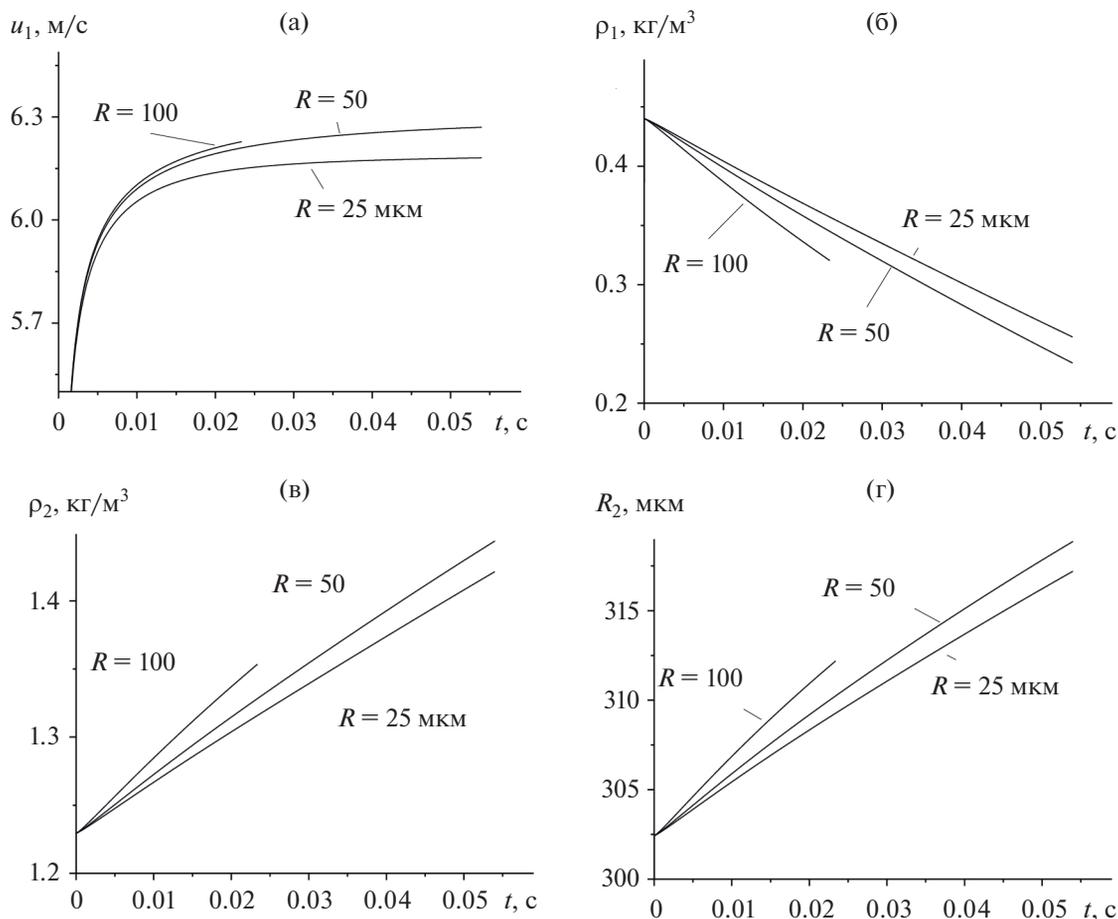


Рис. 2. Временные зависимости, характеризующие эволюцию фракций при различных радиусах частиц металлического компонента: (а) – скорость металлического компонента, (б) – его средняя плотность, (в) – средняя плотность композита, (г) – радиус частиц композита.

лянии с частицами фракции-донора находилась из

$$\text{соотношения } T = \frac{1}{C_p m} \left(\sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} n_j C_{pj} m_j T_j + C_{pi} m_i T_i \right),$$

где T , C_p , m – температура, удельная массовая теплоемкость и масса частицы i -й фракции-акцептора после коагуляции; T_i , C_{pi} , m_i – те же параметры до коагуляции. Связанные с коагуляцией изменения средней плотности, скорости, температуры дисперсной фазы учитывались после выполнения каждого временного шага основного алгоритма.

Тестирование приведенной в работе модели газозвеси и сопоставление с результатами, приведенными в [12], выполнялось в работе [18]. Анализ балансовых соотношений для средних плотностей фракций движущейся полидисперсной смеси с учетом процессов коагуляции и дробления выполнен в работе [19].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Приведенные ниже результаты были получены для расчетной области с размерами $L_x = 0.4$ м, $L_y = 0.4$ м. В качестве дисперсных фракций брались металлический порошок с частицами радиусом от 10 до 100 мкм и капли жидкого полимера радиусом 300 мкм. В качестве несущей среды был взят воздух с температурой $T = 593$ К, соответствующей температуре плавления фторопласта. В начальный момент времени смесь была неподвижна, задавались температура и плотность воздуха $T = 593$ К, $\rho = 1.29$ кг/м³, а также температура и средняя плотность фракций дисперсной фазы. Для металлической фракции температура $T_1 = 593$ К, средняя плотность $\rho_1 = 0.44$ кг/м³. Для полимера температура $T_2 = 593$ К, средняя плотность $\rho_2 = 1.2$ кг/м³. На левой границе расчетной области при $x = 0$ скорость металлической дисперсной фракции в расчетах составляла $u_1 = 6.3$ м/с,

средняя плотность металлопорошка $\rho_1 = 0.44 \text{ кг/м}^3$ при температуре $T_1 = 593 \text{ К}$. Для поперечной составляющей скорости и энергии фракции 1 и для всех функций фракции 2 на левой границе при $x = 0$ задавались однородные условия Неймана. На правой границе при $x = L_x$ скорость каплей полимера составляла $u_2 = -6.3 \text{ м/с}$ при средней плотности фракции $\rho_2 = 1.2 \text{ кг/м}^3$ и температуре $T = 593 \text{ К}$. Для остальных функций фракции 2 и для всех функций фракции 1 задавались однородные граничные условия Неймана. Для воздуха на всех границах расчетной области и для дисперсных фракций на верхней и нижней границах ставились однородные условия Неймана. Таким образом, в расчетной области задавались встречные потоки дисперсных фракций полимера и наполнителя.

На рис. 2 приведены временные зависимости для скорости, средних плотностей фракций и радиуса капель фракции композита в точке $x = L_x/3$, $y = L_y/2$, построенные в зависимости от радиуса металлических частиц. Продольная составляющая скорости возрастает от нуля до стационарного значения, приближающегося к скорости фракции 1, заданной на левой границе области. Причем стационарное значение скорости частиц фракции 1 с ростом радиуса возрастает. На рис. 2б, 2в приведены временные зависимости средних плотностей фракции 1 и фракции композита. Вследствие коагуляции происходит уменьшение средней плотности металлопорошка (рис. 2б) и рост на ту же величину средней плотности композитной фракции (рис. 2в). Скорость изменения средней плотности каплей композита линейно возрастает с увеличением радиуса металлических частиц. В результате коагуляции с частицами наполнителя растет радиус каплей полимера по закону, близкому к линейному (рис. 2г). При этом увеличение радиуса частиц металлопорошка приводит к более быстрому росту радиуса каплей композита. На рис. 3 показаны распределения скоростей фракций и скорости несущей среды вдоль оси $0x$ при $y = L_y/2$ для момента времени $t = 0.02 \text{ с}$.

Расчеты показывают, что в рассматриваемой постановке решения как для газа, так и для дисперсных фракций пространственно одномерны, не зависят от y ; x -составляющая скорости фракции металлопорошка (фракция 1) принимает наибольшее значение на левой границе области. С увеличением продольной координаты скорость частиц фракции 1 снижается по закону, близкому к экспоненциальному (рис. 3а). Расчеты показывают, что если радиус частиц мал, то движение фракции 1 создает спутный поток несущей среды (рис. 3в), в результате чего возрастает скорость

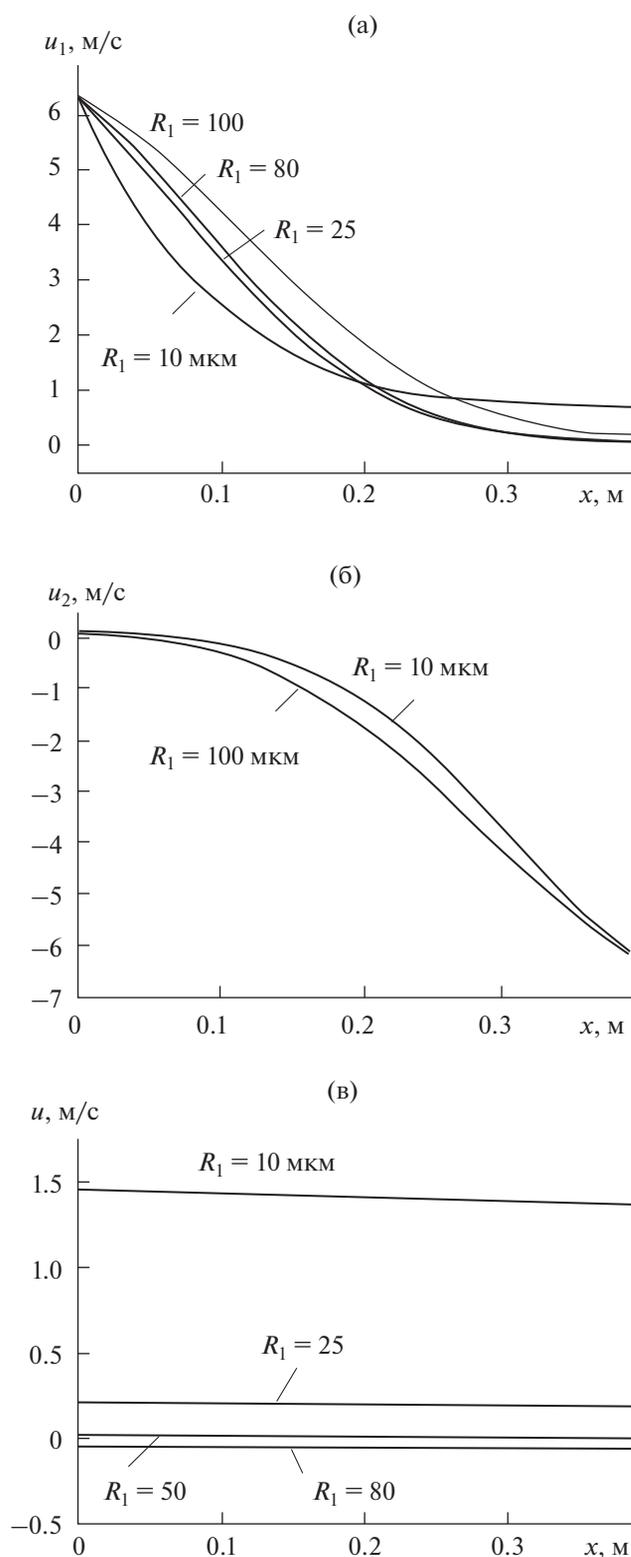


Рис. 3. Пространственное распределение скоростей фракций и несущей среды при различных радиусах частиц металлопорошка в момент времени $t = 0.02 \text{ с}$: (а) – металлопорошок, (б) – композит, (в) – газ.

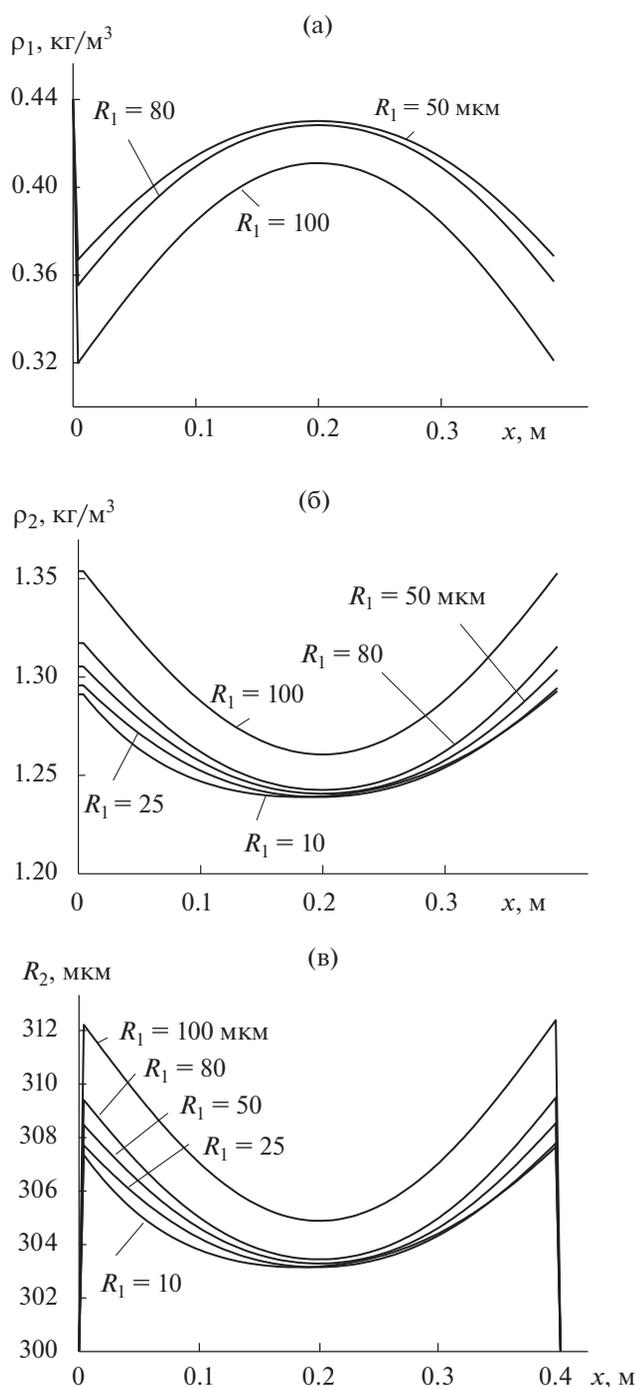


Рис. 4. Пространственное распределение средних плотностей фракции металлопорошка (а), композита (б) и радиуса капель композита (в) при различных радиусах частиц металлопорошка в момент времени $t = 0.02$ с.

мелкодисперсной фракции на выходе при $x = L_x$. На рис. 3а этот эффект проявляется для фракции 1 с радиусом частиц 10 мкм. На рис. 3б приведены распределения скоростей фракции композита в двух случаях: когда навстречу движется фракция металлопорошка радиусом 10 и 100 мкм.

На рис. 4 приведены распределения средних плотностей фракций и радиус капель композита вдоль оси Ox при $y = L_y/2$ для момента времени $t = 0.02$ с. Средняя плотность фракции 1, являющейся донором при коагуляции, резко падает как вблизи входной, так и вблизи выходной границ (рис. 4а), где достигаются наибольшие относительные скорости дисперсных фракций и наблюдается наибольшая скорость их коагуляции, приводящая к росту средней плотности фракции композита (рис. 4б). При этом увеличение радиуса частиц металлопорошка при фиксированной средней плотности приводит к более быстрому росту средней плотности композита. На рис. 4в показано распределение радиуса капель композита вдоль продольной координаты в фиксированный момент времени в зависимости от радиуса частиц металлопорошка фракции 1. Наибольший радиус капель композита достигается при $x = 0$ и $x = L_x$ там, где является наибольшей относительная скорость фракций, приводящая к более быстрой коагуляции частиц металлопорошка и капель полимера.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере решения модельной задачи о движении встречных дисперсных потоков рассмотрены режимы течения газовой взвеси, сопровождающиеся коагуляцией частиц металлопорошка и капель полимера. Получены зависимости средней плотности и радиуса капель композита внутри расчетной области от радиуса частиц металлопорошка при заданных скоростях и средних плотностях дисперсных потоков на входной и выходной границах. Описан процесс изменения во времени средних плотностей фракций и радиуса капель композита при коагуляции.

Исследование проведено при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках исполнения обязательств по соглашению № 075-03-2020-051/3 от 09.06.2020 (тема № fzs-2020-0021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Кулик А.Я., Борисов Ю.С., Мнухин А.С., Никитин М.Д. Газотермическое напыление композиционных порошков. Л.: Машиностроение, 1985. 199 с.
- Панин Ю.А., Малкевич С.Г., Дунаевская И.С. Фторопласты. Л.: Химия, 1978. 232 с.
- Бондалетова Л.И., Бондалетов В.Г. Полимерные композиционные материалы (часть 1). Уч. пособ. Томск: Изд-во Томск. политех. ун-та, 2013. 118 с.
- Богомолова О.Ю., Данилаев М.П. Параметры течения многофазных газовых потоков в задаче капсулирования субмикронных частиц полимером // Научно-технический вестник Поволжья. 2016. № 3. С. 25.

5. Высоковольтные электротехнологии. Уч. пособ. по курсу “Основы электротехнологии” / Под ред. И.П. Верещагина. М.: МЭИ, 1999. 204 с.
6. Вараксин А.Ю. Столкновения частиц и капель в турбулентных двухфазных потоках // ТВТ. 2019. Т. 57. № 4. С. 588.
7. Зайчик Л.И., Алипченков В.М. Статистические модели движения частиц в турбулентной жидкости. М.: Физматлит, 2007. 312 с.
8. Бабуха Г.Л., Шрайбер А.А. Взаимодействие частиц полидисперсного материала в двухфазных потоках. Киев: Наукова думка, 1972. 175 с.
9. Тукмаков А.Л. Численная модель электрогазодинамики аэродисперсной системы на основе уравнений движения двухскоростной двухтемпературной газозвеси // ПМиТФ. 2015. Т. 56. № 4. С. 112.
10. Тукмаков А.Л. Модель движения и осаждения заряженной газозвеси в электрическом поле // ИФЖ. 2014. Т. 87. № 1. С. 35.
11. Тукмаков А.Л. Динамика коагулирующей полидисперсной газозвеси в нелинейном волновом поле акустического резонатора // ИФЖ. 2015. Т. 88. № 1. С. 11.
12. Кутушев А.Г. Математическое моделирование волновых процессов в аэродисперсных и порошкообразных средах. СПб.: Недра, 2003. 283 с.
13. Steger J.L. Implicit Finite-Difference Simulation of Flow about Arbitrary Two-Dimensional Geometries // AIAA J. 1978. V. 16. № 7. P. 679.
14. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей. Т. 2. М.: Мир, 1991. 551 с.
15. Ковеня В.М., Тарнавский Г.А., Черный С.Г. Применение метода расщепления в задачах аэродинамики. Новосибирск: Наука, 1990. 242 с.
16. Музафаров И.Ф., Утюжников С.В. Применение компактных разностных схем к исследованию нестационарных течений сжимаемого газа // Матем. моделирование. 1993. Т. 5. № 3. С. 74.
17. Алемасов В.Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.П., Худяков В.А. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Спр. В 5-ти т. Т. 1. Методы расчета. М.: ВИНТИ, 1971. 267 с.
18. Губайдуллин Д.А., Тукмаков Д.А. Численное исследование эволюции ударной волны в газозвеси с учетом неравномерного распределения частиц // Матем. моделирование. 2014. Т. 26. № 10. С. 109.
19. Тукмакова Н.А., Тукмаков А.Л. Модель динамики полидисперсной парок капельной смеси с газодинамическим дроблением капель // ИФЖ. 2019. Т. 92. № 6. С. 2511.

УДК 533.9.01

ЭЛЕКТРОФИЗИКА ГОРЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДНОГО ГОРЮЧЕГО В КАМЕРЕ ЖИДКОСТНОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

© 2021 г. А. В. Рудинский*, Д. А. Ягодников

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*E-mail: alex_rudinskiy@mail.ru

Поступила в редакцию 06.05.2020 г.

После доработки 06.07.2020 г.

Принята к публикации 14.10.2020 г.

Разработана математическая модель генерации собственного электрического поля в системе “высокоэнтальпийный ионизированный поток – стенка сопла”, и проведены численные расчеты применительно к камере маршевого жидкостного ракетного двигателя. Определена электропроводность слабоионизированной плазмы продуктов сгорания топлива кислород + керосин. Проведены численные расчеты электрического тока на заземленную стенку сопла, которые верифицировались по экспериментальным данным других авторов. Установлено, что при заданном потенциале стенки сопла 20–250 мВ интегральное значение тока на стенку составило 800–7500 мА в зависимости от режима истечения. Полученные расчетные значения напряженности и тока могут быть использованы при проведении диагностики рабочего процесса бесконтактным способом и построении алгоритма системы аварийной защиты двигателя нового поколения при испытаниях на стенде.

DOI: 10.31857/S0040364421030108

ВВЕДЕНИЕ

В основу генерации собственного электрического поля ионизированного высокоэнтальпийного потока, протекающего в каналах реактивных и ракетных двигателей, положен следующий механизм. В случае если сопло изолировано от земли и других элементов конструкции, то в момент появления плазмы у стенки электроны, как частицы, обладающие большей подвижностью по сравнению с ионами, заряжают ее отрицательным зарядом и создают отрицательный потенциал относительно потока. Этот потенциал – потенциал “плавающего” тела – притормаживает поток электронов, ускоряет ионы и стабилизируется, когда потоки электронов и ионов компенсируются, т.е. имеет место амбиполярная диффузия [1, 2]. Вблизи стенки образуется возмущенная зона, которая включает в себя слой объемного заряда. В этом слое имеется распределение ионов и электронов, которое однозначно связано с распределением потенциала. Соответствующее самосогласованное электрическое поле связано с концентрациями ионов и электронов уравнением Пуассона. В данном случае тока на стенку сопла нет, так как потоки ионов и электронов одинаковы, а их знаки противоположны. Однако ток на стенку сопла при истечении ионизированного потока может быть зарегистрирован при наличии заземления в конструкции двигателя, например сопла или камеры сгорания.

Эксперименты по определению параметров электризации элементов конструкций ракетных и реактивных двигателей, обтекаемых высокоэнтальпийными потоками, проведены в работах [3–8]. В [6] при стендовых испытаниях модельного жидкостного ракетного двигателя (ЖРД) с электрически изолированным соплом максимальный потенциал составил –180 мВ.

Ток на стенку сопла зарегистрирован в работе [8], где экспериментальная установка с ракетным двигателем имела электрическую цепь системы измерения, замыкающуюся на землю, что приводило к нарушению условия изолированности сопла. Плотность тока на единицу длины канала двигателя была зарегистрирована в [8] в диапазоне 120–2000 мА/м.

Также существуют режимы, при которых нарушается электрическая квазинейтральность потока. Фундаментальные исследования слабоионизированных продуктов сгорания проведены в работе [9], где рассматривались пристеночные области течения, в которых возникает отличная от нуля нормальная компонента электрического тока, а в канале – продольный ток. Исследования тока в [9] выполнены на модельных задачах, с помощью которых, наряду с теорией подобия и методами размерного анализа, оценивался ток натурного реактивного двигателя.

Работы по исследованию электрической проводимости продуктов сгорания ракетных двигателей немногочисленны. Так, в [10] получены

экспериментальные значения электропроводности зоны горения пороха с добавкой 1% окиси свинца. Электропроводность составила $(1.6-6.3) \times 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ в зависимости от давления 2–8 МПа. В [11] даны теоретические оценки проводимости продуктов сгорания топлива ЖРД кислород + керосин, которая в зависимости от коэффициента избытка окислителя составила $\sim 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$.

В работе [12] экспериментально исследована электропроводность плазмы продуктов сгорания в камере реактивного двигателя, которая составила $\sim 6 \times 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ и соответствовала коэффициенту избытка окислителя $\alpha = 1$ при давлении в камере сгорания 0.4 МПа.

В [13–15] выполнены экспериментальные исследования плазмы зондовым методом, в том числе применительно к продуктам сгорания ракетных двигателей на топливах с добавкой легкоионизируемого металла. Например, при огневом испытании [15] модельного ЖРД на топливе метан + кислород зарегистрированы концентрации ионов $\approx 10^{17} \text{ м}^{-3}$. Добавки, содержащие нитраты легкоионизируемых металлов (калий, цезий, рубидий) с массовым содержанием не более 1%, позволяли повысить концентрацию положительных ионов до 10^{20} м^{-3} .

Анализ экспериментально-теоретических работ показал, что основными параметрами, определяющими собственное электрическое поле системы “ионизированная струя – стенка” в тепловых ракетных и реактивных двигателях на химическом топливе, являются концентрации электронов и ионов в потоке, которые в свою очередь определяют коэффициент электрической проводимости продуктов сгорания и плотность электрического тока на заземленную стенку сопла. Распределение заряженных частиц (электронов и ионов) зависит от диффузионных процессов в пристеночном слое, которые определяются газодинамическими параметрами потока и распределением электрического потенциала на стенке сопла.

Цель настоящей работы состоит в разработке математической модели генерации электрического поля при взаимодействии ионизированного высокоэнтальпийного потока со стенкой канала (камеры сгорания и сопла) при заданном потенциале на стенке и верификации полученных результатов численного моделирования по значениям тока с экспериментальными данными других авторов.

Электризация частиц сажи, образующихся при горении углеводородного топлива, является самостоятельным научным исследованием и в работе не рассматривается.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В СИСТЕМЕ “ИОНИЗИРОВАННАЯ СТРУЯ–ДВИГАТЕЛЬ”

Электрофизические свойства газа, как и последующая электризация камеры и приобретение заряда струей, определяются коэффициентом электропроводности, который выражается известным произведением [16]

$$\sigma = e\mu_e N_e, \quad (1)$$

где e – заряд электрона, N_e – объемная концентрация электронов в продуктах сгорания, μ_e – подвижность электрона.

Численная оценка электрической проводимости продуктов сгорания топлива кислород + керосин проводилась в предположении, что рабочее тело ЖРД представляет собой слабоионизированную плазму, состоящую из электронов, нейтральных атомов и одного типа положительных ионов.

В уравнении (1) концентрация электронов в газе продуктов сгорания находилась в результате термодинамического расчета [17], когда при условии химического равновесия определялся молекулярный состав смеси продуктов сгорания (тип и концентрации нейтральных молекул). Объемная концентрация электронов и ионов определялась по уравнению Саха

$$\frac{N_e N_i}{N_a} = \frac{2\Sigma^+}{\Sigma} \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{I}{kT}\right),$$

где N_i , N_a – концентрации ионов и нейтральных молекул; Σ^+ , Σ – внутренние статистические суммы иона и молекулы; m – масса электрона; k – постоянная Больцмана; T – температура продуктов сгорания; h – постоянная Планка; I – энергия ионизации молекулы.

Термодинамический расчет состава продуктов сгорания проводился при варьировании давления и температуры при заданном коэффициенте избытка окислителя в соответствии с данными [18]. Подвижность электрона в уравнении (1) определялась с помощью кинетической теории: максвелловской функцией распределения электронов по скоростям. С учетом формулы Лоренца [16] для подвижности электронов электрическая проводимость представляется выражением

$$\sigma = \frac{4e^2 N_e}{3\sqrt{\pi m} (kT)^{2.5} N_a} \int_0^\infty \frac{E^{1.5}}{Q(E) \sqrt{\frac{2E}{m}}} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE, \quad (2)$$

где E – энергия электрона, $Q(E)$ – функция транспортного сечения рассеяния электрона от энергии.

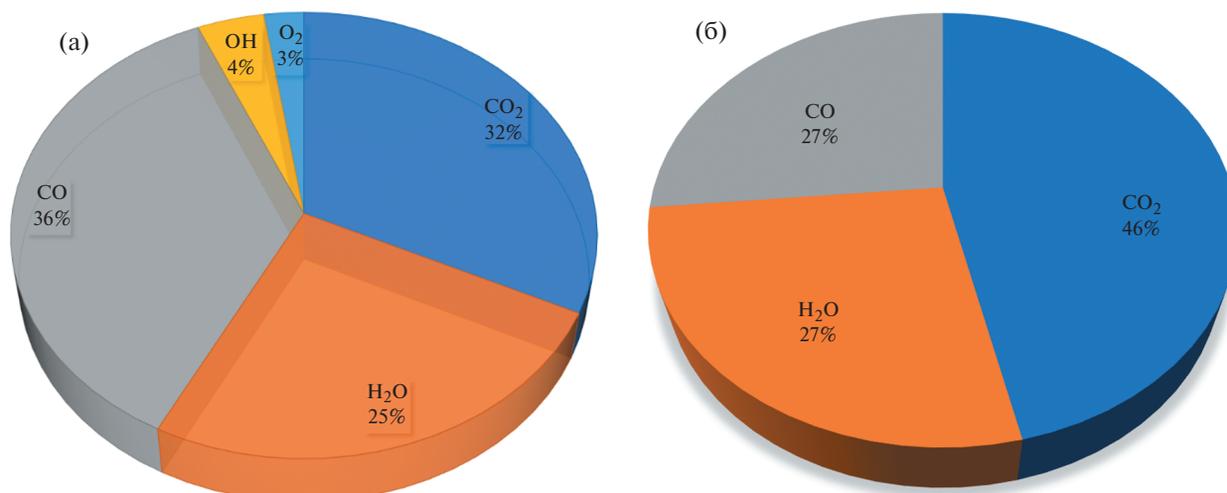


Рис. 1. Массовые доли электронейтральных атомов в продуктах сгорания топлива кислород + керосин: (а) – в камере сгорания, (б) – в срезе сопла.

Выражение (2) для оценки электропроводности может быть применено для продуктов сгорания в случае выполнения следующих условий:

– выполнение “парных” столкновений электронов, т.е. газ нейтральных атомов должен быть относительно разрежен:

$$N_a Q_{en}^{3/2} \ll 1, \quad (3)$$

где Q_{en} – сечение столкновения нейтральных атомов с электронами;

– низкотемпературная плазма продуктов сгорания невырождена, т.е.

$$\frac{h^2 N_e^{2/3}}{kT} \approx 1. \quad (4)$$

Условия (3) и (4) проверялись для температур и давлений в характерных сечениях камеры двигателя.

В результате проведенных термодинамических расчетов установлено, что в продуктах сгорания топлива кислород + керосин доминирующими нейтральными молекулами являются CO, CO₂ и H₂O (рис. 1).

В камере сгорания суммарная массовая доля OH и O₂ не превышает 7%. В дальнейших вычислениях концентраций нейтральных молекул, сечений столкновения и непосредственно проводимости принималось, что электронейтральные продукты сгорания топлива кислород + керосин представлены только молекулами CO, CO₂ и H₂O.

Сечение столкновения электронов с нейтральными молекулами Q_{en} , составляющими продукты сгорания (рис. 1), рассчитывалось по эмпирическим зависимостям от температуры газа (м²):

для столкновений электронов с атомами H₂O

$$Q_{en_H_2O}(T) = 1.53 \times 10^{-15} T^{-1},$$

для столкновений электронов с атомами CO₂

$$Q_{en_CO_2}(T) = 7.56 \times 10^{-18} T^{-0.5}$$

и для столкновений электронов с атомами CO

$$Q_{en_CO}(T) = 1.29 \times 10^{-21} T^{0.5} + 2.46 \times 10^{-20}.$$

Интеграл в уравнении (2) может быть вычислен в первом приближении, если принять значение функции $Q(E)$ постоянной величиной [16]. В этом случае интеграл в выражении (2) преобразуется к следующему виду:

$$\begin{aligned} & \int_0^{\infty} \frac{E^{1.5}}{Q(E) \sqrt{\frac{2E}{m}}} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE = \\ & = \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{1}{Q} kT \int_0^{\infty} E \exp(-E) dE. \end{aligned}$$

Отметим, что увеличить точность расчета интеграла, входящего в определение подвижности электронов, а значит, и проводимости, возможно, если учесть распределение транспортного сечения рассеяния электрона в зависимости от энергии в соответствии с данными работы [19].

С учетом интеграла

$$\int_0^{\infty} E \exp(-E) dE = 1$$

Таблица 1. Объемные концентрации электронов (m^{-3}) в продуктах сгорания топлива кислород + керосин

T, K	p, МПа							
	0.1	1	5	10	15	20	25	30
3800	0.211×10^{18}	0.192×10^{19}	0.639×10^{19}	0.100×10^{20}	0.129×10^{20}	0.153×10^{20}	0.175×10^{20}	0.194×10^{20}
3500	0.930×10^{18}	0.674×10^{18}	0.208×10^{19}	0.324×10^{19}	0.416×10^{19}	0.495×10^{19}	0.566×10^{19}	0.630×10^{19}
3000	0.117×10^{17}	0.649×10^{17}	0.197×10^{18}	0.310×10^{18}	0.402×10^{18}	0.481×10^{18}	0.553×10^{18}	0.618×10^{18}
2500	0.439×10^{15}	0.238×10^{16}	0.741×10^{16}	0.119×10^{17}	0.156×10^{17}	0.188×10^{17}	0.217×10^{17}	0.244×10^{17}
2000	0.296×10^{13}	0.163×10^{14}	0.527×10^{14}	0.866×10^{14}	0.115×10^{15}	0.141×10^{15}	0.165×10^{15}	0.187×10^{15}

Таблица 2. Объемные концентрации ионов H_3O^+ (m^{-3}) в продуктах сгорания топлива кислород + керосин

T, K	p, МПа							
	0.1	1	5	10	15	20	25	30
3800	0.886×10^{17}	0.183×10^{19}	0.908×10^{19}	0.177×10^{20}	0.261×10^{20}	0.345×10^{20}	0.428×10^{20}	0.265×10^{18}
3500	0.732×10^{17}	0.753×10^{18}	0.322×10^{19}	0.604×10^{19}	0.875×10^{19}	0.114×10^{20}	0.140×10^{20}	0.973×10^{17}
3000	0.119×10^{17}	0.782×10^{17}	0.298×10^{18}	0.539×10^{18}	0.768×10^{18}	0.990×10^{18}	0.121×10^{19}	0.123×10^{17}
2500	0.455×10^{15}	0.271×10^{16}	0.977×10^{16}	0.173×10^{17}	0.243×10^{17}	0.309×10^{17}	0.374×10^{17}	0.149×10^{16}
2000	0.300×10^{13}	0.172×10^{14}	0.596×10^{14}	0.103×10^{15}	0.142×10^{15}	0.178×10^{15}	0.214×10^{15}	0.420×10^{14}

и значений физических констант выражение (2) для электропроводности продуктов сгорания топлива кислород + керосин преобразуется к виду

$$\sigma \approx 3.85 \times 10^{-12} \frac{N_e}{N_a Q_{en} \sqrt{T}}. \quad (5)$$

В соответствии с допущением о составе нейтральных молекул CO, CO₂ и H₂O зависимость для электропроводности слабо ионизированных продуктов сгорания топлива ЖРД кислород + керосин представляется следующим выражением:

$$\sigma \approx 3.85 \times 10^{-12} \times \frac{N_e}{\sqrt{T} [N_{H_2O} Q_{H_2O}(T) + N_{CO_2} Q_{CO_2}(T) + N_{CO} Q_{CO}(T)]}, \quad (6)$$

где N_{H_2O} , N_{CO_2} , N_{CO} – объемные концентрации нейтральных молекул в продуктах сгорания.

Концентрации электронов, положительных ионов H_3O^+ и нейтральных молекул CO, CO₂, H₂O находились из термодинамического расчета и в зависимости от статического давления и температуры приведены в табл. 1–5.

Таблица 3. Объемные концентрации H₂O (m^{-3}) в продуктах сгорания топлива кислород + керосин

T, K	p, МПа							
	0.1	1	5	10	15	20	25	30
3800	0.657×10^{23}	0.331×10^{25}	0.265×10^{26}	0.599×10^{26}	0.949×10^{26}	0.131×10^{27}	0.167×10^{27}	0.204×10^{28}
3500	0.224×10^{24}	0.552×10^{25}	0.357×10^{26}	0.760×10^{26}	0.117×10^{27}	0.159×10^{27}	0.201×10^{27}	0.243×10^{27}
3000	0.732×10^{24}	0.923×10^{25}	0.487×10^{26}	0.984×10^{26}	0.148×10^{27}	0.198×10^{27}	0.248×10^{27}	0.299×10^{27}
2500	0.116×10^{25}	0.1181×10^{26}	0.593×10^{26}	0.119×10^{27}	0.1782×10^{27}	0.2376×10^{27}	0.2971×10^{27}	0.3566×10^{27}
2000	0.144×10^{25}	0.144×10^{26}	0.721×10^{26}	0.144×10^{27}	0.216×10^{27}	0.288×10^{27}	0.360×10^{27}	0.432×10^{27}

Таблица 4. Объемные концентрации CO_2 (см^{-3}) в продуктах сгорания топлива кислород + керосин

T, K	$p, \text{МПа}$							
	0.1	1	5	10	15	20	25	30
3800	0.327×10^{23}	0.136×10^{25}	0.124×10^{26}	0.297×10^{26}	0.485×10^{26}	0.682×10^{26}	0.884×10^{26}	0.109×10^{27}
3500	0.952×10^{23}	0.261×10^{25}	0.190×10^{26}	0.418×10^{26}	0.654×10^{26}	0.894×10^{26}	0.114×10^{27}	0.138×10^{27}
3000	0.388×10^{24}	0.539×10^{25}	0.289×10^{26}	0.585×10^{26}	0.882×10^{26}	0.118×10^{27}	0.148×10^{27}	0.177×10^{27}
2500	0.722×10^{24}	0.734×10^{25}	0.368×10^{26}	0.737×10^{26}	0.111×10^{27}	0.148×10^{27}	0.184×10^{27}	0.221×10^{27}
2000	0.969×10^{24}	0.969×10^{25}	0.484×10^{26}	0.969×10^{26}	0.145×10^{27}	0.194×10^{27}	0.242×10^{27}	0.291×10^{27}

Таблица 5. Объемные концентрации CO (м^{-3}) в продуктах сгорания топлива кислород + керосин

T, K	$p, \text{МПа}$							
	0.1	1	5	10	15	20	25	30
3800	0.554×10^{24}	0.634×10^{25}	0.311×10^{26}	0.605×10^{26}	0.891×10^{26}	0.117×10^{27}	0.145×10^{27}	0.173×10^{27}
3500	0.659×10^{24}	0.672×10^{25}	0.315×10^{26}	0.612×10^{26}	0.905×10^{26}	0.120×10^{27}	0.149×10^{27}	0.178×10^{27}
3000	0.744×10^{24}	0.682×10^{25}	0.333×10^{26}	0.662×10^{26}	0.992×10^{26}	0.132×10^{27}	0.165×10^{27}	0.198×10^{27}
2500	0.772×10^{24}	0.770×10^{25}	0.385×10^{26}	0.770×10^{26}	0.115×10^{27}	0.154×10^{27}	0.192×10^{27}	0.231×10^{27}
2000	0.915×10^{24}	0.916×10^{25}	0.458×10^{26}	0.916×10^{26}	0.137×10^{27}	0.183×10^{27}	0.229×10^{27}	0.275×10^{27}

На рис. 2 представлены зависимости электропроводности продуктов сгорания, определенных по выражению (6), от температуры при различных давлениях.

Из зависимости электропроводности на рис. 2, полученной в представлении продуктов сгорания как слабоионизированной плазмы в интервале температур 3800–1500 К, видно, что электропро-

водность при одной и той же температуре выше при меньшем статическом давлении. В интервале температур 3000–2000 К электропроводность уменьшается почти в 10^4 раз.

Уровень проводимости, полученный по результатам представленной модели, сравним с результатами экспериментов, проведенных в работе [12]. Электропроводность, соответствующая $T = 3500$ К и давлению $p = 30$ МПа, при коэффициенте избытка окислителя $\alpha = 0.78$ составила $\sigma = 2.89 \times 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$. Экспериментальное значение проводимости, полученное с помощью положительно заряженного зонда в струе продуктов сгорания топлива в камере модельного реактивного двигателя в [12], составило $\sigma = 1.75 \times 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ при $p = 1.96$ МПа и $\alpha = 1$.

РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В качестве объекта исследования была выбрана камера маршевого ЖРД РД-171 с тягой более 7000 кН. Основными причинами исследования электрофизических характеристик применительно к горению топлива и истечению продуктов сгорания в сопле именно этого ЖРД являлись вы-

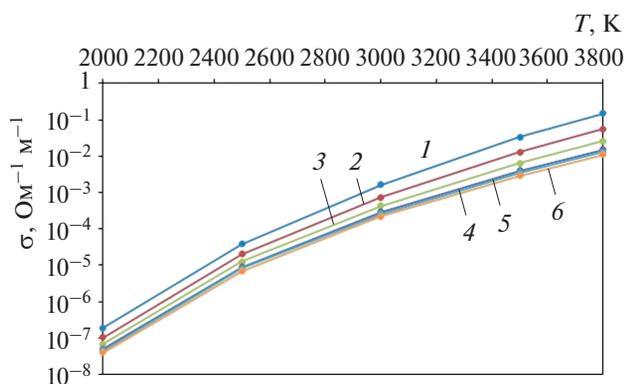


Рис. 2. Электропроводность продуктов сгорания кислород + керосин в зависимости от температуры: 1 – 0.1 МПа, 2 – 1, 3 – 5, 4 – 15, 5 – 20, 6 – 30.

сокие значения давления и температуры в камере сгорания, которые, согласно техническим характеристикам, составляют $T_k = 3676$ К и $p_k = 24.5$ МПа соответственно [18]. Данные параметры обуславливают необходимый уровень объемных концентраций электронов и ионов в высокоэнтальпийном потоке для проявления электрофизических свойств. Эти параметры в совокупности с течением ионизированного газа в профилированном сопле позволяют провести оценку и численное моделирование электрического поля высокоэнтальпийного ионизированного газового потока с заряженной стенкой.

Течение продуктов сгорания по камере сгорания и профилированному сверхзвуковому соплу Лавала с последующим истечением в затопленное пространство моделировалось в осесимметричной постановке в программе “Ansys Fluent”. Система уравнений газодинамики включала в себя уравнения неразрывности, сохранения количества движения в форме Навье–Стокса, энергии (энтальпии) и уравнение состояния. Диссипация энергии в камере сгорания и сопле определялась в рамках стандартной двухпараметрической $k-\epsilon$ модели турбулентности.

Геометрия проточной части камеры ЖРД включала в себя камеру сгорания и сопло (рис. 3), а также область истекающей струи.

Для геометрии камеры построена конечно-элементная модель в виде структурированной сетки с числом ячеек более 30000. Для корректного описания взаимодействия сверхзвуковой струи с окружающей атмосферой на срезе сопла выделялась область за выходным сечением (срезом сопла).

Моделирование электрического поля в системе “ионизированная струя – стенка камеры двигателя” проводилось с использованием дополнительного модуля Magnetohydrodynamics module с заданием граничных условий в виде электрического потенциала стенки сопла ϕ_w . Ионизация продуктов сгорания учитывалась методом задания дополнительного свойства рабочего потока – электрической проводимостью в зависимости от температуры газа в соответствии с выражением (6) и данными рис. 2.

Целью моделирования сопряженной электрогазодинамической (ЭГД) задачи являлось определение возможных плотностей электрического тока и напряженности электрического поля в области стенки, в струе и окружающем пространстве на срезе. Потенциал стенки в численных расчетах варьировался в диапазоне $\phi_w = 50-250$ мВ. Нижний предел диапазона потенциала стенки соп-

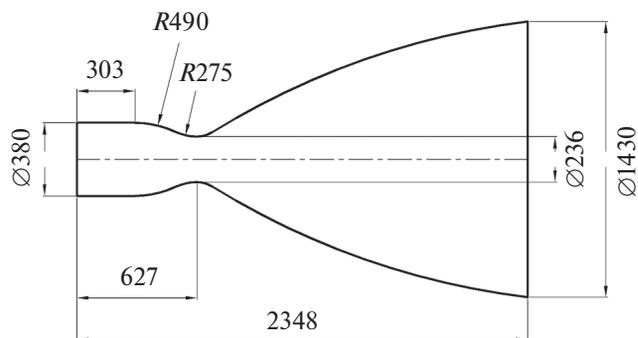


Рис. 3. Геометрия камеры ЖРД.

ла, выбранного для численного исследования, задавался исходя из значений, сравнимых по порядку величины с экспериментальными данными [6]. Верхний предел ϕ_w устанавливался из соображения не превышения значения напряженности, соответствующего пробойному $E < E_{max} \approx 10^7$ В/м [20].

Стенка осесимметричного сопла задавалась в граничных условиях как полностью проводящая, что соответствовало задаче заземленной конструкции двигателя и протеканию тока на стенку. Заданные граничные условия по потенциалам в совокупности с электрической проводимостью для составленной сопряженной ЭГД-задачи однозначно определяли электрический ток на стенку камеры и напряженность электрического поля в соответствии со схемой рис. 4 [21].

Суммарное значение тока на стенку сопла определялось в модели интегрированием распределения плотности тока на стенку по всей поверхности камеры двигателя, включая камеру сгора-

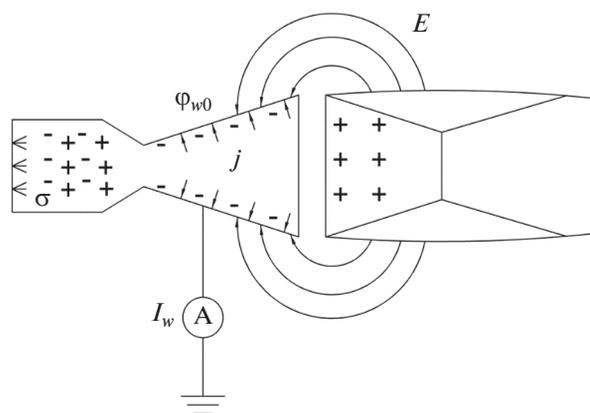


Рис. 4. Расчетная схема и ГУ для сопряженной ЭГД-задачи определения собственного электрического поля системы “двигатель – реактивная струя”.

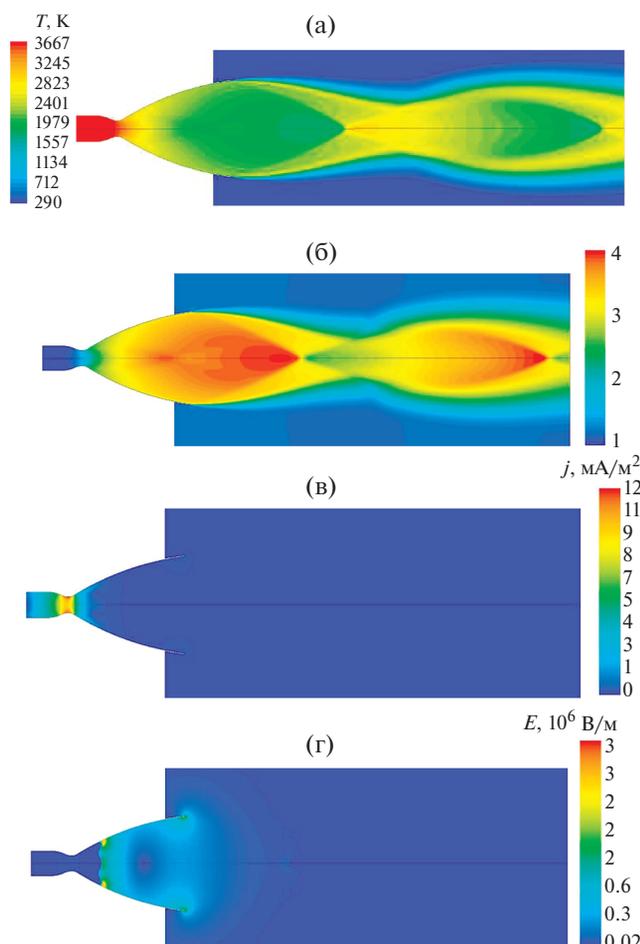


Рис. 5. Распределения параметров потока при давлении окружающей среды $p_h = 0.1$ МПа: (а) – статической температуры, (б) – чисел Маха, (в) – плотности тока в сверхзвуковой части сопла, (г) – напряженности в сверхзвуковой части сопла.

ния, сужающуюся и сверхзвуковую части сопла, в соответствии с выражением

$$I_w = \int_{F_w} j(F) dF,$$

где F_w – площадь боковой поверхности камеры ЖРД, включая сопло.

Теплоемкость смеси продуктов сгорания для соотношения компонентов топлива при соответствующем коэффициенте избытка окислителя в топливе аппроксимировалась полиномиальной зависимостью в интервале статических температур 200–3800 К:

$$C_p = -3279 + 7.12T - 0.00193T^2 - 1.27 \times 10^{-6}T^3 + 7.46 \times 10^{-10}T^4 - 9.68 \times 10^{-14}T^5$$

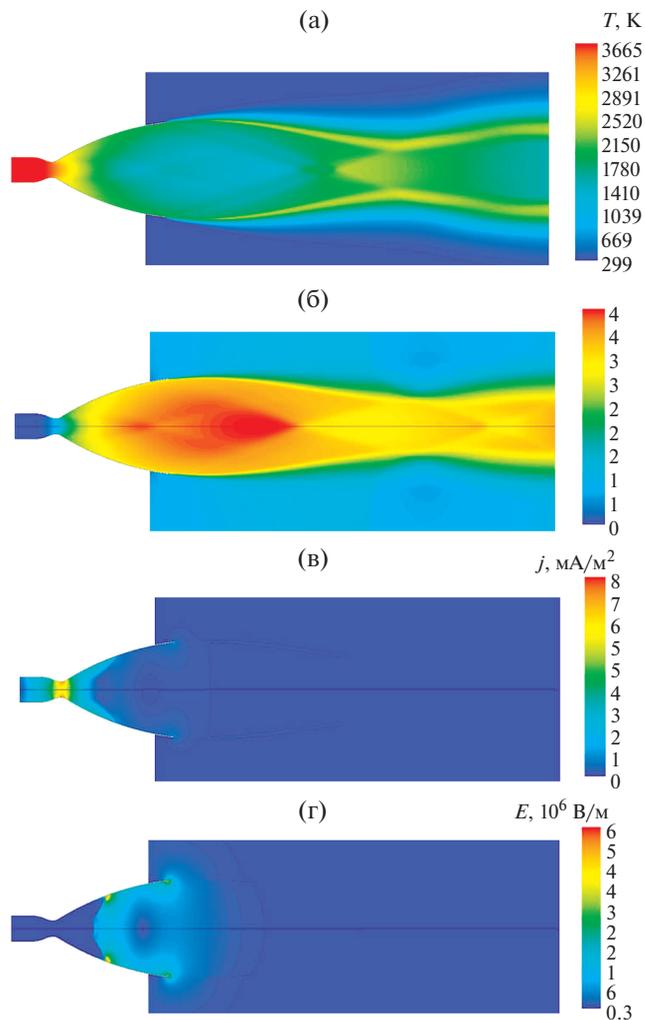


Рис. 6. Распределения параметров потока при отсутствии давления окружающей среды ($p_h = 0$ МПа): (а) – статической температуры, (б) – чисел Маха, (в) – плотности тока, (г) – напряженности.

при $T = 1500$ – 3800 К и

$$C_p = 1814.8$$

при $T = 200$ – 1500 К.

Граничные условия для газодинамической задачи определялись следующими параметрами: температура стенки (камеры сгорания и сопла) $T_w = 1000$ К, давление окружающей среды $p_h = 0$ – 0.1 МПа, полная температура и полное давление в начальном сечении камеры сгорания $T_k^* = 3650$ К и $p_k^* = 24.5$ МПа.

На рис. 5, 6 приведены распределения чисел Маха и статической температуры потока при давлениях окружающей среды 0.1 и 0 МПа. Суммарный расход газа через сопло в обоих случаях со-

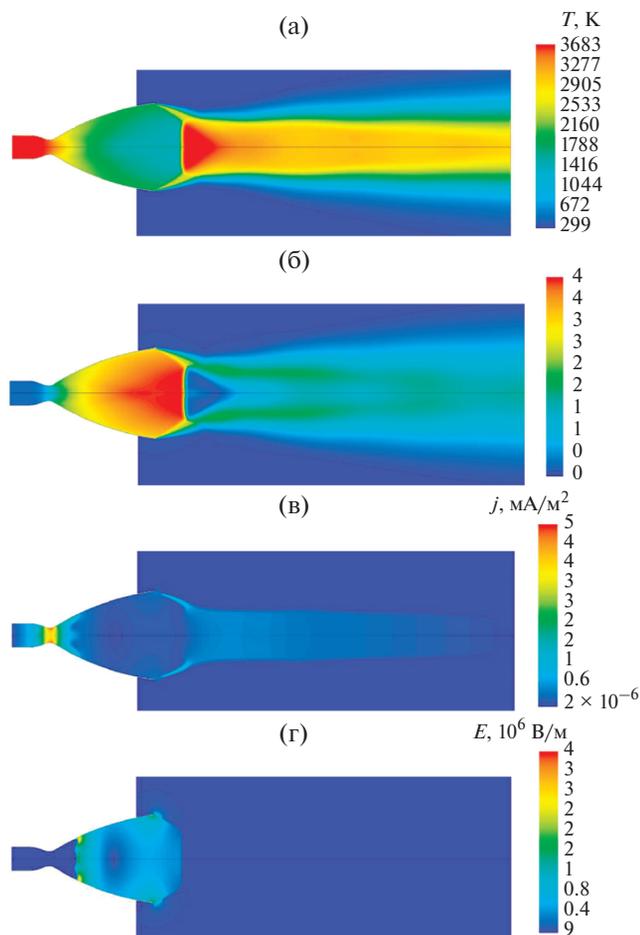


Рис. 7. Распределения параметров потока при $p_k = 5.7$ МПа и $p_h = 0$: (а)–(г) – см. рис. 6.

ставил 612 кг/с. Газодинамическая картина течения высокоэнтальпийного потока за срезом сопла при наличии противодавления $p_h = 0.1$ бар

(рис. 5) характеризуется интенсивным скачком уплотнения на расстоянии ~ 1740 мм от среза сопла и повышением статической температуры до значения ~ 3000 К в этой области. Это в свою очередь приводит к “ударной ионизации” продуктов сгорания [14] и обуславливает повышенные уровни объемных концентраций электронов в области скачка. Хотя статическое давление в струе в этой области невелико (до ~ 1.5 МПа), объемные концентрации электронов при данных значениях температуры и давления в соответствии с результатами термодинамического расчета (табл. 1) могут составлять до $0.4 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$.

Из полученных распределений напряженности электрического поля и плотности тока (рис. 5–7) видно, что максимальные значения напряженности реализуются в области среза сопла, а максимальные значения плотности тока – в области критического сечения. Интегральные значения тока при варьировании потенциала на стенку сопла приведены на рис. 8. При наличии давления окружающей среды значение тока на стенку и напряженность собственного поля увеличиваются по сравнению с режимом истечения “в пустоту”. Так, при $\phi_w = 120$ мВ ток на стенку сопла составил $I_{w1} = 3646$ мА при $p_h = 0.1$ МПа и $I_{w2} = 2955$ мА при $p_h = 0$ МПа. Среднеинтегральные значения плотности тока и напряженности в выходном сечении сопла при $p_h = 0.1$ МПа составили $\langle j_{a1} \rangle = 183 \text{ мА/м}^2$ и $\langle E_{a1} \rangle = 0.79 \times 10^6 \text{ В/м}$, а при $p_h = 0$ МПа $\langle j_{a2} \rangle = 145 \text{ мА/м}^2$ и $\langle E_{a2} \rangle = 0.62 \times 10^6 \text{ В/м}$. Электропроводность, осредненная по радиусу выходного сечения, при этом остается постоянной $\langle \sigma_a \rangle = 2.3 \times 10^{-7} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$, поскольку температура потока на срезе сопла не изменяется вследствие отсутствия скачка уплотнения

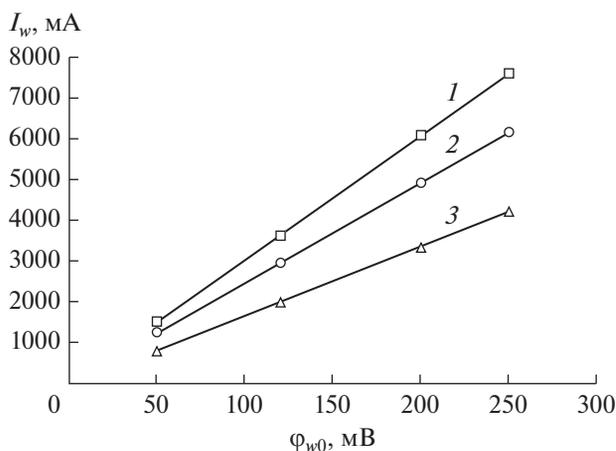


Рис. 8. Интегральные значения тока на стенку сопла в зависимости от потенциала стенки: 1 – $p_k = 24$ МПа, $p_h = 0.1$ МПа; 2 – 24, 0; 3 – 5.7, 0 [8].

внутри сопла при данном режиме истечения ($p_n = 0.1$ МПа).

В рамках верификации результатов численных расчетов по составленной модели практический интерес представляет сравнение с результатами эксперимента [8]. Так, для двигателя с такими параметрами, как диаметр выходного сечения сопла $d_a = 1575$ мм и критического сечения $d_{кр} = 225$ мм, давление в камере сгорания $p_k = 5.7$ МПа и температура $T_k = 3600$ К, ток на стенку сопла, зарегистрированный при огневых испытаниях, составил $I_w = 750–4500$ мА (рис. 7). Данный диапазон тока по результатам численных расчетов реализуется в исследуемом ЖРД при давлении $p_k = 5.7$ МПа и потенциале $\phi_w = 50–250$ мВ (рис. 8).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведено математическое моделирование собственного электрического поля, образованного в результате взаимодействия высокоэнтальпийного потока слабоионизированной плазмы продуктов сгорания топлива кислород + керосин и заземленной стенки сопла.

2. Получены значения коэффициента электропроводности продуктов сгорания кислород + керосин в зависимости от статической температуры и давления потока, которые характеризуются объемными концентрациями электронов в потоке.

3. Методами численного моделирования с заданием граничных условий в виде электропроводности высокоэнтальпийного потока и потенциала стенки определены интегральные величины тока на стенку сопла, которые при значениях $\phi_w = 50–150$ мВ составили $I_w = 800–7500$ мА в зависимости от режима истечения. Расчетные значения тока совпадают с экспериментальными данными других авторов, полученными для двигателя с близкими геометрическими размерами сопла и полными газодинамическими параметрами в камере сгорания.

4. Определены величины напряженности электрического поля в системе “ионизированный поток–стенка”, которые могут быть использованы в качестве контрольного параметра в системах диагностики рабочего процесса.

В заключение также отметим, что разработанная модель может быть использована для высокоэнтальпийных ионизированных потоков в условиях эксплуатации реактивных двигателей. При этом распределения электрофизических параметров будут зависеть от геометрии канала двигателя и типа горючего.

Работа выполнена при поддержке госпрограммы № 0705-2020-0044 фундаментальных исследований лаборатории “Внутрикамерные процессы ракетных и реактивных двигателей”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колесников А.Ф. Амбиполярная диффузия в ударной волне, распространяющейся в слабоионизованном термически неравновесном газе // ТВТ. 2010. Т. 48. № 1 (доп.). С. 131.
2. Рудинский А.В., Ягодников Д.А. Диагностика ракетных и реактивных двигателей по характеристикам собственного электромагнитного поля продуктов сгорания // ТВТ. 2017. Т. 55. № 5. С. 828.
3. Черепнин С.Н. Исследование электрофизических явлений в камерах сгорания реактивных двигателей // ФГВ. 1990. Т. 26. № 2. С. 58.
4. Потапов Г.П. Электризация реактивных сопел // Изв. вузов. Авиац. техника. 1978. № 4. С. 112.
5. Потапов Г.П., Дрегалин А.Ф. Образование статического электричества при истечении из сопла ионизированного газа // Изв. вузов. Авиац. техника. 1977. № 5. С. 90.
6. Ягодников Д.А., Воронецкий А.В., Пушкин Н.М. Исследование электризации сопла жидкостного ракетного двигателя // ФГВ. 1995. Т. 31. № 4. С. 54.
7. Нагель Ю.А. К вопросу определения электрического тока струи при истечении плотного слабоионизованного газа (№ 4115-В-87 Деп. от 8.VI.1987) // ТВТ. 1987. Т. 25. № 6. С. 1246.
8. Нагель Ю.А. Электризация двигателей при истечении продуктов сгорания. Экспериментальные результаты // ЖТФ. 1999. Т. 69. № 8. С. 55.
9. Ватажин А.Б., Улыбышев К.Е. Модель формирования электрического тока выноса в каналах авиационных реактивных двигателей // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 139.
10. Иващенко Ю.С., Садырин А.Л. Электрические характеристики поверхности горения баллистидных композиций со свинцовым катализатором // ФГВ. 1990. № 2. С. 68.
11. Алемасов В.Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.П. Теория ракетных двигателей. М.: Машиностроение, 1989. 464 с.
12. Кучинский В.В., Никитенко А.Б. Аналитические методы оценки параметров плазмы продуктов сгорания и определение температуры по результатам измерений проводимости плазмы // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 8. С. 13.
13. Коновалов В.П., Сон Э.Е. Электропроводность плазмы молекулярного водорода с присадкой щелочных металлов // ТВТ. 2011. Т. 49. № 1. С. 135.

14. *Pergament It.S., Calcote H.F.* Thermal and Chemi-ionization Processes in Afterburning Rocket Exhausts // Symp. (Int.) Combustion. 1967. V. 11. Iss. 1. P. 597.
15. *Balwanz W.W.* Ionization in Rocket Exhausts // 10th Int. Symp. Combustion. The Combustion Institute. 1965. P. 685.
16. *Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т.* Физика неидеальной плазмы. М.: Физматлит, 2004. 528 с.
17. *Трусов Б.Г.* Программный комплекс TERRA для расчета плазмохимических процессов // Матер. 3-го Междун. симпоз. по теор. и прикл. плазмохимии. Плес, 2002. С. 217.
18. НПО “Энергомаш” им. акад. В.П. Глушко. <http://www.npoenergomash.ru/dejatelnost/engines/rd171m/>
19. *Kieffer L.J.* Low-energy Electron-collision Cross-section Data // Atom. Data. 1971. V. 2. P. 293.
20. *Пинчук В.А.* Двигательная электризация как явление, отображающее развитие зарядовой неустойчивости в среде продуктов сгорания при истечении // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 8. С. 21.
21. *Пушкин Н.М.* Электрофизика ракетно-космического полета и электрофизические методы контроля и диагностики изделий РКТ. М.: Научный консультант, 2016. 278 с.

УДК 536.46:629.782

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ ПРИ ОБТЕКАНИИ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ВОЗДУХА СФЕРИЧЕСКИ ЗАТУПЛЕННОГО КОНУСА

© 2021 г. К. Н. Ефимов¹, А. В. Кольчев², В. А. Керножицкий²,
В. А. Овчинников¹, А. С. Якимов¹, *

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

²Балтийский государственный технический университет “ВОЕНМЕХ”
им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: yakimovas@mail.ru

Поступила в редакцию 17.07.2020 г.

После доработки 16.08.2020 г.

Принята к публикации 14.10.2020 г.

Разработана математическая модель системы термоэлектронной тепловой защиты для исследования характеристик сопряженного тепломассообмена при пространственном обтекании тела высокоэнтальпийным воздушным потоком. Выполнены оценки влияния испарения (эмиссии) электронов с поверхности эмиттера на понижение температуры составной оболочки термоэлектронной тепловой защиты. Исследовано влияние разных углов атаки на режимы теплообмена в системе многоэлементной термоэмиссионной тепловой защиты. Получено качественное согласие результатов расчета с известными данными.

DOI: 10.31857/S0040364421030042

ВВЕДЕНИЕ

При проектировании высокоскоростных летательных аппаратов (ВЛА) актуальным является проведение исследований, связанных с созданием систем тепловой защиты от аэродинамического нагрева [1–6].

Перспективным вариантом решения этой проблемы предполагается использование термоэмиссионной технологии [7–11] – электронного охлаждения в результате тепловой эмиссии электронов с поверхности эмиттера. Этот физический эффект позволяет преобразовывать тепловую энергию, полученную от конвективного нагрева, непосредственно в электрическую. При использовании такой технологии снижаются температуры элементов тепловой защиты и вырабатывается электрическая энергия, которая может быть использована, например, для задач управления аэродинамическими характеристиками ВЛА. Для решения этой научно-технической задачи с высокой точностью необходимо разработать математическое и физическое моделирование работы таких систем с учетом сложной природы взаимодействия высокоэнтальпийных потоков с теплозащитным материалом (рис. 1а), когда сами элементы конструкции высокоскоростного аппарата в большей мере участвуют в процессе их охлаждения (рис. 1б). Применение этого подхода позво-

лит моделировать системы термоэлектронной тепловой защиты (ТЭТЗ) ВЛА в условиях, которые соответствуют реальным нагрузкам вдоль их траектории.

В ТЭТЗ протекают множество взаимосвязанных процессов [11]: эмиссионных, электрических, плазменных, тепловых, адсорбционных и других. Экспериментальные исследования термоэмиссионных установок довольно сложны и дорогостоящи [12, 13], поэтому уделяется большое внимание математическому моделированию протекающих в них процессов [8–11, 14–18].

В настоящей работе, в отличие от предыдущих статей [9, 10], представлена и исследована модель многоэлементной ТЭТЗ в трехмерной постановке по пространству (рис. 1а). Кроме того, электрическая нагрузка δ для каждого электрогенерирующего элемента находится в воздушной прослойке между элементами (рис. 1б). Задача решается в сопряженной постановке [3, 6], так как это позволяет существенно повысить точность определения тепловых характеристик по сравнению с отдельными оценками теплообмена [10]. Исследовалось влияние параметров элементов ТЭТЗ на температуру конструкций ВЛА и электрические характеристики термоэмиссионных преобразователей (ТЭП).

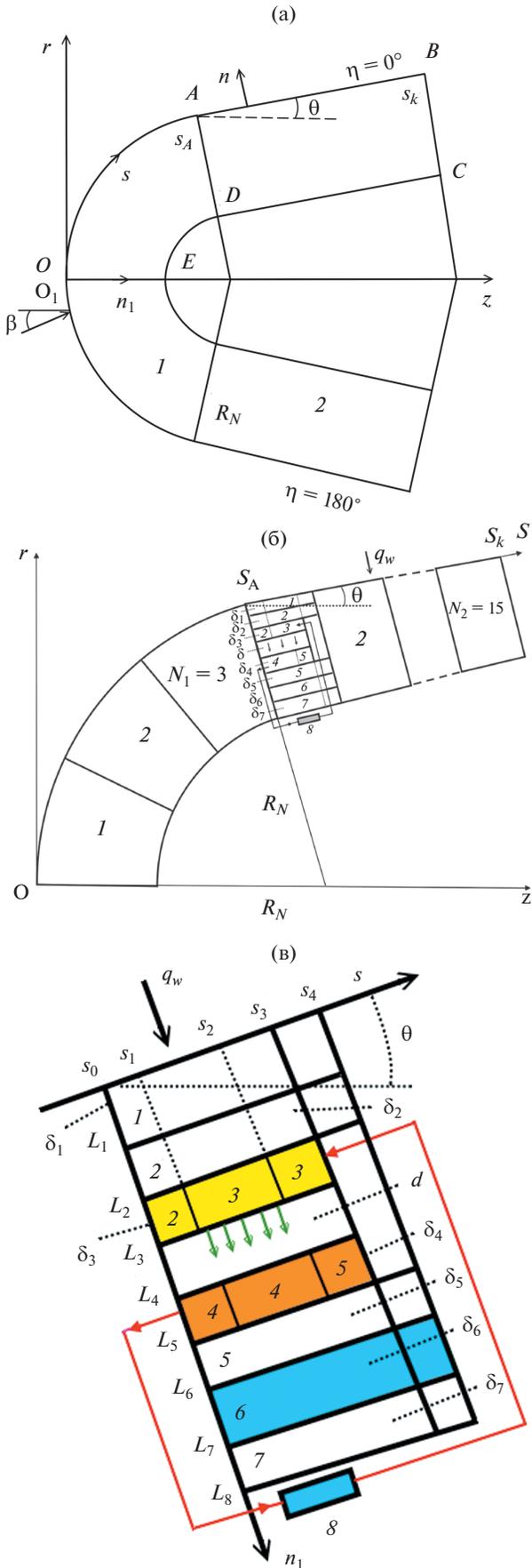


Рис. 1. Схема конструкции обтекаемого тела с электрогенерирующим элементом.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается многоэлементная конструкция из электрогенерирующих элементов (ЭГЭ). Схема распределения элементов многоэлементной ТЭТЗ на сферической и конической оболочках тела представлена на рис. 1б. В данной задаче $N_1 = 3$ – количество ЭГЭ на сферической части тела, $N_2 = 15$ – количество ЭГЭ на конической части тела. Для дальнейшего анализа рассмотрим типичную схему ЭГЭ [9, 10]. Исследуем задачу о теплообмене внутри такого ЭГЭ, под которым понимается составная область с теплоизолированной стенкой при $s = s_k, 0 \leq n_1 \leq L_8, 0 \leq \eta \leq 2\pi$ (рис. 1в). Координата n_1 направлена от поверхности в глубь оболочки (рис. 1а). Эмиттерная часть типового ЭГЭ состоит из трех слоев. Слой 1 – внешняя область из тантала [19, 20] (рис. 1в). Слой 2 – эмиттерная изоляция из карбида циркония. Слой 3 включает изолятор из ZrC (2), собственно эмиттер из вольфрама (3) и вольфрамовый токоввод (3). Коллекторная часть типового ЭГЭ состоит из четырех слоев. Слой 4 состоит из молибденового токовывода (4), собственно коллектора из молибдена (4) и изолятора из Al_2O_3 (5). Слои 5, 7 являются емкостями теплоносителя из Al_2O_3 . Слой 6 служит в качестве охлаждающего твердофазного носителя. Слой 8 обозначает потребителя (электрическую нагрузку). Эмиттерная и коллекторная части составляют термоэмиссионный элемент. На рис. 1в d обозначает ширину межэлектродного зазора (МЭЗ). Величины $L_j, j = 1-8$ являются расстояниями от начала координат по координате n_1 для слоев 1–3, зазора, слоев 4–7. Величины $\delta_j, j = 1-7$ – толщины слоев 1–7. Область $Q: \{L_2 \leq n_1 \leq L_5, s_3 \leq s \leq s_4, 0 \leq \eta \leq 2\pi\}$ в типовом ЭГЭ занята воздухом (рис. 1б, 1в). На рис. 1б представлена схема распределения элементов многоэлементной ТЭТЗ на сферической и конической оболочках тела. Схема каждого элемента идентична описанной выше для типового ЭГЭ.

Исследование характеристик ЭГЭ основывается на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) изотермического термоэмиссионного преобразователя (ТЭП) [11–14, 16], которые в свою очередь являются интегральными характеристиками многообразных процессов в МЭЗ и на электродах [11, 15–17] и определяются переносом частиц и энергии в плазме, ионизационными, адсорбционными и другими процессами.

Для исследования процессов в ТЭТЗ необходимо решать самосогласованную задачу, состоящую из электрической и тепловой моделей. В результате ее решения получают распределения

потенциальных, токовых, тепловых и других искомых. Как основа была использована электрическая модель [14], которая расширена на более общий случай: коллектор не эквипотенциален и электропроводности электродов и коммутационных деталей зависят от их температуры [9, 10].

Для нахождения прототипов ВЛА, на которых может быть оправдана установка ТЭТЗ, необходимо знать уровень тепловых потоков, снимаемых с внешней открытой оболочки эмиттера (слой 3 на рис. 1в) и внешней поверхности коллектора (слой 4 на рис. 1в) за счет электронного охлаждения и процессов излучения. Эти величины зависят от тепловых состояний эмиттерной и коллекторной частей, которые определяются уровнем аэродинамического нагрева внешней поверхности ВЛА. Тепловые потоки для внешних открытых частей слоев 3 и 4 имеют вид [11, 14]

$$q_{L_3} = -(q_1 + q_e + q_{Cs}), \quad q_{L_4} = q_2 + q_e + q_{Cs}, \quad (1)$$

$$q_1 = J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) [\varphi_1(T_{1,3}/T_{Cs})/e + 2kT_{1,3}/e], \quad (2)$$

$$q_2 = J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) [\varphi_2(T_{2,4}/T_{Cs})/e + 2kT_{1,3}/e], \quad (3)$$

$$q_e = \sigma \varepsilon_s (T_{1,3}^4 - T_{2,4}^4), \quad q_{Cs} = (\lambda_{Cs}/d)(T_{1,3} - T_{2,4}). \quad (4)$$

Объемное джоулево тепловыделение эмиттера и коллектора, являющееся источником тепла в уравнении теплопроводности для соответствующего электрода, запишется как [10]

$$G_1^{(i)}(s, \eta) = \frac{\xi_1 I_1^2(s, \eta)}{S_1^2}, \quad G_2^{(i)}(s, \eta) = \frac{\xi_2 I_2^2(s, \eta)}{S_2^2}, \quad i = 1, 2,$$

где $I_1(s, \eta) = 2\pi R_1 \int_{s_1}^s J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) ds$, $I_2(s, \eta) = 2\pi R_1 \int_{s_2}^s J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) ds$, $I_1(s, \eta) + I_2(s, \eta) = I_R$; φ_j , $j = 1, 2$ – работа выхода материалов эмиттера и коллектора; $J = J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V)$ – вольт-амперная характеристика изотермического ТЭП, алгоритм расчета которого приведен в [10]; $S_1 = 2\pi\delta_3(R_1 + \delta_3/2)$; $S_2 = 2\pi\delta_4(R_2 - \delta_4/2)$; ΔV – разность напряжения между эмиттером и коллектором; $R_1 = R_N - L_3$; $R_2 = R_N - L_4$; R_N – радиус сферического затупления; k – постоянная Больцмана; e – заряд электрона; σ – постоянная Стефана–Больцмана; λ_{Cs} – коэффициент теплопроводности паров цезия в межэлектродном зазоре; ξ_j , $j = 1, 2$ – коэффициенты электропроводности эмиттера и коллектора; ε_s – приведенная излучательная способность поверхности эмиттера и коллектора. Индексы: первые нижние 1 и 2 в правой части формул (2)–(4) отвечают параметрам эмиттера и коллектора, вторые нижние – номеру слоя δ_j , $j = 1-7$; верхние 1 и 2 – параметрам полусферы и конической части тела; Cs – парам цезия; A – граница сопряжения сфера–конус на рис. 1а; k – ко-

нечное значение по координате s ; * – характерная величина.

Отметим, что ВАХ изотермического ТЭП зависят также от величины МЭЗ, давления насыщенных паров цезия, работы выхода эмиттера и коллектора [11–13].

В работах [3, 21] проведены оценки времен релаксации в газовой и конденсированной фазах. На основании этих оценок характеристики сопряженного тепломассообмена находятся из решения квазистационарных уравнений пространственного пограничного слоя (ПС) при различных режимах течения. Тепловое состояние сферически затупленного конуса определяется из решения нестационарного уравнения сохранения энергии для составной оболочки в конденсированной фазе.

Набегающий газовый поток рассматривается в рамках модели химически равновесного воздуха. При использовании гипотез “пассивности” и равенства единице чисел Льюиса для всех компонентов воздушной смеси система уравнений пространственного ПС в естественной системе координат, связанной с внешней поверхностью обтекаемого тела, имеет вид [3, 6] (рис. 1а)

$$\frac{\partial}{\partial s}(\rho u r_w) + \frac{\partial}{\partial n}(\rho v r_w) + \frac{\partial}{\partial \eta}(\rho w) = 0, \quad (5)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial s} + v \frac{\partial u}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{w^2}{r_w} \frac{\partial r_w}{\partial s} \right) = \frac{\partial P_e}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu_\Sigma \frac{\partial u}{\partial n} \right), \quad (6)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial w}{\partial s} + v \frac{\partial w}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial w}{\partial \eta} + \frac{uw}{r_w} \frac{\partial r_w}{\partial s} \right) = -\frac{1}{r_w} \frac{\partial P_e}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu_\Sigma \frac{\partial w}{\partial n} \right), \quad (7)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial H}{\partial s} + v \frac{\partial H}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial H}{\partial \eta} \right) = \frac{\partial}{\partial n} \left\{ \frac{\mu_\Sigma}{Pr_\Sigma} \left[\frac{\partial H}{\partial n} + (Pr_\Sigma - 1) \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{u^2 + w^2}{2} \right) \right] \right\}, \quad (8)$$

$$P = \rho h (\gamma_{ef} - 1) / \gamma_{ef}, \quad P = P_e(s, \eta),$$

$$H = h + (u^2 + w^2) / 2, \quad \mu_\Sigma = \mu + \Gamma \mu_T, \quad (9)$$

$$Pr_\Sigma = \frac{(\mu + \Gamma \mu_T) Pr Pr_T}{\mu Pr_T + \Gamma \mu_T Pr}.$$

С целью сокращения дальнейших записей введем обозначения $\text{div}(\text{grad } T_{i,j})^{(k)} = \Delta^{(k)} T_{i,j}$, $k = 1, 2$; $i = 1, j = 1-3$; $i = 2, j = 4-7$: на полусферическом затуплении для металлических слоев и воздушной прослойки при $k = 1$, $0 < s < s_A$, $0 < n_1 < L_3$, $L_4 < n_1 < L_8$, $0 < \eta < 2\pi$

$$\Delta^{(1)}T_{i,j} = \frac{1}{r_1 H_1} \frac{\partial}{\partial n_1} \left[r_1 H_1 \lambda_j(T_{i,j}) \frac{\partial T_{i,j}}{\partial n_1} \right] + \frac{1}{r_1 H_1} \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r_1}{H_1} \lambda_j(T_{i,j}) \frac{\partial T_{i,j}}{\partial s} \right] + \frac{1}{r_1 H_1} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{H_1}{r_1} \lambda_j(T_{i,j}) \frac{\partial T_{i,j}}{\partial \eta} \right], \quad (10)$$

$$\Delta^{(1)}T = \frac{1}{r_1 H_1} \frac{\partial}{\partial n_1} \left[r_1 H_1 \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial n_1} \right] + \frac{1}{r_1 H_1} \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r_1}{H_1} \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial s} \right] + \frac{1}{r_1 H_1} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{H_1}{r_1} \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right]; \quad (11)$$

на конической части тела для металлических слоев и воздушной прослойки при $k = 2$, $s_A < s < s_k$, $0 < n_1 < L_3$, $L_4 < n_1 < L_8$, $0 < \eta < 2\pi$

$$\Delta^{(2)}T_{i,j} = \frac{\partial}{\partial n_1} \left[\lambda_j(T_{i,j}) \frac{\partial T_{i,j}}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_j(T_{i,j}) \frac{\partial T_{i,j}}{\partial s} \right] + \frac{1}{r_2^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\lambda_j(T_{i,j}) \frac{\partial T_{i,j}}{\partial \eta} \right], \quad (12)$$

$$\Delta^{(2)}T = \frac{\partial}{\partial n_1} \left[\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial s} \right] + \frac{1}{r_2^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right]. \quad (13)$$

Если воспользоваться обозначениями операторов (10)–(13), то получим для слоев Та и ZrC конструкции эмиттера при $0 < n_1 < L_2$, $0 < s < s_k$ (рис. 16)

$$c_{pj}(T_{1,j})\rho_j \frac{\partial T_{1,j}}{\partial t} = \Delta^{(k)}T_{1,j}, \quad k = 1, 2; \quad j = 1, 2; \quad (14)$$

при $L_2 < n_1 < L_3$ для слоев ZrC на полусферическом затуплении тела $s_{0,m} < s < s_{1,m}$, $s_{0,1} = 0$, $m = 1, \dots, N_1$ и на конической части оболочки $s_{0,m} < s < s_{1,m}$, $s_{0,1} = s_A$, $m = 1, 2, \dots, N_2$ имеем уравнение теплопроводности

$$c_{p2}(T_{1,3})\rho_2 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial t} = \Delta^{(k)}T_{1,3}, \quad k = 1, 2; \quad (15)$$

при $L_2 < n_1 < L_3$ для слоя W собственно эмиттера на полусферическом затуплении тела $s_{1,m} < s < s_{3,m}$, $m = 1, \dots, N_1$ и на конической части оболочки $s_{1,m} < s < s_{3,m}$, $m = 1, 2, \dots, N_2$ записывается уравнение сохранения энергии

$$c_{p3}(T_{1,3})\rho_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial t} = \Delta^{(k)}T_{1,3} + G_1^{(k)}, \quad k = 1, 2; \quad (16)$$

при $L_2 < n_1 < L_3$ для воздушной прослойки между ЭГЭ в верхней конструкционной части эмиттера на полусферическом затуплении тела $s_{3,m} < s < s_{4,m}$, $m = 1, \dots, N_1$ и на конической части оболочки $s_{3,m} < s < s_{4,m}$, $m = 1, 2, \dots, N_2 - 1$ имеем

$$c_p(T)\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \Delta^{(k)}T, \quad k = 1, 2; \quad \rho = PM/(RT). \quad (17)$$

Если использовать обозначения (10)–(13), то на коллекторной части конструкции для слоя Мо при $L_4 < n_1 < L_5$ на полусферическом затуплении тела $s_{0,m} < s < s_{2,m}$, $s_{0,1} = 0$, $m = 1, \dots, N_1$ и на конической части оболочки $s_{0,m} < s < s_{2,m}$, $s_{0,1} = s_A$, $m = 1, 2, \dots, N_2$ записывается уравнение сохранения энергии

$$c_{p4}(T_{2,4})\rho_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial t} = \Delta^{(k)}T_{2,4} + G_2^{(k)}, \quad k = 1, 2; \quad (18)$$

в коллекторной части конструкции для слоя Al₂O₃ при $L_4 < n_1 < L_5$ на полусферическом затуплении тела $s_{2,m} < s < s_{3,m}$, $m = 1, \dots, N_1$ и на конической части оболочки $s_{2,m} < s < s_{3,m}$, $m = 1, 2, \dots, N_2$ уравнение теплопроводности имеет вид

$$c_{p5}(T_{2,4})\rho_5 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial t} = \Delta^{(k)}T_{2,4}, \quad k = 1, 2; \quad (19)$$

при $L_4 < n_1 < L_5$ для воздушной прослойки между ЭГЭ в нижней конструкционной части коллектора на полусферическом затуплении тела $s_{3,m} < s < s_{4,m}$, $m = 1, \dots, N_1$ и на конической части оболочки $s_{3,m} < s < s_{4,m}$, $m = 1, 2, \dots, N_2 - 1$ имеем

$$c_p(T)\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \Delta^{(k)}T, \quad k = 1, 2; \quad \rho = PM/(RT). \quad (20)$$

Для остальных слоев оболочки конструкции коллектора при $L_5 < n_1 < L_8$, $0 < s < s_k$ уравнения теплопроводности следующие:

$$c_{pj}(T_{2,j})\rho_j \frac{\partial T_{2,j}}{\partial t} = \Delta^{(k)}T_{2,j}, \quad k = 1, 2; \quad j = 5-7;$$

$$r_1 = (R_N - n_1) \sin(\bar{s}), \quad H_1 = \frac{R_N - n_1}{R_N}, \quad \bar{s} = \frac{s}{R_N}, \quad (21)$$

$$r_2 = (R_N - n_1) \cos \theta + (s - s_A) \sin \theta,$$

где u, v, w – компоненты линейной скорости в ПС в естественной системе координат (s, n, η) ; ρ – плотность газовой среды; P – давление; μ – динамическая вязкость; h – энтальпия; Γ – коэффициент перемежаемости; γ_{ef} – эффективное значение адиабаты; $r_w, r_i, i = 1, 2$; H_1 – коэффициенты Ламе; T – температура; t – время; $c_{pj}, \lambda_j, \rho_j, j = 1-7$ – коэффициенты удельной теплоемкости, теплопроводности и плотности слоев конструкций ТЭТЗ; M – молекулярная масса газа; R – универсальная газовая постоянная; θ – угол конусности; β – угол атаки; n_1 – нормаль к поверхности, направлена в глубь оболочки; $G_i^{(j)}, i, j = 1, 2$ – источники тепловыделения, приведенные в [10]; Pr – число Прандтля.

Индексы: $T, 0$ отвечают характеристикам турбулентного переноса и начальным условиям; 1, 2 нижние – параметрам эмиттера и коллектора; (1), (2) верхние – сферической и конической части тела; Σ – суммарная величина; ef – эффективное значение; e – значение на внешней границе ПС; черта вверху – безразмерная величина; w – поверхность обтекаемого тела.

Начальные условия:

$$T_1|_{l=0} = T|_{l=0} = T_2|_{l=0} = T_0. \quad (22)$$

Граничные условия в газовой фазе записываются следующим образом:

на внешней границе пограничного слоя при $n \rightarrow \infty$

$$u \rightarrow u_e(s, \eta), \quad w \rightarrow w_e(s, \eta), \quad h \rightarrow h_e(s, \eta), \quad (23)$$

где u_e, w_e, h_e и P_e в (9) определяются из решения системы уравнений Эйлера [22];

на поверхности обтекаемого тела при $n = 0$

$$\begin{aligned} u(s, \eta) = 0, \quad w = 0, \quad v = 0 \\ (0 < s < s_k, \quad 0 \leq \eta < 2\pi). \end{aligned} \quad (24)$$

При $0 \leq \eta < 2\pi$ на обтекаемой внешней поверхности оболочки OAB имеют место условия [3, 6]

$$\begin{aligned} \frac{\mu}{Pr} \left(\frac{\partial h}{\partial n} \right) \Big|_w - \varepsilon_1 \sigma T_{1,w}^4 = -\lambda_1 \left(\frac{\partial T_{1,1}}{\partial n_1} \right) \Big|_w, \quad 0 < s < s_k, \\ n = n_1 = 0. \end{aligned} \quad (25)$$

На линиях сопряжения $n_1 = L_j, j = 1, 2$ и $n_1 = L_i, i = 5-7$ в области 1 и 2 на рис. 1 выставляются условия идеального контакта и равенства температур

$$\begin{aligned} \lambda_i \frac{\partial T_{1,i}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_i-0} &= \lambda_{i+1} \frac{\partial T_{1,i+1}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_i+0}, \quad i = 1, 2; \\ \lambda_{i-1} \frac{\partial T_{2,i-1}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_i-0} &= \lambda_i \frac{\partial T_{2,i}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_i+0}, \quad i = 5-7; \\ T_{1,i} \Big|_{n_1=L_i-0} &= T_{1,i+1} \Big|_{n_1=L_i+0}, \quad i = 1, 2; \\ T_{2,i-1} \Big|_{n_1=L_i-0} &= T_{2,i} \Big|_{n_1=L_i+0}, \quad i = 5-7. \end{aligned} \quad (26)$$

Для воздушных областей Q на сферической и конической частях тела при $n_1 = L_3$ и $n_1 = L_4$ выписываются граничные условия третьего рода

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_j} = \Delta_j (T_{L_j} - T_{j*}), \quad j = 3, 4. \quad (27)$$

На поверхности слоя 3 ($n_1 = L_3$) для ЭГЭ на конической части при $s_{1,i} < s < s_{2,i}, i = 1, 2, \dots, N_2$ и на сферической части при $s_{1,i} < s < s_{2,i}, i = 1, \dots, N_1$, согласно первой формуле (1), имеем

$$q_{L_3} = -\lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_3}. \quad (28)$$

На поверхности слоя 3 ($n_1 = L_3$) в МЭЗ на конической части при $s_{2,i} \leq s \leq s_{3,i}, i = 1, 2, \dots, N_2$ и на сферической части при $s_{2,i} \leq s \leq s_{3,i}, i = 1, \dots, N_1$ выставляются граничные условия третьего рода и учитывается отвод тепла от излучения поверхности вольфрама

$$-\lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_3} = \Delta_1 (T_{1,3} \Big|_{n_1=L_3} - T_{1*}) - \varepsilon_2 \sigma T_{1,3}^4 \Big|_{n_1=L_3}. \quad (29)$$

На внешней поверхности слоя 4 ($n_1 = L_4$) на конической части при $s_{1,i} \leq s \leq s_{2,i}, i = 1, 2, \dots, N_2$ и на сферической части при $s_{1,i} \leq s \leq s_{2,i}, i = 1, \dots, N_1$ из второй формулы (1) имеем

$$q_{L_4} = -\lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_4}. \quad (30)$$

На внешней поверхности слоя 4 ($n_1 = L_4$) в МЭЗ на конической части при $s_{0,i} \leq s \leq s_{1,i}, i = 1, 2, \dots, N_2$, $s_{0,1} = s_A$ и на сферической части при $s_{0,i} \leq s \leq s_{1,i}, i = 1, \dots, N_1, s_{0,1} = 0$ имеет место теплообмен по закону Ньютона

$$-\lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_4} = \Delta_2 (T_{2,4} \Big|_{n_1=L_4} - T_{2*}). \quad (31)$$

На внешней поверхности слоя 4 изолятора Al_2O_3 ($n_1 = L_4$) в МЭЗ на конической части при $s_{2,i} \leq s \leq s_{3,i}, i = 1, 2, \dots, N_2$ и на сферической части при $s_{2,i} \leq s \leq s_{3,i}, i = 1, \dots, N_1$ определяется граничное условие третьего рода

$$-\lambda_5 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_4} = \Delta_2 (T_{2,4} \Big|_{n_1=L_4} - T_{2*}). \quad (32)$$

На поверхности слоя 7 EDC (рис. 1а) при $n_1 = L_8$ на сферической и конической частях тела выставляется условие теплообмена по закону Ньютона

$$-\lambda_7 \frac{\partial T_{2,7}}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L_8} = \delta (T_{2,7} \Big|_{n_1=L_8} - T_0). \quad (33)$$

На линиях сопряжения на сфере OE (рис. 1а), $s = s_{1,i}$ (слои 2, 3), $s = s_{3,i}$ (слои 4, 5) для $i = 1, \dots, N_1$ ЭГЭ и на конической части AD , $s = s_{1,i}$ (слои 2, 3), $s = s_{3,i}$ (слои 4, 5) для $i = 1, 2, \dots, N_2$ ЭГЭ выписываются условия идеального контакта и равенства температур.

Условия сопряжения для всех слоев конструкции на сферической части тела при $s = 0$

$$\begin{aligned} \lambda_i \frac{\partial T_{j,i}}{\partial s} \Big|_{s=s_{0,1}-0} &= \lambda_i \frac{\partial T_{j,i}}{\partial s} \Big|_{s=s_{0,1}+0}, \quad s_{0,1} = 0; \\ T_{j,i} \Big|_{s=s_{0,1}-0} &= T_{j,i} \Big|_{s=s_{0,1}+0}, \quad j = 1, \quad i = 1-3; \\ & \quad j = 2, \quad i = 4-7. \end{aligned} \quad (34)$$

Условия сопряжения выставляются в третьем слое $L_2 < n_1 < L_3$ между ZrC и W при $s = s_{1,m}$, $m = 1, \dots, N_1$; между воздушной прослойкой и ZrC при $s = s_{4,m}$, $m = 1, 2$; между воздушной прослойкой и W при $s = s_{3,m}$, $m = 1, \dots, N_1$; а также в четвертом слое $L_4 < n_1 < L_5$ между Mo и Al₂O₃ при $s = s_{2,m}$, $m = 1, \dots, N_1$; между Al₂O₃ и воздушной прослойкой при $s = s_{3,m}$, $m = 1, \dots, N_1$; между воздушной прослойкой и Mo при $s = s_{4,m}$, $m = 1, 2$.

Аналогично на конической части выписываются соотношения

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial s} \Big|_{s=s_A-0} = \lambda_i \frac{\partial T_{j,i}}{\partial s} \Big|_{s=s_A+0}, \quad T \Big|_{s=s_A-0} = T_{j,i} \Big|_{s=s_A+0}, \quad (35)$$

$$j = 1, \quad i = 1-3; \quad j = 2, \quad i = 4-7.$$

Условия сопряжения выставляются в третьем слое $L_2 < n_1 < L_3$ между ZrC и W при $s = s_{1,m}$, $i = 1, 2, \dots, N_2$; между воздушной прослойкой и ZrC при $s = s_{4,m}$, $i = 1, 2, \dots, N_2 - 1$; между воздушной прослойкой и W при $s = s_{3,m}$, $i = 1, 2, \dots, N_2$; а также в четвертом слое $L_4 < n_1 < L_5$ между Mo и Al₂O₃ при $s = s_{2,m}$, $i = 1, 2, \dots, N_2$; между Al₂O₃ и воздушной прослойкой при $s = s_{3,m}$, $i = 1, 2, \dots, N_2$; между воздушной прослойкой и Mo при $s = s_{4,m} = 1, 2, \dots, N_2 - 1$.

На боковой поверхности конуса BC (рис. 1а) при $s = s_k$ используется условие тепловой изоляции

$$\frac{\partial T_{j,i}}{\partial s} \Big|_{s=s_k} = 0, \quad j = 1, \quad i = 1-3; \quad j = 2, \quad i = 4-7. \quad (36)$$

Условия периодичности имеют вид

$$T_{j,i}(t, n_1, s, \eta) = T_{j,i}(t, n_1, s, \eta + 2\pi), \quad j = 1, \quad i = 1-3; \quad (37)$$

$$j = 2, \quad i = 4-7; \quad T(t, n_1, s, \eta) = T(t, n_1, s, \eta + 2\pi),$$

где $T_{j,i}$, $j = 1-4$ – характерные температуры среды в МЭЗ; Δ_i , $i = 1-4$ – коэффициенты теплоотдачи составной конструкции со средой МЭЗ вблизи торцов эмиттера и коллектора при $s = s_{i,0}$, $s = s_{3,i}$, $s_{1,0} = s_A$, $i = 1, 2, \dots, N_2 - 1$ на конусе и $s = s_{i,0}$, $s = s_{3,i}$, $s_{1,0} = 0$, $i = 1, \dots, N_1$ на сфере; δ – коэффициент теплоотдачи подложки составной конструкции с внешней средой при $n_1 = L_8$.

МЕТОД РАСЧЕТА И ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Система уравнений (5)–(8), (14)–(21) с начальными и граничными условиями (22)–(37) решалась с помощью численных методов. Система уравнений пространственного пограничного слоя рассматривалась в переменных типа Дороницына с учетом ламинарной, переходной и турбулентной областей течения. Для описания тур-

булентного течения применялась трехслойная модель турбулентного пограничного слоя [23, 24]. Эта алгебраическая модель учитывает наличие ламинарного вязкого подслоя, внутренней области турбулентного ядра, которая описывается формулой Ван-Драйста–Себечи [24], и внешней области, в которой используется формула Сполдинга [23]. Точка турбулентного перехода и коэффициент перемежаемости определялись согласно теории турбулентных пятен Эммонса [25]. При численном интегрировании принималось, что $Pr_T = 1$. Для уравнений ПС с помощью итерационно-интерполяционного метода [26] были получены комбинированные разностные схемы, обеспечивающие сращивание искомым характеристик на границе ламинарного подслоя и турбулентного ядра и учитывающие характер изменения μ_T поперек ПС. Тестирование описанной модели ПС проводилось сравнением с экспериментальными результатами [27, 28] и показало ее хорошую работоспособность.

Численное решение трехмерных уравнений (14)–(21) проводилось методом расщепления [29]. Использована неявная, абсолютно устойчивая, монотонная разностная схема с суммарной погрешностью аппроксимации $O(\tau + H_{n_1}^2 + H_s^2 + H_\eta^2)$, где H_{n_1} , H_s , H_η – шаги по пространству вдоль координат n_1 , s , η соответственно; τ – шаг по времени. Для проверки программы численного расчета в теле использовалась последовательность сгущающихся сеток по пространству $h_1 = h_{n_1} = 10^{-3}$ м, $h_2 = h_{s1} = 0.925 \times 10^{-2}$ (на сфере), $h_3 = h_{s2} = 10^{-2}$ (на конусе), $h_4 = h_\eta = 0.087$ и бралось $H_{1,i} = 2h_i$, $H_{2,i} = h_i$, $H_{3,i} = h_i/2$, $H_{4,i} = h_i/4$, $i = 1-4$. Температура каркаса фиксировалась по глубине тела в различные моменты времени. Во всех вариантах задача решалась с переменным шагом по времени, который выбирался из условия заданной точности, одинаковой для всех шагов по пространству. Различие относительной погрешности по температуре падало и к моменту времени $t = t_z$ составляло $\Delta_1 = 11.4\%$, $\Delta_2 = 6.2\%$, $\Delta_3 = 3.1\%$; t_z – время окончания теплового воздействия. Ниже результаты расчета получены для шагов по пространству $H_{3,i} = h_i/2$, $i = 1-4$.

Расчеты обтекания конуса, затупленного по сфере, с углом полураствора $\theta = 15^\circ$ потоком химически равновесного воздуха при углах атаки $\beta = 0^\circ$ и 10° проводились для условий [22], которые соответствуют высоте полета ВЛА $H_\infty = 2.3 \times 10^4$ м, скорости тела $V_\infty = 3000$ м/с, $R_N = 0.1$ м, $h_{e0} = 4.72 \times 10^6$ Дж/кг. В воздушных областях Q для ЭГЭ давление P задавалось равным 1 атм. Расстояния слоев оболочки вглубь по n_1 (излуча-

тельная способность эмиттера, коллектора), их толщины, плотности, а также некоторые входные данные в уравнениях (1)–(4), (14)–(21), (25)–(33) приведены в таблице [10]. Тепловой поток из газовой фазы $q_w = (\mu/Pr)(dh/dn)|_w$ отвечает первому слагаемому в левой части формулы (25).

Коэффициент теплопроводности паров цезия в (4) принимался равным $\lambda_{Cs} = 1.65 \times 10^{-4} \sqrt{T}$ Вт/(м К) [10, 11]. Теплофизические характеристики материалов слоев 2–4 (рис. 1б) взяты из [30, 31], для слоя 6 (воздух или гелий) даны в [31, 32]. Приводимые ниже результаты получены при $T_0 = 293$ К.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ И ИХ АНАЛИЗ

На рис. 2 представлены зависимости внешней температуры поверхности оболочки от продольной координаты \bar{s} при учете эффекта термоэлектронного охлаждения (ТЭО). Кривые 1 и 2 на рис. 2 соответствуют плоскости симметрии течения и моментам времени t : 1 – 10 с, 2 – 15 с. Сплошные кривые отвечают внешней температуре поверхности тела, а штрихпунктирные – конвективному тепловому потоку из газовой фазы q_w в случае обтекания ВЛА под углом атаки $\beta = 10^\circ$. Штриховые кривые соответствуют внешней температуре поверхности тела, а штрихпунктирные с двумя точками – конвективному тепловому потоку из газовой фазы при обтекании под углом атаки $\beta = 0$. Как видно из рис. 2, в сечении $\bar{s} = \pm 2$ максимальный перепад температур может достигать 400–450 К (ср. сплошные и штриховые кривые) в процессе аэродинамического нагрева. Последнее связано с перетеканием тепла с наветренной на подветренную сторону тела при наличии угла атаки.

На рис. 3 представлены зависимости от продольной координаты $\bar{s} = s/R_N$ внешней температуры поверхности тела $T_{1,w}$ с учетом ТЭО (сплошные кривые) и с его отсутствием (штриховые кривые) и теплового потока из газовой фазы q_w (штрихпунктирные кривые), когда в оболочке ТЭТЗ присутствует ЭГЭ в плоскости симметрии течения на наветренной и подветренной сторонах. Кривые 1–4 отвечают моментам времени: 1 – 10 с, 2 – 20, 3 – 30, 4 – $t = t_z$ ($t_z = 60$ с соответствует стационарному режиму нагрева тела) и получены для опорного режима прогрева работы ЭГЭ, когда в слое 6 составной оболочки (рис. 1в) в качестве теплоносителя используется воздух. На рис. 3 координатная линия $\bar{s} = s/R_N < 0, \eta = \pi$, начиная от точки торможения, принадлежит наветренной плоскости, остальная ее часть принадлежит подветренной плоскости. Координаты $\bar{s} \approx -1.3$ и 1.3 соответствуют точкам сопряжения сферической и конической частей тела. Можно отметить, что в

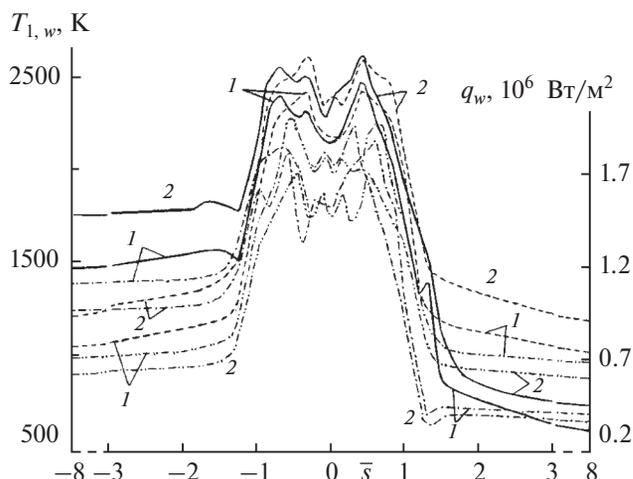


Рис. 2. Зависимости внешней температуры поверхности оболочки и конвективного теплового потока из газовой фазы в плоскости симметрии течения от продольной координаты при наличии ТЭО в различные моменты времени; сплошные и штрихпунктирные кривые – присутствие прогрева тела по окружающей координате, штриховые и штрихпунктир с двумя точками – осесимметричный вариант при нулевом угле атаки.

выделенные моменты теплового процесса наблюдается корреляция между распределением теплового потока и температурой внешней поверхности тела в областях, где реализуется турбулентный режим течения внешнего воздушного потока. В этих областях, которым соответствуют максимальные уровни аэродинамического нагрева, реализуются максимумы температуры внешней по-

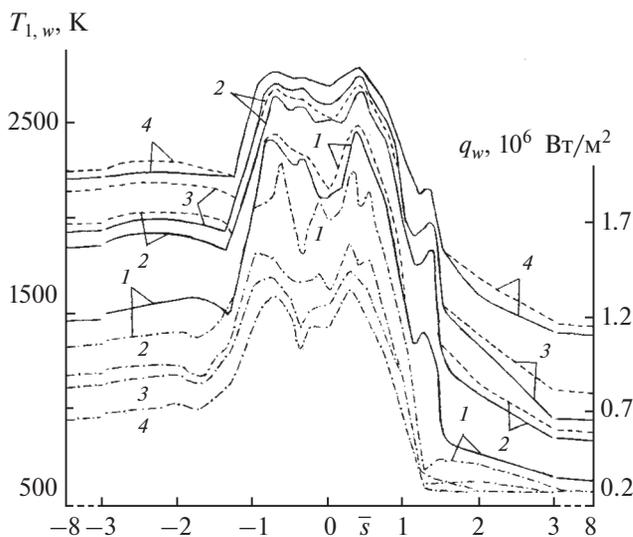


Рис. 3. Зависимость внешней температуры поверхности тела и теплового потока из газовой фазы (штрихпунктир) на наветренной и подветренной сторонах от продольной координаты в различные моменты времени: сплошные кривые – наличие ТЭО, штриховые – его отсутствие.

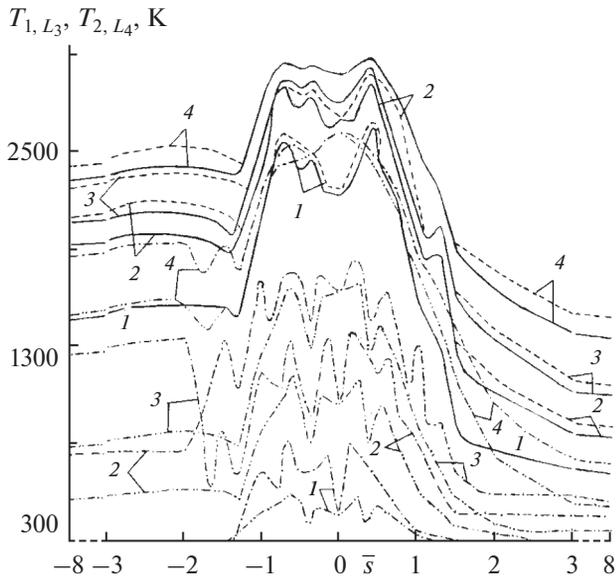


Рис. 4. Зависимость температуры поверхности эмиттера и коллектора от продольной координаты в те же моменты времени, что на рис. 3: для эмиттера сплошные кривые – наличие ТЭО, штриховые – его отсутствие; для коллектора штрихпунктир – присутствие ТЭО, штрихпунктир с двумя точками – его отсутствие.

верхности ВЛА. Эти области располагаются над вторым ЭГЭ на сферической части. В случае учета ТЭО достигаемые температурные уровни ниже, чем в случае, когда ТЭО не учитывается. В областях вниз по течению над ЭГЭ на конической части уровни теплового потока к поверхности тела снижаются. Эта ситуация качественно не меняется, хотя различия между достигаемыми значениями температуры при учете и не учете ТЭО увеличиваются. Наличие ТЭО снижает максимальную температуру поверхности оболочки $T_{1,w}$ на 116–151 К на конической части тела (кривые 3, 4) и на 50–150 К на сферической части тела (кривая 1). На подветренной стороне конической части тела эффект учета ТЭО больше, чем на наветренной стороне.

На рис. 4 приведены распределения температуры эмиттера T_{1,L_3} (сплошные кривые) и коллектора T_{2,L_4} (штрихпунктир) при учете работы ТЭО. Штриховые и штрихпунктирные с двумя точками кривые отвечают эмиттеру и коллектору соответственно для случая отсутствия ТЭО в плоскости симметрии течения на наветренной и подветренной сторонах по продольной координате $\bar{s} = s/R_N$ в те же самые моменты времени, что и на рис. 3. Как видно из рис. 4, наличие ТЭО снижает максимальную температуру эмиттера (кривые 2–4) в некоторые моменты нагрева тела на 152–203 К на конической части и до 100 К на сферической части тела.

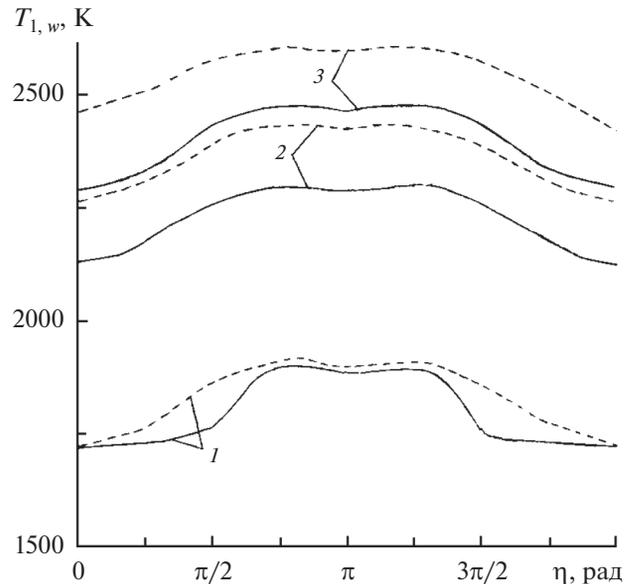


Рис. 5. Зависимости внешней температуры поверхности второго ЭГЭ при $s = S_*$ полусферического затупления от окружной координаты в те же моменты времени, что на рис. 3: сплошные кривые – наличие ТЭО, штриховые – отсутствие.

На рис. 5 представлены внешние температуры поверхности тела второго элемента ЭГЭ при $s = S_* = s_A/2$ на сферическом затуплении в моменты времени: 1 – 5 с, 2 – 10, 3 – 15 в зависимости от окружной координаты η .

На рис. 6 показаны распределения по окружной координате η внешней температуры поверх-

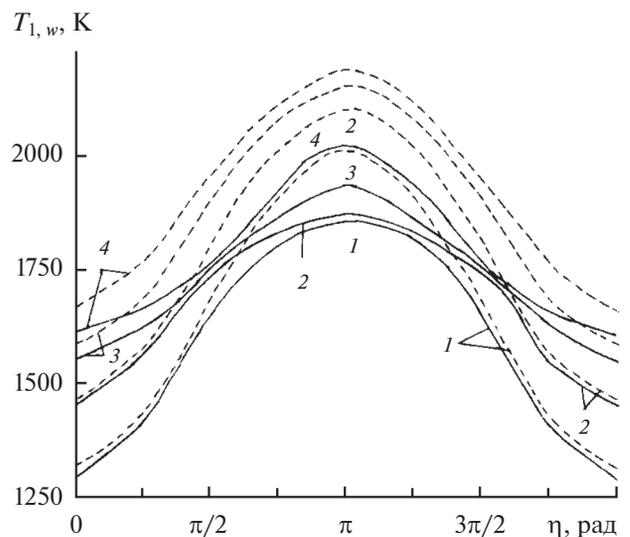


Рис. 6. Зависимости внешней температуры поверхности первого ЭГЭ при $s = s_*$ на конической части оболочки от окружной координаты в те же моменты времени, что на рис. 3.

ности первого элемента ЭГЭ на конической части тела при $s_* = (s_3 + s_4)/2$ (см. рис. 1в) в моменты времени: 1 – 20 с, 2 – 25, 3 – 30, 4 – 35. Сплошные кривые отвечают режиму, когда происходит ТЭО, штриховые кривые – его отсутствию. Как видно из рисунков для $\eta = 0$ (рис. 5) и $\eta = \pi$ (рис. 6), при наличии ТЭО максимальный перепад температур может достигать 217–232 К в процессе аэродинамического нагрева тела. Из анализа рис. 4–6 следует, что эффект ТЭО на конической части оболочки становится заметным при достижении температуры эмиттера выше 1600 К.

На рис. 7 даны распределения плотности эмиссионного тока J (штриховые кривые) и силы тока I_1 (сплошные кривые), протекающего по эмиттеру в слое 3 второго ЭГЭ на сферической части при $s = S_*$, а на рис. 8 – для первого ЭГЭ конической части ($s = s_*$) по окружной координате η . Обозначения на рис. 7, 8 соответствуют рис. 5, 6. Из сравнения рис. 5–8 видно, что наибольший эффект охлаждения эмиттера в процессе прогрева отвечает максимальным значениям I_1 для $t = 10$ с на сферической части (рис. 7 при $\eta = 0$) и $t = 25$ с на конической части (рис. 8 при $\eta = \pi$).

Снижение температуры внешней поверхности тела при учете ТЭО обусловлено дополнительным переносом тепла через межэлектродный зазор ($L_3 \leq n_1 \leq L_4$ на рис. 1в). В этом случае температура коллектора (слой 4) становится выше, а температура эмиттера (слой 3) ниже (рис. 4), чем при не учете ТЭО. При не учете ТЭО в МЭЗ происходит незначительный перенос тепла, связанный с разницей излучений с внешних поверхностей эмиттера и коллектора. Вследствие этого тепло, поступающее от аэродинамического нагрева, в основном аккумулируется в трех верхних слоях. При включении ТЭП через МЭЗ посредством электронной эмиссии осуществляется дополнительный перенос тепла от эмиттера к коллектору и в глубь ТЭП. Аккумуляция тепла происходит в большем объеме ТЭП. За счет этого температура внешней поверхности тела снижается более, чем на 150–200 К на некоторых интервалах процесса аэродинамического нагрева. В целом ТЭП позволяет таким образом управлять тепловыми режимами и вырабатывать некоторое количество электрической энергии.

С практической точки зрения представляет интерес температура внутренней стенки T_{2,L_8} конструкции для коллектора. На рис. 9, 10 сплошные кривые отвечают распределению температуры при $\eta = 0$ по координате n_1 второго ЭГЭ на сферической части при $s = S_*$ (рис. 9) и первого ЭГЭ на конической части тела в сечении $s = s_*$ (рис. 10)

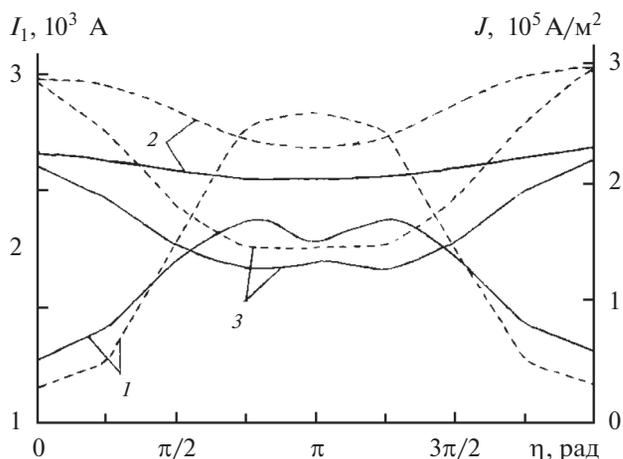


Рис. 7. Распределения плотности эмиссионного тока J (штриховые кривые) и силы тока I_1 (сплошные кривые), текущего по эмиттеру в слое 3 второго ЭГЭ при $s = S_*$ полусферического затупления по окружной координате.

соответственно в моменты времени, указанные на рис. 3. При этом в слое 6 составной оболочки в качестве теплоносителя используется воздух. Оказалось, что температура внутренней стенки подложки увеличилась незначительно в момент $t = t_z$ до $T_{2,L_8} = 306$ К второго элемента на сферической части при $s = S_*$ и до $T_{2,L_8} = 299$ К – первого элемента на конической части тела при $s = s_*$.

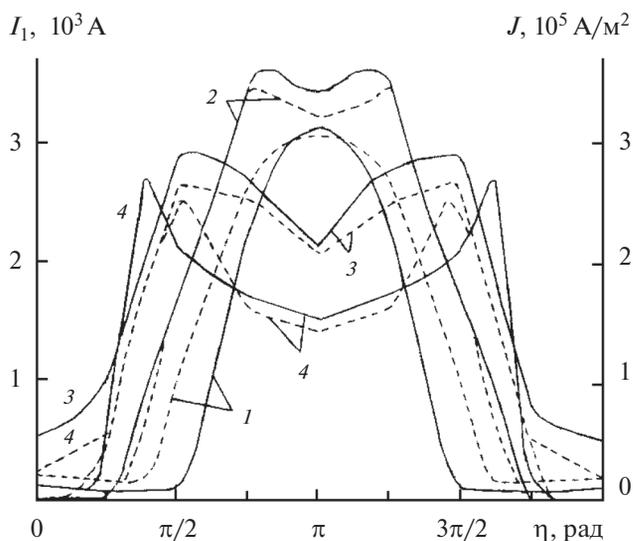


Рис. 8. Распределения плотности эмиссионного тока J (штриховые кривые) и силы тока I_1 (сплошные кривые), текущего по эмиттеру в слое 3 первого элемента ЭГЭ при $s = s_*$ конической части оболочки по окружной координате.

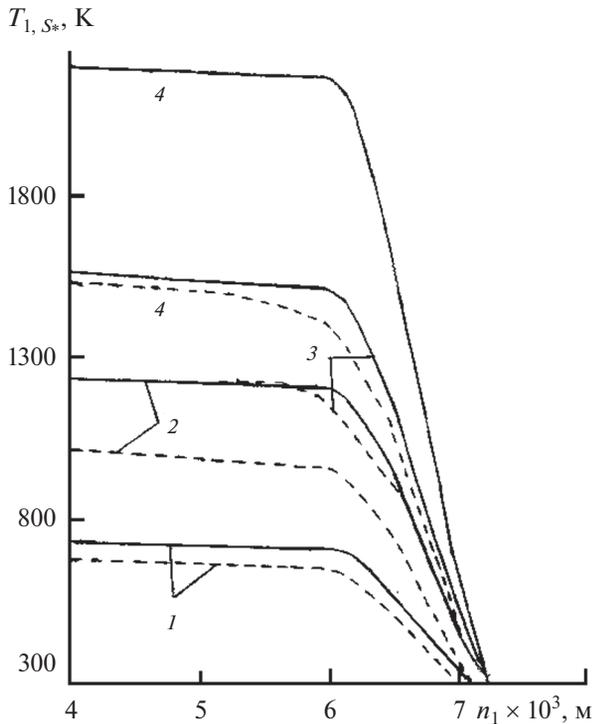


Рис. 9. Распределение температуры коллектора на глубине n_1 в сечении $\eta = 0$ второго элемента ЭГЭ при $s = S_*$ полусферического затупления в те же моменты времени, что на рис. 3: сплошные кривые – воздух (теплоноситель) в шестом слое оболочки, штриховые – гелий.

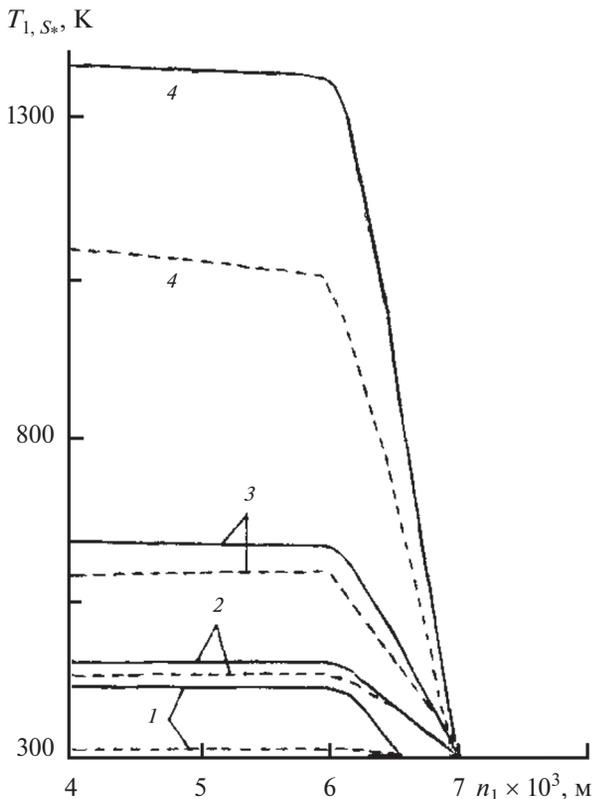


Рис. 10. Распределение температуры коллектора на глубине n_1 в сечении $\eta = 0$ первого элемента ЭГЭ при $s = s_*$ конической части оболочки: обозначения – как на рис. 9.

Если в качестве теплоносителя в слое b использовать гелий, теплофизические характеристики которого известны [31], то максимальная температура поверхности коллектора при $\eta = 0$, $t = t_z$ на сферической части при $s = S_*$ не превышает 1518 К (рис. 9, штриховые кривые), а на конической части тела в сечении $s = s_*$ – 1097 К (рис. 10, штриховые кривые). В случае использования воздуха температуры составили 2400 и 1490 К для сферической и конической частей соответственно. Этот эффект объясняется более высокой теплоемкостью гелия по сравнению с воздухом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана и исследована математическая модель системы термоэмиссионной тепловой защиты при высокотемпературном обтекании составного тела. Сопряженная постановка задачи позволила учесть влияние неізотермичности стенки оболочки на характеристики теплообмена в пограничном слое. Получены оценки снижения температуры внешней поверхности оболочки ВЛА и температуры поверхности эмиттера в результате тепловой эмиссии электронов с его поверхности. Обнаружено влияние разных теплоносителей на режимы теплообмена в многослойной оболочке. Результаты численных расчетов качественно согласуются с известными данными [7–11]. Многоэлементная компоновка ТЭТЗ позволяет обеспечить тепловую защиту оболочки ВЛА и создать некоторое количество электрической энергии за счет термоэмиссионного эффекта. Получаемую таким образом электрическую энергию можно расходовать, например, на обеспечение перспективных систем электромагнитного взаимодействия с набегающим потоком. К таким системам относятся электромагнитные системы управления лобовым сопротивлением и подъемной силой, системы поддержания рабочих процессов в энергодвигательных установках.

Статья подготовлена при поддержке фонда Д.И. Менделеева (грант № 8.2.15.2018).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.
2. Никитин П.В. Тепловая защита. М.: МАИ, 2006. 512 с.
3. Гришин А.М., Голованов А.Н., Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С. Математическое и физическое моделирование тепловой защиты. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 2011. 358 с.
4. Горский В.В. Теоретические основы расчета абляционной тепловой защиты. М.: Научный мир, 2015. 688 с.
5. Yakimov A.S. Thermal Protection Modeling of Hypersonic Flying Apparatus. Switzerland: Springer, 2018. 114 p.

6. *Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С.* Расчет характеристик сопряженного теплообмена при пространственном обтекании затупленного тела с использованием системы комбинированной тепловой защиты // ТВТ. 2011. Т. 49. № 1. С. 81.
7. *Керножицкий В.А., Колычев А.В., Охочинский Д.М.* Термоэмиссионный способ защиты частей летательного аппарата при их аэродинамическом нагреве. А.с. № 2009140802/11 РФ // Б.И. 2010. № 32. 7 с.
8. *Керножицкий В.А., Колычев А.В., Макаренко А.В.* Разработка методики расчета многоэлементной термоэмиссионной тепловой защиты гиперзвуковых летательных аппаратов // Электр. журн. "Труды МАИ". 2014. № 75. С. 1.
9. *Зимин В.П., Ефимов К.Н., Колычев А.В., Керножицкий В.А., Овчинников В.А., Якимов А.С.* Моделирование активной термоэмиссионной тепловой защиты при конвективном нагреве составной оболочки // Космическая техника и технологии. 2019. № 1(24). С. 23.
10. *Зимин В.П., Ефимов К.Н., Овчинников В.А., Якимов А.С.* Численное моделирование активной термоэмиссионной тепловой защиты при высокосубзвуковом обтекании многослойной оболочки // ТВТ. 2019. Т. 57. № 6. С. 898.
11. *Ушаков Б.А., Никитин В.Д., Емельянов И.Я.* Основы термоэмиссионного преобразования энергии. М.: Атомиздат, 1974. 288 с.
12. *Синявский В.В.* Методы и средства экспериментальных исследований и реакторных испытаний термоэмиссионных электрогенерирующих сборок. М.: Энергоатомиздат, 2000. 375 с.
13. *Квасников Л.А., Кайбышев В.З., Каландаришвили А.Г.* Рабочие процессы в термоэмиссионных преобразователях ядерных энергетических установок. М.: МАИ, 2001. 208 с.
14. *Бровальский Ю.А., Рожкова Н.М., Синявский В.В. и др.* Обобщенный расчет вольт-амперных характеристик и полей температуры термоэмиссионных преобразователей на основе данных испытаний изотермического ТЭП // Термоэмиссионные преобразователи энергии. М.: ВНИИТ, 1969. С. 281.
15. *Коноплев А.А., Юдицкий В.Д., Пушина Л.И.* Эмпирический метод расчета вольт-амперных характеристик разрядного режима ТЭП // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 2. С. 314.
16. *Бабушкин Ю.В., Зимин В.П.* Методы расчета вольт-амперных характеристик термоэмиссионных электрогенерирующих сборок // Изв. Томск. политех. ун-та. 2006. Т. 309. № 2. С. 135.
17. *Бабушкин Ю.В., Зимин В.П., Хомяков Е.А.* Программное обеспечение и результаты моделирования термоэмиссионных систем // Изв. Томск. политех. ун-та. 2006. Т. 309. № 3. С. 53.
18. *Сергеев Д.Н., Титков А.С.* Адсорбирующие электроды. М.: Энергоиздат, 1982. 128 с.
19. *Пелецкий В.Е., Воскресенский В.Ю.* Теплофизические свойства тантала при температурах выше 1000°C // ТВТ. 1966. Т. 4. № 3. С. 336.
20. *Бодряков В.Ю.* Теплоемкость твердого тантала: самосогласованный расчет // ТВТ. 2013. Т. 51. № 2. С. 233.
21. *Гришин А.М., Фомин В.М.* Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред. Новосибирск: Наука; СО АН СССР, 1984. 319 с.
22. *Лунев В.В., Магомедов К.М., Павлов В.Г.* Гиперзвуковое обтекание притупленных конусов с учетом равновесных физико-химических превращений. М.: ВЦ АН СССР, 1968. 203 с.
23. *Патанкар С., Сполдинг Д.* Тепло- и массообмен в пограничных слоях. М.: Энергия, 1970. 127 с.
24. *Cebeci T.* Behavior of Turbulent Flow near a Porouswall with Pressure Gradient // AIAA J. 1970. V. 8. № 12. P. 48.
25. *Chen K.K., Thyson N.A.* Extension of Emmons Spot Theory to Flows on Blunt Bodies // AIAA J. 1971. V. 9. № 5. P. 821.
26. *Гришин А.М., Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Субботин А.Н., Якимов А.С.* Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 2004. 320 с.
27. *Widhopf G.F.* Turbulent Heat-Transfer Measurements on a Blunt Cone at Angle of Attack // AIAA J. 1971. V. 9. № 8. P. 1574.
28. *Widhopf G.F., Hall R.* Transitional and Turbulent Heat-Transfer Measurements on a Yawed Blunt Conical Nosedtip // AIAA J. 1972. V. 10. № 10. P. 1318.
29. *Самарский А.А.* Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. 552 с.
30. *Зиновьев В.Ф.* Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. Спр. М.: Металлургия, 1989. 383 с.
31. *Чиркин В.С.* Теплофизические свойства материалов ядерной техники. Спр. М.: Атомиздат, 1968. 484 с.
32. *Варафтик Н.Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: ФМГИ, 1963. 670 с.

УДК 532.529:534.2

ВОЛНОВАЯ ДИНАМИКА ГАЗОВЗВЕСЕЙ И ОТДЕЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ РЕЗОНАНСНЫХ КОЛЕБАНИЯХ

© 2021 г. Д. А. Губайдуллин^{1, *}, Р. Г. Зарипов¹, П. П. Осипов¹,
Л. А. Ткаченко^{1, **}, Л. Р. Шайдуллин¹

¹Институт механики и машиностроения – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН,
г. Казань, Россия

*E-mail: gubaidullin@imm.knc.ru

**E-mail: luda_tkachenko@inbox.ru

Поступил в редакцию 14.05.2020 г.

После доработки 01.10.2020 г.

Принят к публикации 14.10.2020 г.

Приводится обзор результатов экспериментальных и теоретических исследований по динамике газовзвесей и отдельных частиц в волновых полях резонаторов различной формы. Рассмотрены эффекты коагуляции и осаждения аэрозолей различной природы при акустическом и ударно-волновом воздействии, а также закономерности улавливания, фокусировки и разделения частиц в волновых полях. Обсуждаются основные силы, приводящие к дрейфу частиц в волновом поле, а также влияние акустических течений.

DOI: 10.31857/S0040364421030054

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение

1. Акустическая коагуляция и осаждение газовзвесей

1.1. Экспериментальные исследования коагуляции и осаждения газовзвесей при колебаниях в резонансных режимах

1.2. Экспериментальные исследования динамики одиночной частицы

1.3. Ультразвуковая коагуляция и осаждение аэрозолей

2. Моделирование дрейфа и фокусировки частиц в акустофлюидных устройствах

2.1. Механизмы взаимодействия и силы, действующие на частицу в волновом поле

2.2. Дрейф и фокусировка частиц в акустофлюидных устройствах

2.3. Особенности моделирования фокусировки частиц с учетом акустических течений

Заключение

Список литературы

ВВЕДЕНИЕ

Газовзвеси, аэрозоли и туманы представляют собой дисперсные смеси, имеющие достаточно регулярную структуру и состоящие из двух фаз, одна из которых – жидкие капли или твердые частицы. Такие среды достаточно хорошо изучены, весьма широко встречаются в природе и часто яв-

ляются основными рабочими телами в технологических процессах. Исследование волновых процессов в таких средах является актуальной проблемой динамики многофазных сред, основы динамики которых, а также ряд приложений изложены в [1]. Колебательные процессы в двухфазных ограниченных средах подробно рассматриваются в [2, 3]. Немаловажно отметить, что воздействие нелинейных колебаний, особенно в резонансных режимах, на многофазные среды в трубах весьма разнообразно и вызывает не только всевозможные периодические движения, но и нелинейные эффекты (турбулизация потока, возникновение ударных волн, вторичных течений и акустотермических процессов, генерация высших гармоник, образование пульсирующей струи во внешнем волновом поле вблизи открытого конца, коагуляция и осаждение капель и частиц) [4], которые имеют определяющее влияние на динамику среды [5]. Таким образом, применение волновых технологий позволяет на принципиально новом уровне решать различные прикладные задачи. Одной из таких задач является очистка воздуха от взвешенных жидких или твердых частиц, образовавшихся при горении топлива, химическом взаимодействии газов, конденсации и осаждении паров (нефтяные дымы, туманы смол, пары воды и других жидкостей в теплотехнических установках, в частности, градирнях) или при измельчении твердых тел (размалывание, дробление, транспортировка), что часто рекомендуется в качестве отдельной или комплекс-

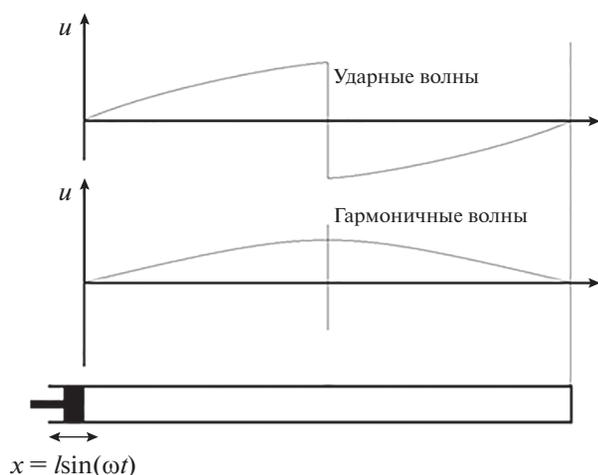


Рис. 1. Распределение скорости среды в закрытой трубе при возбуждении плоским поршнем.

ной меры по контролю охраны окружающей среды. Динамика распределения частиц аэрозоля важна в приложениях, связанных с масс-спектрометрией, с ультразвуковыми зондами и технологиями очистки.

Акустофлюидные устройства все чаще используются в биологии, медицине и экологии. Эти устройства позволяют повысить эффективность транспортировки частиц, улучшить разрешение измерений или нанести частицы точно на подложку [6, 7]. Таким образом, экспериментальные и теоретические исследования волновой динамики газовзвесей и отдельных частиц в волновых полях резонаторов различной формы имеют большую научную значимость как для решения фундаментальных проблем динамики многофазных сред, так и для практических приложений. Результаты таких исследований приведены в настоящем обзоре.

1. АКУСТИЧЕСКАЯ КОАГУЛЯЦИЯ И ОСАЖДЕНИЕ ГАЗОВЗВЕСЕЙ

Коагуляция либо агломерация мелких частиц или капель под воздействием волнового поля различной интенсивности – хорошо известное явление и подробно рассматривается в монографиях [8–17] и обзорах [18–24]. Следствием коагуляции является изменение распределения частиц по размерам при слипании и последующее их осаждение. Большинство результатов по указанным процессам получены, в основном, для газовзвесей в больших объемах в условиях интенсивного гармонического возбуждения их вдали от резонансных частот колебаний (в частности, в ультразвуковом режиме). Между тем, широко применяемыми в технике являются резонаторы различной формы, в которых при возбуждении среды вблизи резонансов возникают сильно нелиней-

ные волны давления вплоть до периодических ударных волн. Поэтому в отличие от указанных работ в данном обзоре основное внимание проявлено к резонансным или околорезонансным колебаниям газовзвесей в резонаторах различной формы, когда они сопровождаются различными нелинейными эффектами волновой динамики. Рассмотрен ряд новых работ по акустической коагуляции в высокочастотных (ультразвуковых) режимах, проанализированы закономерности дрейфа и фокусировки частиц в волновых полях.

1.1. Экспериментальные исследования коагуляции и осаждения газовзвесей при колебаниях в резонансных режимах. Экспериментальному изучению коагуляции и осаждению газовзвесей при колебаниях в резонансных режимах в трубах посвящены работы [25–40]. Простейшим возбудителем является плоский поршень, который совершает возвратно-поступательные движения вдоль трубы, вызывая образование в трубе в зависимости от условий гармонические или ударные волны (рис. 1). Гуляевым и Кузнецовым были проведены одни из первых экспериментов по коагуляции капель машинного масла и табачного дыма в режимах дорезонансных частот и первой собственной частоты 50 Гц [25]. Продольные колебания генерировались плоским поршнем с амплитудой 50 мм на одном из концов трубы. Диаметры капель и частиц составляли от 1 до 10 мкм. Было выяснено, что появление периодической ударной волны с перепадом давления 0.32 бар в резонансе приводит к ускоренной коагуляции и осаждению капель масла, в результате чего процесс заканчивается уже через несколько секунд. При этом даже слабые ударные волны обеспечивают более высокую скорость коагуляции и осаждения капель, чем синусоидальные колебания большой амплитуды, широко используемые в различных устройствах [8, 9, 11].

Темкин [26] экспериментально наблюдал укрупнение исходных капель олеиновой кислоты с диаметрами 1–10 мкм до диаметров 80 мкм. Шустер и др. [27] рассматривали агломерацию частиц дыма, полученного от сгорания палки ладана, в закрытой прозрачной трубе при первой собственной частоте 46.6 Гц и амплитуде колебаний поршня 22 мм. Изучалось изменение светопропускаемости дыма с частицами размерами менее 0.3 мкм со временем. Так же, как и в работе [25], периодические ударные волны с перепадом давления 0.3 бар ускоряли процесс агломерации частиц, в результате чего она заканчивалась через 30–50 с (рис. 2). Динамика низкоконцентрированного полидисперсного аэрозоля из частиц латекса с диаметром 0.3–10 мкм под действием резонансных колебаний газа исследована в [28]. Проводился замер концентрации аэрозоля лазерным счетчиком частиц до и после возбуждения колебаний. Найдено, что концентрация аэрозоля

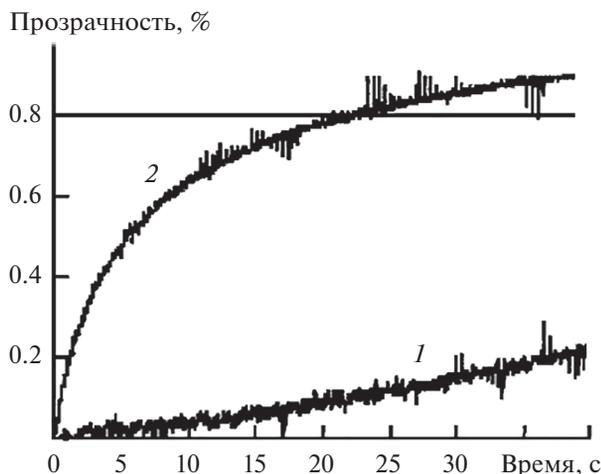


Рис. 2. Оптическая прозрачность в нижней части трубы как функция времени [27]: 1 – акустические волны, $f = 37.6$ Гц; 2 – ударные волны, $f = 43.3$ Гц.

экспоненциально уменьшается со временем. В работах [29, 30] изучалось взаимодействие капель воды при воздействии на них ударной волны, возбуждаемой в трубе. В [29] рассматривалось движение капель воды диаметром 87–775 мкм под действием ударных волн с амплитудой давления 0.0018–0.3 бар, получены траектории частиц различного размера. Эксперименты [30] проводились при больших числах Рейнольдса ($Re = 140$) для капель диаметром 270 мкм с применением единичного ударного возбуждения, создающего основные трудности при получении результатов, относящихся к акустической коагуляции. Наличие акустического поля также сильно влияет на

испарение капель воды, что интересно с точки зрения построения эффективных термоакустических устройств. Были проведены исследования в цилиндрическом акустическом резонаторе с помощью прямой визуализации на основе светорассеяния от капель воды и PIV (particle image velocimetry). Испарение капель аэрозоля наблюдалось между пучностями давления и скорости резонатора под действием стоячей акустической волны низкой частоты 110 Гц с различными значениями амплитуды акустического давления (АРА). Обнаружено, что применение акустического поля значительно увеличивает скорость испарения капель воды, демонстрируя линейную зависимость от применяемого АРА в диапазоне от 600 Па до 1720 Па [31]. Воздействие акустического поля на среду улучшает движение воздуха и капель, что приводит к усилению теплопередачи и способствует испарению [32]. Проведены экспериментальные работы по исследованию влияния частоты и звукового давления на акустическую коагуляцию и осаждение аэрозоля при резонансных режимах при частотах 204, 550, 650 и 749 Гц и уровнях звукового давления 140, 150, 155, 162 дБ в условиях окружающей среды и одинаковой начальной концентрации [33]. Показано, что влияние акустических волн на процесс усиливается при увеличении частоты и интенсивности. Результаты теоретических и экспериментальных исследований [33] подтвердили существование порога в уровне звукового давления (≥ 155 дБ), при котором быстро возрастает эффективность акустического осаждения и коагуляции (рис. 3).

Авторами [34–40] изучены нелинейные колебания мелкодисперсного аэрозоля DEHS с диа-

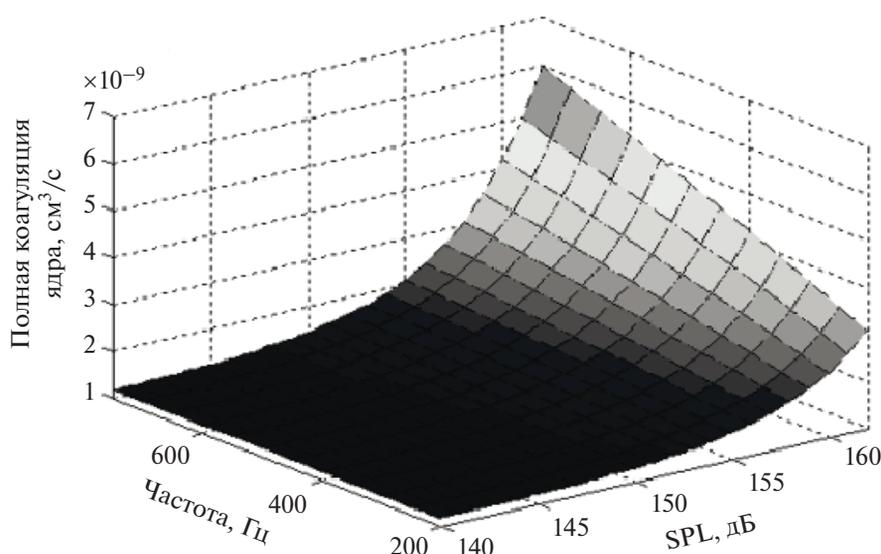


Рис. 3. Эволюция акустической коагуляции ядер (частица 1 – 0.3 мкм и частица 2 – 0.8 мкм) при частотах 204–749 Гц и уровне звукового давления 140–162 дБ [33].

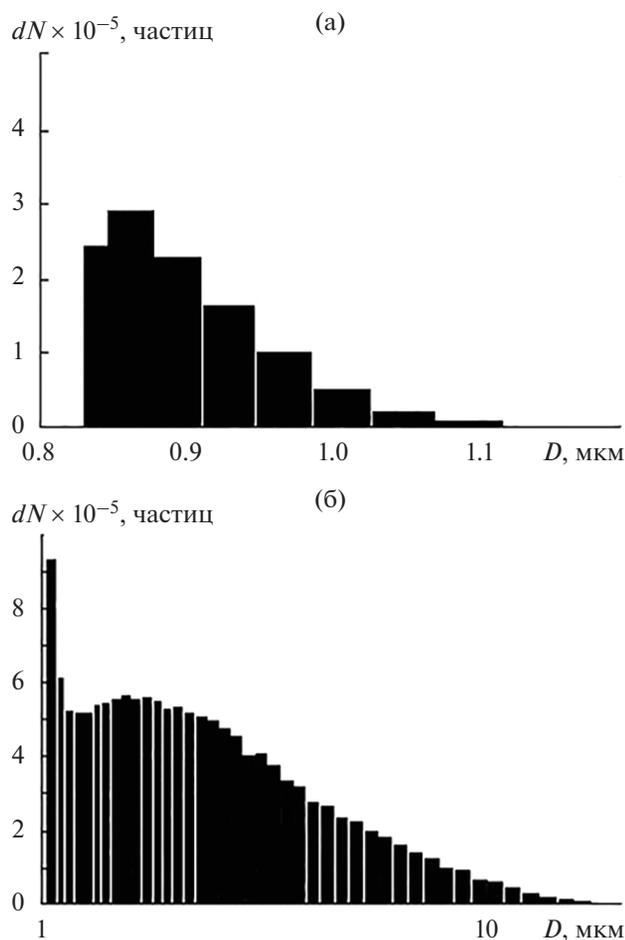


Рис. 4. Распределение капель аэрозоля (а) и частиц табачного дыма (б) по их геометрическому диаметру [36].

метром капель менее 1 мкм и полидисперсного аэрозоля (табачного дыма) в трубах при различных режимах колебаний. Результаты количественного распределения капель аэрозоля и табачного дыма по геометрическому диаметру для сравнения дисперсности сред с помощью лазерного спектрометра показаны на рис. 4. Видно, что аэрозоль DEHS обладает меньшей дисперсностью с диаметром капель преимущественно 0.863 мкм по сравнению с частицами продуктов сгорания в табачном дыме, диаметр частиц которого варьируется в пределах от 1 до 20 мкм. Экспериментально выявлены [34, 35] особенности процесса ускоренной коагуляции и осаждения аэрозоля в закрытой и открытой трубах длиной 0.886 м и диаметром 0.0393 м для частоты 48.7 Гц, которая является четвертью от фундаментальной частоты для закрытой трубы и половиной для открытой трубы. Продольные колебания аэрозоля создавались плоским поршнем с амплитудой 14 мм. Обнаружен немонотонный характер распределения интенсивности рассеянного света в

поперечном и продольном направлениях трубы. Обнаружен немонотонный характер распределения интенсивности рассеянного света в поперечном и продольном направлениях трубы. Показано, что колеблющийся аэрозоль имеет конечную глубину проникновения света от пассивного конца к поршню, при этом глубина в резонансе монотонно возрастает со временем.

По сравнению с закрытой трубой скорость изменения глубины проникновения в открытой трубе выше. Коагуляция и осаждение аэрозоля в закрытой и открытой трубах при колебаниях в диапазоне частот от 0 до 18 Гц, включающем субгармонический резонанс (резонансная частота вдвое меньше первой собственной), исследованы в [36]. Диаметр трубы составлял 0.048 м, длина изменялась в пределах от 2.7 до 6.7 м. Для возбуждения колебаний аэрозоля использовался типовой компрессор с амплитудой хода поршня $l = 0.043$ м и внутренним диаметром цилиндра 0.077 м. Цилиндр компрессора соединялся с трубой-резонатором через сужающийся конусный переходник высотой 0.22 м. Обнаружен немонотонный характер зависимости времени коагуляции и осаждения капель аэрозоля от частоты возбуждения с минимальным значением при резонансе (рис. 5).

При увеличении интенсивности колебаний, обусловленной уменьшением длины трубы, время коагуляции и осаждения падает. Экспериментально исследованы особенности ускоренной коагуляции и осаждения аэрозоля вблизи первой собственной частоты в безударно-волновом режиме [37], а также в режиме перехода к ударным волнам [38] при различных амплитудах смещения поршня. Безударно-волновой режим колебаний аэрозоля, когда пристеночные потери при значениях амплитуд порядка 0.01 бар становятся существенными, исследовался для закрытой, открытой и частично открытой труб длиной 1.06 м и диаметром 0.0365 м. Увеличение интенсивности колебаний, обусловленное увеличением амплитуды смещения поршня, приводит к уменьшению времени коагуляции и осаждения аэрозоля. Обнаружено, что в безударно-волновом режиме (при малых амплитудах смещения поршня до 2 мм) время коагуляции и осаждения аэрозоля в закрытой трубе в 2–4 раза, в частично открытой трубе в 5–10 раз, а в открытой трубе в 6–12 раз ниже, чем при естественном осаждении. В закрытой и открытой трубах при колебаниях в режиме перехода к ударным волнам при значениях амплитуд порядка 0.04 бар характер процесса осаждения аэрозоля сохраняется, но осаждение происходит более интенсивно: в закрытой трубе в 2.5–5 раз, а в открытой в 3–18 раз быстрее, чем при естественном осаждении капель. В работах [39, 40] представлены особенности осаждения табачного дыма в закрытой и открытой трубах при резонансных ко-

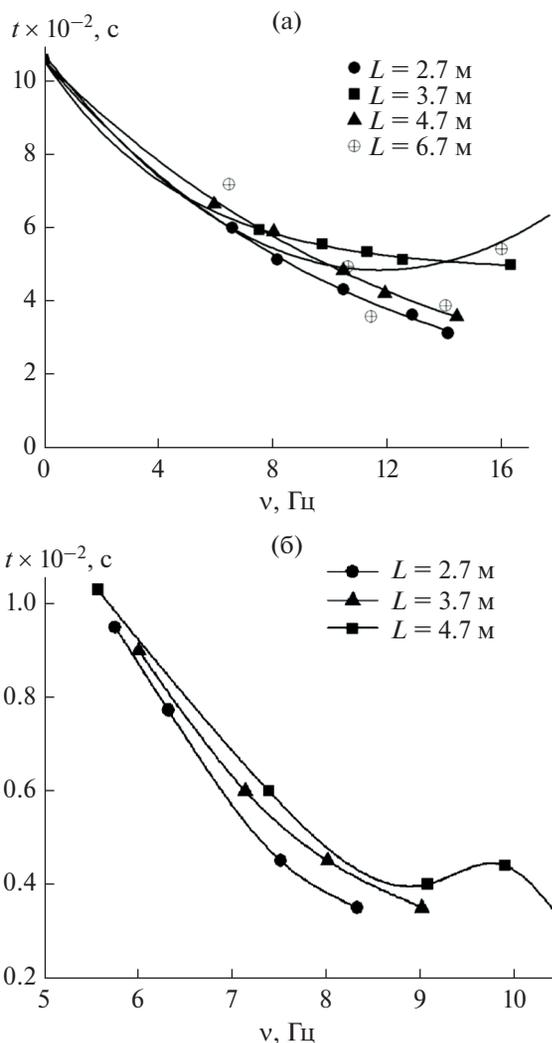


Рис. 5. Зависимость времени коагуляции и осаждения аэрозоля от частоты [36]: (а) — закрытая труба, (б) — открытая труба.

лебаниях. Выявлен немонотонный характер зависимости времени осаждения табачного дыма от высоты заполнения трубы: в закрытой трубе наименьшее время осаждения имеет место при заполнении трубы наполовину, в открытой — на три четверти (рис. 6).

Одним из эффективных способов управления и улавливания аэрозоля являются модулированные множественные акустические волновые пакеты (MAWP) в условиях акустического резонанса. В [41] рассматривается поле стоячей волны на резонансной частоте 1.268 кГц. Сила акустического излучения вызывает движение и накопление аэрозоля в волноводе, а вторичная радиационная сила усиливает их агрегирование и осаждение на внутренних стенках при столкновении, вместе с этим коэффициент удаления составляет больше 85%. Данный метод позволяет эффектив-

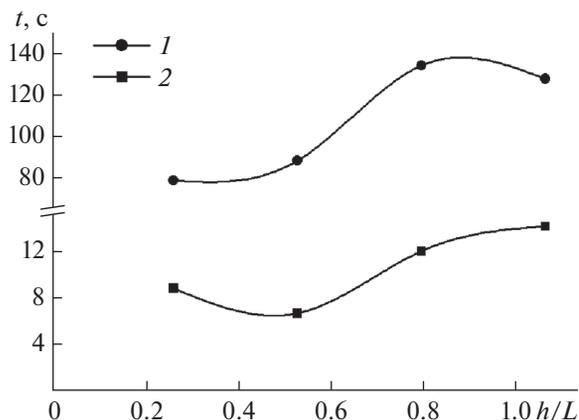


Рис. 6. Время осаждения частиц при различном заполнении трубы табачным дымом на первой собственной частоте в 1 — открытой [39] и 2 — закрытой трубах [40].

но удалять субмикронные частицы с коэффициентом до 82.3–88.5% [42].

1.2. Экспериментальные исследования динамики одиночной частицы. Следует отметить экспериментальную работу [43], в которой исследовался дрейф одиночной легкой сферы из пенополистирола диаметром 3.5 мм, подвешенной на тонкой проволочке через отверстие в вертикальной закрытой трубе длиной 3.65 м и внутренним диаметром 0.054 м в поле периодических ударных волн при амплитуде хождения поршня 0.022 м. Эксперименты проводились только в одном сечении трубы при первой собственной частоте 46.6 Гц. Видеосъемка с частотой 25 кадр/с показала лишь направление движения частицы от поршня к центру (рис. 7). Подробные экспериментальные результаты исследований движения по леске плоской твердой частицы из пенополистирола и сферической частицы из пенополиуретана в горизонтальной трубе различной длины (2.7, 3.7 и 4.7 м) при нелинейных колебаниях газа с большими амплитудами возбуждения (~ 0.1 – 0.4 бара), при которых возникали периодические ударные волны, вблизи частот субгармонического резонанса приведены в работах [44–46]. Рассматривался дрейф плоской частицы (диаметр — 16.5 мм, толщина — 0.6 мм, вес — 4.8 мг) вдоль осей закрытой и открытой труб, а также динамика плоской частицы (диаметр — 8 мм, толщина — 0.4 мм, вес — 2.5 мг) в пристеночной области и радиальном направлении закрытой трубы [44]. Показано, что частица как от закрытого, так и от открытого конца трубы движется к поршню, в пристеночной области закрытой трубы — в обратную сторону, совершая продольные колебания с увеличением размаха колебаний. В радиальном направлении колеблющаяся частица движется от оси к стенке закрытой трубы до граничной точки. Скорость

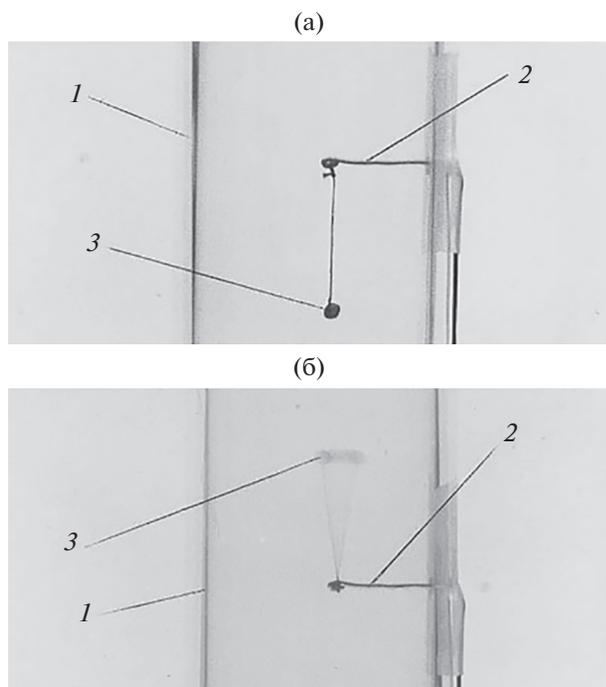


Рис. 7. Движение частицы в отсутствие (а) и присутствии (б) ударных волн [43]: 1 – резонансная труба, 2 – кронштейн, 3 – частица.

плоской частицы на оси в закрытой трубе достигала 0.1 м/с, в открытой – 0.8 м/с. Во внешнем волновом поле частица в пульсирующей струе практически без колебаний движется со скоростью до 3 м/с в направлении от открытого конца трубы в окружающее пространство. В пристеночной области и в радиальном направлении для плоской частицы наблюдались максимальные скорости 0.03 и 0.001 м/с соответственно. Увеличение частоты возбуждения газа приводит к росту размаха колебаний частицы и возрастанию ее средней скорости.

В [45] рассмотрено движение плоских частиц диаметром 9 мм и весом 4.6 и 5.7 мг при нелинейных колебаниях газа в трубе и во внешнем поле около открытого конца в безударно-волновом режиме при малых амплитудах возбуждения (~ 0.01 бар) вблизи первой собственной частоты. Частица, установленная вблизи поршня, движется к открытому концу, а у открытого конца – к поршню, совершая колебания (рис. 8). При установке частицы вне трубы на некотором расстоянии от открытого конца она движется во внешнее пространство практически без колебаний. Выявлено положение установленной внутри трубы непосредственно вблизи открытого конца частицы, при котором частица колеблется по гармоническому закону без дрейфа в какую-либо сторону вдоль оси. Скорость движения частицы растет с увеличением амплитуды смещения поршня.

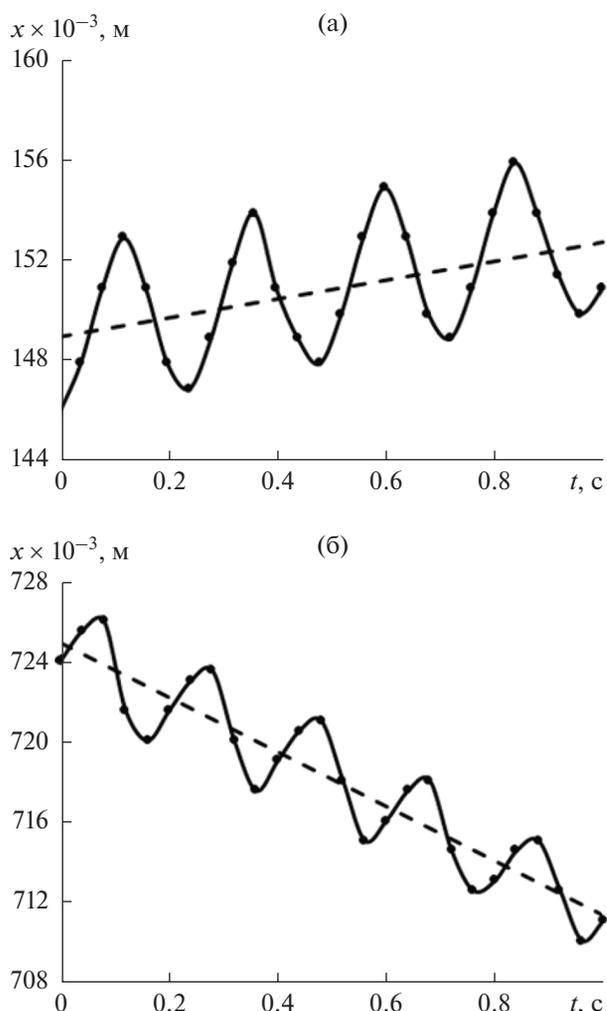


Рис. 8. Зависимость координаты частицы вдоль трубы от времени на резонансной частоте [45]: (а) – вблизи открытого конца, (б) – вблизи поршня.

Результаты экспериментальных исследований движения сферических частиц с различными геометрическими и физическими параметрами: 1) диаметр – 15 мм, вес – 51.9 мг; 2) 16 мм, 103.7 мг; 3) 31 мм, 637.5 мг – в закрытой и открытой трубах рассматриваются в [46] при продольных колебаниях однородного газа большой амплитуды. Обнаружено, что увеличение веса частицы приводит к уменьшению размаха ее колебаний, что связано с увеличением силы трения частицы о леску. Увеличение диаметра частицы приводит к увеличению размаха ее колебаний, что вызвано увеличением площади воздействия на частицу волн давления. Выявлено, что при увеличении веса частицы средняя скорость ее движения уменьшается. Средняя скорость движения частицы существенно зависит от ее диаметра: с увеличением диаметра скорость возрастает. Показан сдвиг максимума кривой зависимости средней скорости движения частицы

от частоты колебаний в сторону увеличения частоты при увеличении веса либо диаметра частицы. Частота и амплитуда колебаний частицы при колебаниях в режиме образования ударных волн [44, 46] близка к частоте возбуждения газового столба, а в безударно-волновом режиме [45] значительно меньше частоты возбуждения газа, что обусловлено трением и весом частицы.

1.3. Ультразвуковая коагуляция и осаждение аэрозолей. Имеется большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ по ультразвуковой коагуляции аэрозолей. В обзоре, помимо упомянутых монографий [8, 14, 16], полезно коснуться лишь некоторых из них (а именно для ограниченных сред), имеющих важное прикладное значение. Исследования акустической коагуляции полидисперсного аэрозоля из частиц золы от зажженного угля и TiO_2 показали, что на данный процесс оказывают влияние начальные размеры частиц, их концентрации и интенсивность колебаний [47, 48]. Эксперименты были выполнены для двух частот: 10 и 21 кГц. Экспериментальное исследование акустической коагуляции частиц золы от зажженного угля в бегущих звуковых волнах представлено также в [49]. Эксперименты проводились в диапазоне частот 700–3000 Гц при уровнях звукового давления 130–147 дБ и концентрации аэрозоля 10^5 – 3.7×10^5 частиц/см³. Показано сильное влияние частоты колебаний на коагуляцию аэрозоля. Выявлено, что ортокинети́ческое взаимодействие – доминирующий механизм для условий проведенных экспериментов. Численное моделирование агломерации частиц золы от зажженного угля и TiO_2 представлено в [50], где эволюция концентрации частиц во времени описывается дискретным общим динамическим уравнением

$$\frac{dn_j}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{j-1} \beta_{i,j-i} n_i n_{j-i} - n_j \sum_{i=1}^{\infty} \beta_{i,j} n_i - n_j (\alpha_j^D + \alpha_j^S).$$

Здесь n_j – концентрация частиц радиуса r_j ; $\beta_{i,j}$ – коэффициент или скорость агломерации (также называемый ядром агломерации) пары частиц (i и j); α_j^D и α_j^S – коэффициенты осаждения частицы размера r_j на стенку при диффузии и гравитационном осаждении соответственно. Показано, что данный процесс обусловлен ортокинети́ческим и гидродинамическим механизмами, броуновской коагуляцией и осаждением на стенках:

$$\beta = \beta^{Or} + \beta^{Hy} + \beta^B, \quad \beta^{Or} = 2(r_1 + r_2)^2 U_0 \eta_{s12},$$

$$\beta^{Hy} = \frac{\sqrt{3} \rho_0 U_0^2 r_1^2 r_2^2}{9\mu r_1 + r_2}, \quad \beta^B = \frac{2kT}{3\mu} (r_1 + r_2) \left(\frac{C_1}{r_1} + \frac{C_2}{r_2} \right), \quad (1)$$

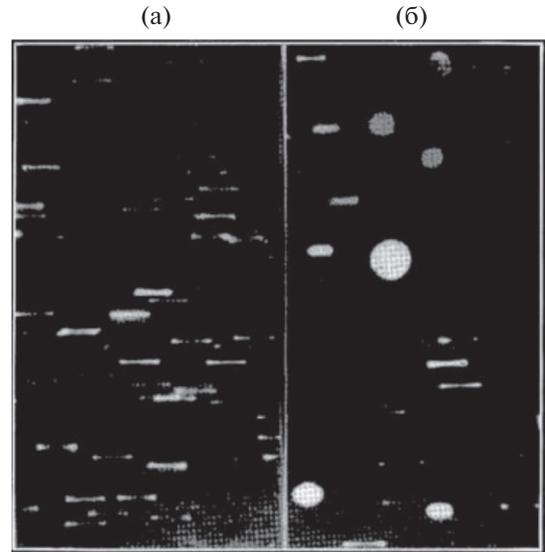


Рис. 9. Унос частиц в звуковом поле 2 кГц [51]: (а) – большинство частиц меньше 2 мкм, (б) – большинство частиц больше 10 мкм.

где β^{Or} – ортокинети́ческая агломерация, β^{Hy} – гидродинамическая агломерация, β^B – броуновская коагуляция, r_1, r_2 – размеры частиц 1 и 2, U_0 – амплитуда скорости звуковой волны, η_{s12} – относительный коэффициент увлечения между частицами 1 и 2, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, μ – динамическая вязкость, $C_{1,2}$ – поправочный коэффициент Каннингема.

Выполнено сравнение с экспериментальными данными. Ортокинети́ческая агломерация составляет основу большинства существующих моделей акустического взаимодействия. Эффект основан на идее, что столкновения возникают из-за различного акустического уноса, испытываемого частицами разного размера и веса. В частности, движение частиц в поле вязкого течения определяется их инерцией. Таким образом, более мелкие частицы больше вовлекаются в движение акустической волны, чем более крупные. Возникающее относительное движение между частицами может привести к столкновению и агломерации частиц (рис. 9) [51]. В экспериментальной работе [52] в результате воздействия звука 168 дБ на частоте 750 Гц высокой интенсивности на поток с постоянной скоростью в несколько метров в секунду обнаружены турбулентные течения, которые могут играть существенную роль в явлении акустической коагуляции.

Акустическая агломерация считается перспективным методом уменьшения загрязненности воздуха мелкими аэрозольными частицами. Эффективность удаления и энергопотребление являются основными параметрами и, как правило,

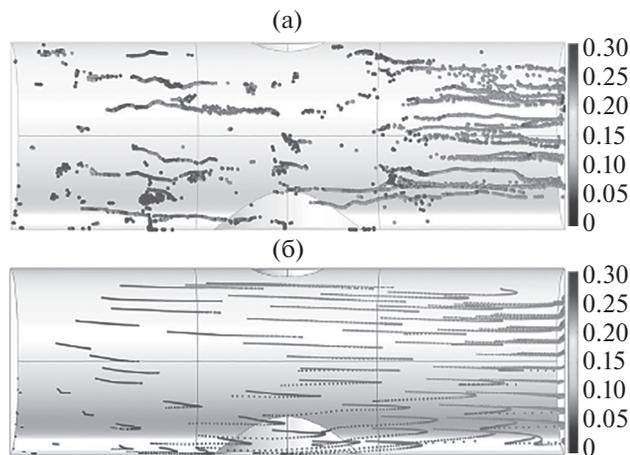


Рис. 10. Снимки капель аэрозоля при акустическом воздействии частотой 20 кГц (а) и без воздействия (б) при времени моделирования 3 с [57].

конфликтуют друг с другом в промышленных приложениях. В [53] было доказано, что эффективность удаления увеличивается с интенсивностью звука и для определенного полидисперсного аэрозоля представлена оптимальная частота. Для этого была построена эффективная система, где стоячая волна высокой интенсивности генерируется системой труб с резким изменением сечения, управляемым четырьмя динамиками и уровнем звукового давления от 145 до 165 дБ, а также частотой от 500 Гц до 2 кГц. В результате для эффективной агломерации угольной золы с диаметром частиц от 2.5 до 10 мкм найдена оптимальная частота, равная 1.1 кГц. Влияние акустических волн на удаление аэрозольных частиц из газотока изучено в [54]. В акустическом поле частицы размером 260–3000 нм коагулируют, образуя более крупные частицы, и осаждаются на стенке трубы. Эксперименты проводились в однородных плоских стоячих волнах на частотах в диапазоне от 100 Гц до 2 кГц и уровне звукового давления от 120 до 150 дБ. При высоких уровнях звукового давления эффективность удаления мелких частиц повышается. Для моделирования акустической агломерации использовался аддитивный метод, когда результат взаимодействия частиц является совокупностью вклада всех механизмов (1). Теоретически исследованы возможные механизмы акустической коагуляции на основе уравнения Смолуховского [55]

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{j-1} \beta_{i,j-i} n_i n_{j-i} - n_j \sum_{i=1}^{\infty} \beta_{i,j} n_i.$$

Три разные серии опытов проводились с аэрозолями различного состава, концентрации и размерами частиц (парафиновое масло, солевой раствор в воздухе и солевой раствор в гелии). Были

достигнуты уровни звукового давления более 150 дБ на 41 кГц. Показано, что модель, которая основана на ортокинетическом взаимодействии частиц и эффекте акустического следа, способна предсказать коагуляцию, но в некоторых случаях оказывается, что в модели эффект отсутствует. Влияние акустической коагуляции на слияние мелких и сверхмелких частиц после влажной десульфуризации дымовых газов численно изучено в [56]. Учитывается влияние ортокинетического взаимодействия, коагуляции и гидродинамического броуновского движения на формирование ядра агломерации (1). Общая числовая концентрация количественно снижается почти в два раза после действия акустической волны в течение 2 с. При этом повышение интенсивности уровня звука является более эффективным для коагуляции, чем увеличение частоты. Существует оптимальная частота акустической волны в пределах 1500–2000 Гц. Крупные частицы более чувствительны к частоте акустических волн, чем мелкие.

Технология акустической агломерации также широко используется в области удаления пыли и защиты от запотевания, при искусственном замораживании и выпадении осадков. Для этого в работе [57] было рассмотрено изменение характеристик акустической агломерации аэрозольных капель в условиях высокой температуры и высокого давления. Показано, что данные параметры хотя и косвенно влияют на процессы взаимодействия аэрозольных капель, однако лучшие характеристики агломерации аэрозолей наблюдаются в средах с высокой температурой и высоким давлением (рис. 10) [57]. При этом характеристики агломерации аэрозольных частиц не всегда положительно коррелируют с интенсивностью звука, особенно для крупных капель [58]. Эффективным подходом к увеличению размера агломерата является увеличение времени пребывания капель жидкости в акустическом поле и поле потока.

Теоретически и экспериментально исследован процесс осаждения мелкодисперсных аэрозолей с характерным размером частиц порядка микрометров под действием акустического поля с целью ускорения осаждения частиц [59–62]. Показано, что наложение акустического поля приводит к ускорению коагуляции частиц. Кроме того, давление звукового излучения, направленного вниз, ускоряет гравитационное осаждение аэрозоля. Введение мелкодисперсной дополнительной фазы повышает скорость осаждения за счет увеличения количества центров коагуляции. Проведено исследование асимптотического поведения функции вероятности столкновений частиц аэрозоля от частоты ультразвука. Установлены ведущие механизмы процесса осаждения аэрозолей с характерными размерами частиц 1–10 мкм за счет ультразвуковой коагуляции и радиационного давления. Проведены расчеты осаждения аэрозолей под

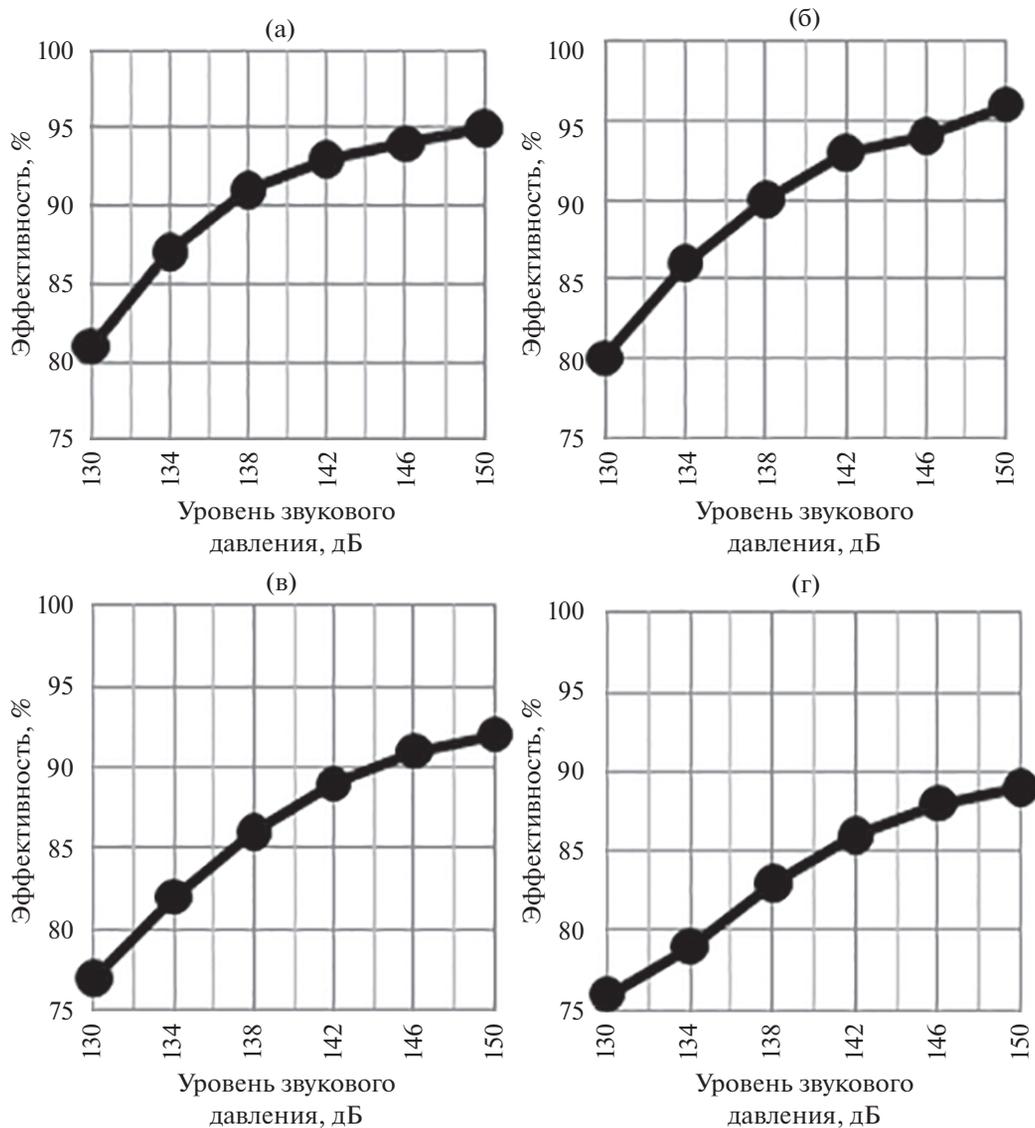


Рис. 11. Зависимость эффективности коагуляции аэрозоля от уровня звукового давления [64]: (а) – аэрозоль водный № 1 (создаваемый распылителем “Cyclon Ultra-Flex”); (б) – известковая пыль; (в) – аэрозоль водный № 2 (создаваемый ультразвуковыми ингаляторами серии “Муссон-2”); (г) – мучная пыль.

действием ультразвука различной интенсивности в зависимости от размеров частиц. Рассмотренный в работе [63] процесс коагуляции дисперсных частиц в тонком резонансном зазоре показал, что наличие изгибных колебаний ультразвукового излучателя и градиента звукового давления приводит к возникновению акустических вихревых течений в резонансном зазоре с характерным размером, равным половине длины волны акустических колебаний. Установлено, что образование акустических вихрей обеспечивает увеличение концентрации (более чем в четыре раза) дисперсных частиц в непосредственной близости от поверхности отражателя, что способствует увеличению вероятности их столкновения.

Результаты исследований [64–66] носят прикладной характер и используются при разработке излучателей ультразвуковых колебаний для осуществления процесса коагуляции с максимальной эффективностью. Экспериментально определены оптимальные режимы акустического воздействия при коагуляции аэрозолей с размером частиц менее 10 мкм (рис. 11) [64]. Установлено, что наилучшим для коагуляции таких аэрозолей является воздействие ультразвуковыми колебаниями в диапазоне частот более 20 кГц при уровне звукового давления свыше 130 дБ. Численно исследован процесс формирования агрегатов при ультразвуковой коагуляции частиц субмикронного размера до 1 мкм [65, 66]. Исследователями [67] была разработана модель и построена экспе-

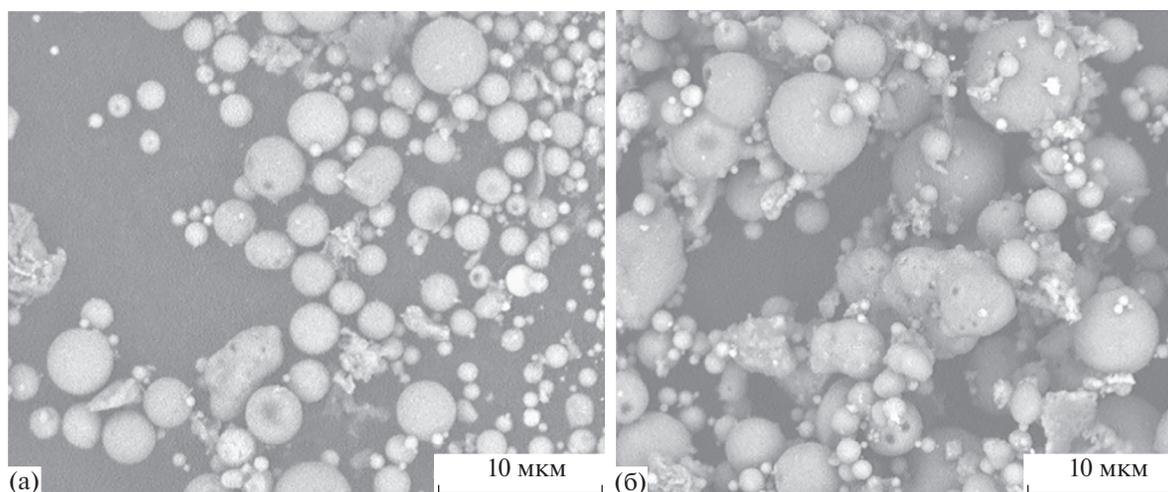


Рис. 12. Фотографии образцов частиц аэрозоля на выходе из камеры агломерации [67]: (а) – в отсутствие звука, (б) – при наличии звука.

риментальная установка для изучения акустической агломерации аэрозольных частиц с учетом эффективности столкновений между частицами аэрозоля различных размеров. При этом функция ядра ортокинетической агломерации имеет вид

$$\beta_{12}^{Or'} = \epsilon \beta_{12}^{Or},$$

где ϵ – эффективность столкновений между частицами разных размеров, связанная с тем, что не все такие частицы могут агломерировать между собой. Она определяется как

$$\epsilon = \left(\frac{2y_c}{d_i + d_j} \right)^2.$$

Здесь y_c – параметр, обозначающий критическое расстояние до точки с произвольной координатой в объеме агломерации (критический радиус цилиндрического объема, внутри которого происходит столкновение частиц), $d_{i,j}$ – диаметры взаимодействующей маленькой или большой частицы соответственно. Сравнение с экспериментом показывает, что модель довольно хорошо описывает процесс агломерации аэрозоля в присутствии акустического поля (рис. 12) [67]. Как и в других исследованиях, с увеличением уровня звукового давления в основном увеличивается эффективность столкновений между частицами и эффективность удаления пыли в камере. Для определенного размера частиц существует нижнее предельное значение уровня звукового давления для более эффективного их удаления, на которое влияет концентрация и распределение частиц по размеру. Согласно модели, более высокая акустическая частота необходима для маленького размера частиц. Однако более высокая акустическая частота означает, что для ожидаемой эффективности требуется более высокий уровень звукового давления.

Экспериментально исследовано действие акустических сил на частицы аэрозоля DEHS до 150 нм, когда становятся значительными молекулярные эффекты [68]. Для этого формируется стоячая волна в диапазоне частот 50–80 кГц, где субмикронные аэрозольные частицы концентрируются в пучностях давления, расположенных по высоте прямоугольного канала. При расчетах учитывается суммарная акустическая сила, включающая асимметричную силу дрейфа, силу, вызванную периодическим изменением вязкости в воздухе, силу акустического излучения и силу сопротивления. Обнаружено хорошее согласование экспериментальных данных с результатами теоретического расчета для термовязкого газа. В работе [69] количественно оценивался процесс динамического роста агломератов микронных и субмикронных аэрозольных частиц с помощью высокоинтенсивного ультразвукового поля стоячей волны. Эксперименты проводились с полидисперсным аэрозолем, состоящим из частиц сажи с радиусами в диапазоне от 0.035 до 1.5 мкм и со специальным мощным ультразвуковым излучателем, работающим на частоте около 20 кГц. Измерения выполнялись до и во время процесса коагуляции с помощью систем пропускания света и дифференциальной выборки, в которых использовались методы просвечивающего электронного микроскопа и анализа изображений. Полученные данные показали, что для коагуляции аэрозолей, состоящих из частиц с размерами меньше или порядка микрона, эффективно использовать ультразвуковые частоты около 20 кГц. Полученные данные и созданная математическая модель полезны для анализа и, следовательно, для разработки метода управления процессом коагуляции и его возможного расширения для промышленного применения. Например, аэрозоли, взвешенные в воздушной среде, могут регулярно управляться и удаляться посредством взаимодействий между ними и акустическим

полем в виде поля стоячей волны на резонансной частоте 1.268 кГц или модулированными множественными акустическими волновыми пакетами [70]. Экспериментальные результаты показали, что на эффективность удаления аэрозолей в основном влиял различный порядок гармоник. Сила акустического излучения вызывает сдвиг и накопление аэрозоля в волноводе, а сила вторичного излучения усиливает агрегацию частиц и их осаждение. Экспериментальные и численные исследования по использованию нелинейных акустических эффектов, акустического течения и давления акустического излучения для удаления аэрозоля в воздуховоде были выполнены в [71, 72]. Для этого использовались частицы размеров от 0.3 до 6 мкм и волны порядка 19 кГц. Предлагаемая система удаляла 12–20% субмикронных аэрозолей и 25–32% микронных, когда скорость воздушного потока составляла приблизительно 90 л/мин. Акустический поток создавал области застоя на поверхности воздуховода и удалял аэрозоль путем осаждения. Также давление акустического излучения вызывало образование агломератов аэрозоля, что усиливало гравитационное осаждение. Изучение процессов осаждения различных входящих в состав среды аэрозолей, начальных концентраций частиц и распределения по размерам, например, для восстановления порошковых продуктов, показало, что при одинаковых начальных концентрациях частиц аэрозоля, содержащие частицы двух размеров: более крупных (затравочные) и более мелких (испытательные) — улучшают эффективность удаления испытуемых частиц [73]. Известно, что бесконтактная коалесценция капель аэрозоля имеет большое значение для физических и промышленных применений. Возможна акустическая левитация с использованием ультразвуковой системы с фазированной решеткой, что может обеспечить практические применения в лабораторных условиях, таких как транспортировка, коалесценция, смешивание, разделение, испарение и экстракция в непрерывном режиме. В ходе экспериментальных и теоретических исследований обнаружено, что давление акустического излучения положительно влияет на процесс слияния капель в воздухе [74]. Экспериментально исследовано гидродинамическое взаимодействие погруженных в воздух стеклянных микросфер радиусом 7.9 мкм в виде очень разбавленных монодисперсных аэрозолей под действием однородных плоских стоячих волн на частотах от 20 Гц до 3.5 кГц [75], 3 кГц [76] и от 200 Гц до 5 кГц [77]. При этом в основном анализируется влияние акустического увлечения, испытываемого отдельными частицами, на процессы их притяжения и, в частности, на гидродинамические механизмы, которые ими управляют. Экспериментальные результаты [75] контрастируют с хорошо известными аналитическими выражениями для коэффициента увлечения, полученного из уравнения Брандта–Фройнда–Хидемана:

$$\frac{u_p}{u_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega\tau_p)^2}}.$$

Здесь $u_0 = U_0 \operatorname{Re}\{e^{-i\omega t}\}$ — скорость жидкости вблизи частицы, когда смещение частицы мало по сравнению с длиной акустической волны; $u_p = \operatorname{Re}\{\hat{U}_p e^{-i\omega t}\}$ — скорость частицы; $\varphi = \tan^{-1}(\omega\tau_p)$ — фазовый угол между частицей и направлением движения жидкости; ω — угловая частота $2\pi\nu$. Теоретически, численно и экспериментально оценен механизм акустического эффекта следа [75, 76], который создает максимальное притяжение между частицами, выровненными вдоль акустической оси, и становится слабее с ростом угла ориентации частиц относительно центральной линии.

В [77] показано, что критическими механизмами являются ортокинети́ческое и гидродинамическое взаимодействия. Тем не менее, исследователи еще не достигли консенсуса. Результаты численных расчетов [78] позволяют предположить, что акустическая агломерация полидисперсных частиц аэрозоля происходит за счет ортокинети́ческого взаимодействия частиц и эффекта акустического следа. Столкновение и агломерация частиц обусловлены влиянием звуковых волн с частотой 100–200 кГц. Акустическая агломерация и фрагментация частиц с различным их распределением по размерам были исследованы при разных уровнях звукового давления [79]. Акустическая агломерация увеличивает размер частиц, что вызывает уменьшение концентрации мелких частиц и увеличение концентрации крупных частиц (рис. 13). Звуковые волны высокой интенсивности привели к уменьшению концентрации частиц размером более 50 мкм. Это указывает на то, что сила акустического давления, ко-

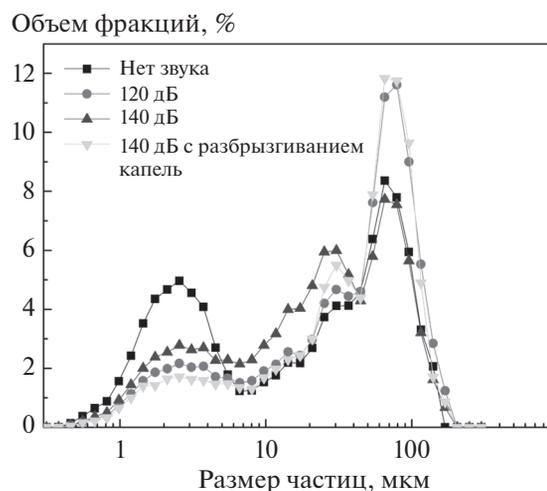


Рис. 13. Распределение частиц и агломерация под действием звукового поля разной интенсивности [79].

торая значительно увеличивала вероятность фрагментации крупных частиц, была выше при более высоких уровнях звукового давления. Численно и экспериментально явления агломерации и разделения частиц исследованы в [80]. Создана вычислительная модель (рис. 14) для анализа сил, действующих на частицы. Получены критические кривые, которые разделяли разрушаемые и неразрушаемые области. Показано, что неразрушаемая область уменьшается с увеличением уровня звукового давления и частоты. Теоретическая модель, разработанная для описания динамики взаимодействия двух частиц в горизонтальном акустическом поле стоячей волны представлена в [81]. Одновременно рассматривалось проявление трех основных акустически индуцированных механизмов взаимодействия: ортокинетического взаимодействия, эффекта акустического следа и эффекта взаимного рассеяния. Также было учтено влияние пространственного изменения акустической скорости на эти механизмы. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными [76, 77] показало хорошее совпадение. В [82] был проведен эксперимент по определению влияния ультразвуковой частоты на размерно-избирательную концентрацию полигликолевых аэрозолей, которые увлекаются воздухом в ультразвуковом резонаторе. Изме-

рения концентрации аэрозоля при 4, 25 и 40 кГц сравнивались с теоретическими прогнозами, основанными на одномерных моделях радиационного давления и асимметричных эффектов Стокса.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДРЕЙФА И ФОКУСИРОВКИ ЧАСТИЦ В АКУСТОФЛЮИДНЫХ УСТРОЙСТВАХ

Пространственное распределение частиц может эффективно контролироваться акустическими полями и аэродинамическими потоками. В частности, можно формировать узкие пучки частиц. Исследования по фокусировке частиц или клеток в промышленных и микрофлюидных системах представлены в [83–90].

2.1. Механизмы взаимодействия и силы, действующие на частицу в волновом поле. При моделировании акустической коагуляции и осаждения аэрозолей часто возникает задача подробного изучения действия на взвешенные частицы различных сил, возникающих в периодических волновых полях, и их взаимодействие. Различные механизмы взаимодействия частиц в сильных акустических полях рассматриваются в [18, 19], приводятся экспериментальные результаты визуализации для частиц диаметром до 50 мкм в диапазоне частот 400–900 Гц [18]. Показано, что в акустических волнах основными механизмами

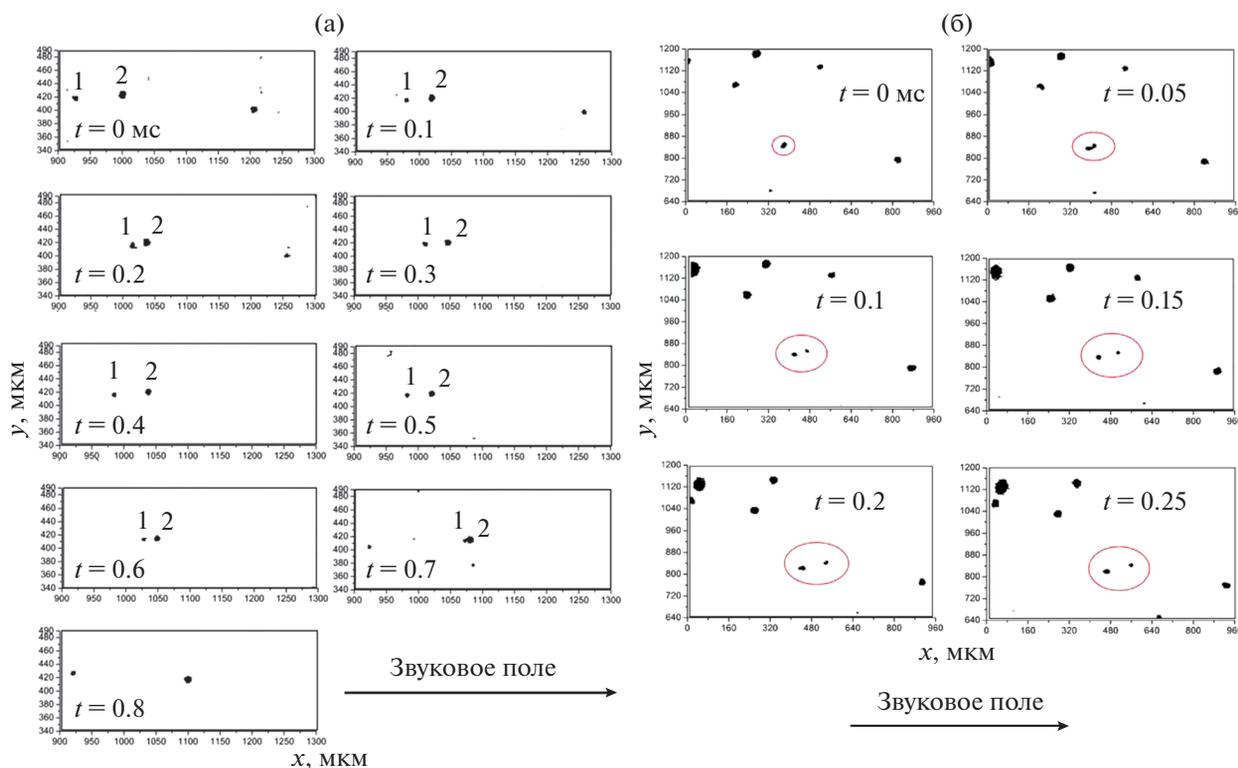


Рис. 14. Процессы акустической агломерации двух частиц — (а) и акустического разделения агломерированной структуры — (б) [80].

агломерации частиц являются ортокинетическое взаимодействие, взаимодействие в акустическом следе и рассеяние входящих волн. В [27] выполнена оценка эффективности различных механизмов агломерации в ударных волнах. Для оценки эффекта следа в ударных волнах использованы результаты Темкина и Эккера [30], которые оценивают область влияния двух частиц в ударной волне. Предполагается, что возможными причинами агломерации могут быть ударные волны и явления псевдошока, приводящие к появлению косых ударов и значительных колебаний давления. В работе [91] численно исследован процесс осаждения мелкодисперсной среды под воздействием проходящих волн давления в рамках модели конкуренции сил тяжести и межфазного взаимодействия, когда возможна коагуляция частиц дисперсной среды. Дано сравнение результатов расчета времени осаждения дисперсной фазы при различных амплитудах волны давления на дорезонансной и резонансной частотах с экспериментальными данными из [37].

Способность акустических волн концентрировать первоначально однородно взвешенные частицы в узлах давления или скорости была теоретически обоснована в работах [92–96]. В них были исследованы две противоположно направленные силы, вызывающие дрейф частиц в акустических волнах: радиационное давление и усредненное по времени вязкое сопротивление частицы.

Когда радиус частицы намного меньше длины волны ($r \ll \lambda_w$), сила радиационного давления выражается формулой Кинга [92]

$$\bar{F}_R = \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{\pi \Delta P_1^2}{2\lambda_w} \frac{Q}{\rho_1 c_1^2} \sin 2k_w \xi, \quad k_w = \frac{\omega}{c_0} = \frac{2\pi}{\lambda_w},$$

где $Q = \frac{5\rho_2 - 2\rho_1}{2\rho_2 + \rho_1} \frac{\rho_1 c_1^2}{\rho_2 c_2^2}$ – так называемый фактор контрастности, ξ – расстояние от узла волны скорости; $\Delta P_1 = \rho_1 c_1 U_1$ – амплитуда стоячей волны $p(\xi, t) = \Delta P_1 \cos k_w \xi \sin \omega t$, U_1 – амплитуда скорости, k_w – волновое число, c_1, c_2 – скорости звука, а ρ_1, ρ_2 – плотности материала несущей среды и упругой частицы соответственно. При $Q > 0$ радиационное давление направлено к пучности волны скорости (к узлу волны давления), при $Q < 0$ – к узлу волны скорости (к пучности волны давления). Радиационное давление равно нулю при приближении к узлам и пучностям волны и максимально в средних между узлами и пучностями точках. Для частиц аэрозоля $Q > 0$, поэтому в стоячей волне радиационное давление направлено к пучности скорости, т.е. в сторону, противоположную направлению стоковой волновой силы, но в ту же сторону, что и волновая сила, вызванная инерционными силами (силой присо-

единенных масс и динамической силой Архимеда). В многомерных квазистационарных задачах сила радиационного давления $\bar{F}_R = -\nabla U(x, y)$ вычисляется по потенциальной энергии

$$U(x, y) = \pi r^3 \left(\frac{2}{3} \alpha \frac{\bar{p}^2}{\rho_1 c_1^2} - \beta \rho_1 \bar{v}_1^2 \right),$$

где

$$\alpha = 1 - \frac{\rho_1 c_1^2}{\rho_2 c_2^2}, \quad \beta = 2 \frac{\rho_2 - \rho_1}{2\rho_2 + \rho_1}, \quad \bar{p}^2 = \frac{\omega}{2\pi} \int_{t-\pi/\omega}^{t+\pi/\omega} p^2 dt,$$

$$\bar{v}_1^2 = \frac{\omega}{2\pi} \int_{t-\pi/\omega}^{t+\pi/\omega} v_1^2 dt.$$

Частицы собираются вблизи минимума потенциальной энергии.

Усредненная по времени сила Стокса изучена в [94, 95]. Для стоячей волны $v_1(x, t) = U(x) \sin \omega t$ среднее по периоду ускорение частицы определяется из уравнения Ланжевена

$$\frac{d\eta}{dt} = -\frac{\eta - \eta_s}{\tau_v}, \tag{2}$$

где вводится локально-равновесная скорость дрейфа

$$\eta_s = -\frac{U(\xi)U'(\xi)}{2} \tau_v A. \tag{3}$$

Здесь τ_v – время релаксации частицы; $A = \mu_p^2$ – безразмерное ускорение частицы; $\mu_p^2 = \frac{1}{1 + (\omega\tau_v)^2}$ – коэффициент увлечения частицы; ξ, η – средние по периоду положение и скорость частицы. Усредненная по периоду (волновая) сила, вызванная силой Стокса, выражается формулой

$$\bar{F}_S = -\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_2 \frac{U(\xi)U'(\xi)}{2} \mu_p^2.$$

Заметим, что для синусоидальной стоячей волны $U(x) = U_0 \sin kx$ отношение радиационного давления к стоковой волновой силе равно

$$\frac{\bar{F}_R}{\bar{F}_S} = -\frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{Q}{\mu_p^2}.$$

Поэтому силы радиационного давления не следует учитывать, если $\frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{Q}{\mu_p^2} \ll 1$.

В поле бегущей волны $v_1 = U_0 \cos(kx - \omega t)$ среднее по периоду ускорение частицы, вызванное силой Стокса, определяется из уравнения Ланжевена (2), где $\eta_s = \frac{U_0}{2c_0} \mu_p^2$ – равновесная ско-

рость дрейфа частицы, не зависящая от ее положения. Усредненная по периоду (волновая) сила Стокса равна

$$\bar{F}_S = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_2 \frac{U_0^2 \mu_p^2}{2c_0 \tau_v}$$

В последующих работах установлено, что частицы могут концентрироваться под действием различных сил в зависимости от размера частиц и частоты поля [97–125]. Движение аэрозольной частицы в поле стоячей волны под действием сил дрейфа и сопротивления в приближении Стокса и Осеена рассмотрено в [97], где получена формула для силы, связанной с асимметрией колебаний среды в стоячей волне [98]. В работе [99] обобщены условия для манипулирования и стабилизации жидких частиц на основе радиационного давления. В [100] представлена модель трехмерного движения акустофлюидной частицы сложной формы, позволяющая рассчитывать ее поступательную и вращательную динамику в условиях, когда силы радиационного давления и акустическое течение действуют одновременно. Формула для силы радиационного давления в стоячей волне в сжимаемой жидкости была обобщена с учетом вязкости жидкости [101, 102].

В [103] получена формула для суммарной силы, действующей на сферическую частицу в стоячей волне в сжимаемой несущей среде при малых числа Рейнольдса, с учетом силы Стокса, силы присоединенных масс, динамической силы Архимеда и поверхностного натяжения. Предложена диаграмма направления ускорения дрейфа. Ускорение дрейфа частицы направлено к узлам или к пучности стоячей волны. Показано, что если сжимаемости флюида и частицы определяются из линейных аппроксимаций $p_1/p_{10} - 1 = \beta_1 (\rho_1/\rho_{10} - 1)$, $p_2/p_{20} - 1 = \beta_2 (\rho_2/\rho_{20} - 1)$, то для стоячей волны среднее по периоду ускорение частицы определяется из уравнения Ланжевена (2) с локально-равновесной скоростью дрейфа (3), где вместо τ_v используется τ_0 , а в качестве безразмерного ускорения частицы A применяется

$$A_{\tilde{\beta}} = (1 - D_0) \left\{ \left[1 + \frac{\tilde{\beta} + (1 - \tilde{\beta}) D_0}{3} \right] \mu_p^2 - D_0 (1 - \mu_p^2) \right\} + (1 - \tilde{\beta}) D_0 \left(\frac{D_0}{3} - 1 \right),$$

где $\tilde{\beta} = \frac{3\beta_1}{f}$, $f = 3\beta_2 + \Phi(3\beta_2 - 1)$, $\Phi = \frac{2\sigma}{r_0 p_{10}}$ – капиллярное число, и введены средние по периоду параметры $\tau_{v0} = \frac{2}{9\mu} r_0^2 \rho_{20}$, $\tilde{\rho}_0 = \frac{\rho_{10}}{\rho_{20}}$, $D_0 = \frac{3\tilde{\rho}_{10}}{2 + \tilde{\rho}_{10}}$, $\tau_0 = \frac{2 + \tilde{\rho}_{10}}{2} \tau_{v0}$, $\tilde{\rho}_{10} = \frac{\rho_{10}}{\rho_{20}}$. Показано, что ускорение

дрейфа складывается из ускорения вязкого торможения (пассивной составляющей)

$$a_f = -\frac{\eta}{\tau_0}$$

и трех вибрационных (активных) составляющих

$$a_1 = \mu_p^2 [3 + \tilde{\beta} + (1 - \tilde{\beta}) D_0] \frac{D_0 - 1}{3},$$

$$a_2 = -(1 - \mu_p^2) D_0 (D_0 - 1), \quad a_3 = (1 - \tilde{\beta}) D_0 \left(1 - \frac{D_0}{3} \right).$$

Если плотность частицы равна плотности среды, то $D_0 = 1$ и первые две составляющие обращаются в нуль. Третья составляющая обращается в нуль при $\tilde{\beta} = 1$.

Дрейф несжимаемой частицы при различных числах Рейнольдса и Струхала с учетом силы вязкого сопротивления, силы присоединенных масс и динамической силы Архимеда был исследован в [104]. Показано, что для стоячей волны $v_1(x, t) = U(x) \sin \omega t$ среднее по периоду ускорение частицы определяется из уравнения Ланжевена (2) с локально-равновесной скоростью дрейфа (3), где безразмерное ускорение частицы равно $A = (1 - D) [1 - D(\omega\tau)^2] \mu_p^2$. Вместо τ_v используется приведенное время релаксации частицы $\tau = (1 + 0.5\rho_1/\rho_2) \tau_v$, введен параметр плотности $D = \frac{3\rho_1/\rho_2}{2 + \rho_1/\rho_2}$. Сумма усредненных по периоду силы Стокса, динамической силы Архимеда и силы присоединенных масс, действующих на частицу, выражается формулой

$$\bar{F}_{S+Ad+m} = -\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_2 \frac{U(\xi) U'(\xi)}{2} A.$$

В [105] численно исследуется плоская задача об акустическом течении и дрейфе группы частиц в стоячей 1D-волне прямоугольного резонатора, индуцируемой гармоническими колебаниями левой границы на первой резонансной частоте. Установлено существование акустических ловушек-зон повышенной концентрации частиц (рис. 15).

В [106] численно исследуется плоская задача об акустическом течении и дрейфе частиц в стоячей 2D-волне внутри гиперболического плоского резонатора. Установлено существование акустических ловушек-зон повышенной концентрации частиц (рис. 16 и 17). Исследовано влияние коэффициента увлечения частиц на их динамику распределения. В [107] численно исследуется плоская задача об акустическом течении и дрейфе частиц в цилиндрическом канале с помощью метода лимитирующей скорости. Стенки канала разбиты на четыре сектора, каждый из которых

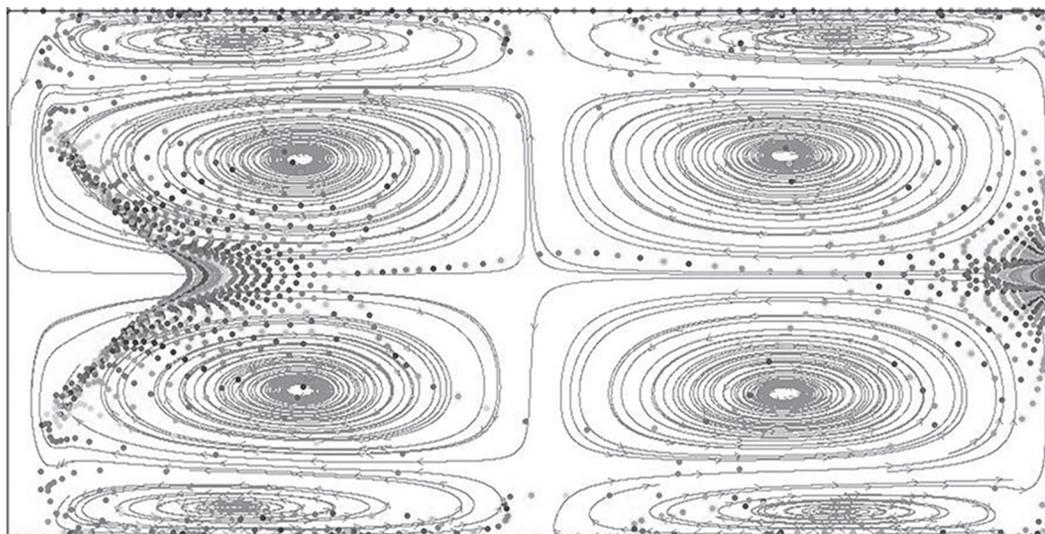


Рис. 15. Акустические ловушки в прямоугольном резонаторе [105].

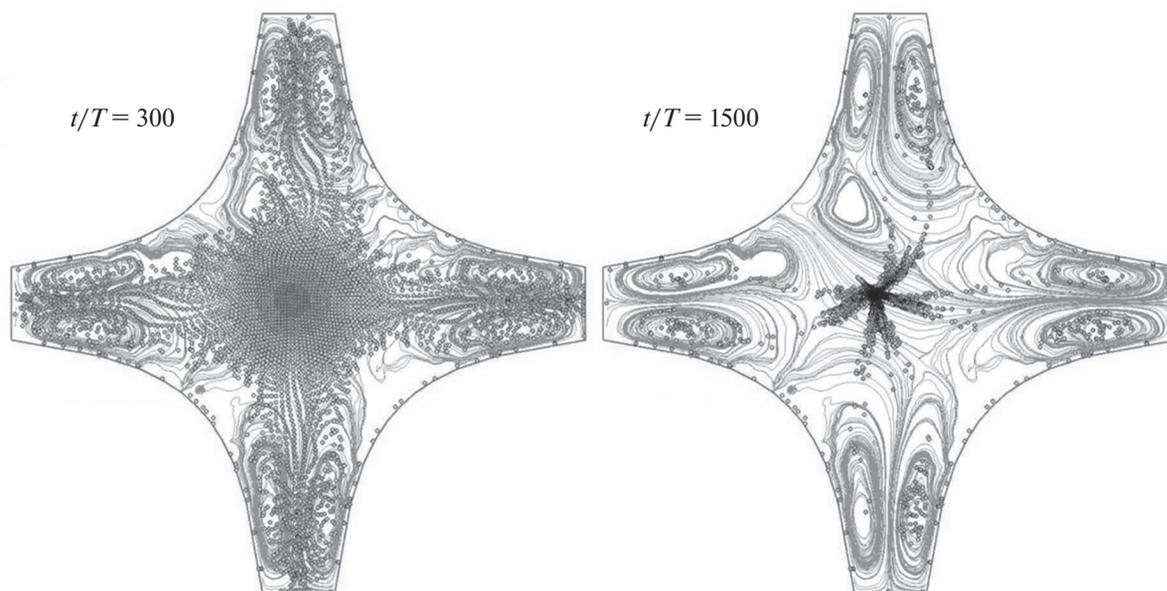


Рис. 16. Акустические течения и фокусировка частиц в различные моменты времени в гиперболическом квадрорезонаторе (T -период) [106].

совершает тангенциальные колебания. Рассчитана динамика распределения частиц (рис. 18).

В результате экспериментальных исследований [108] проанализировано взаимодействие стоячей волны с суспензией частиц пенопласта диаметром 50–100 мкм в трубе диаметром 50 мм, заполненной водой. Повышенная концентрация частиц наблюдалась на оси трубы, в узле ее стоячей волны. В [109] выполнен численный анализ взаимодействия двумерного звукового поля с взвешенными частицами. Показано, что, кроме

известного дрейфа частиц к узлам и пучностям скорости волны, существует дрейф от них. Направление дрейфа зависит от частоты звуковой волны и отношения плотности жидкости к плотности частицы. Продольное движение частиц аэрозоля в резонансной трубе было изучено аналитически [43] и численными методами [110]. В этих исследованиях использовались одномерные модели движения невязкого газа, сопровождающегося периодическими ударными волнами. Показано, что частицы аэрозоля дрейфуют к концам трубы со скоростями, зависящими от их разме-

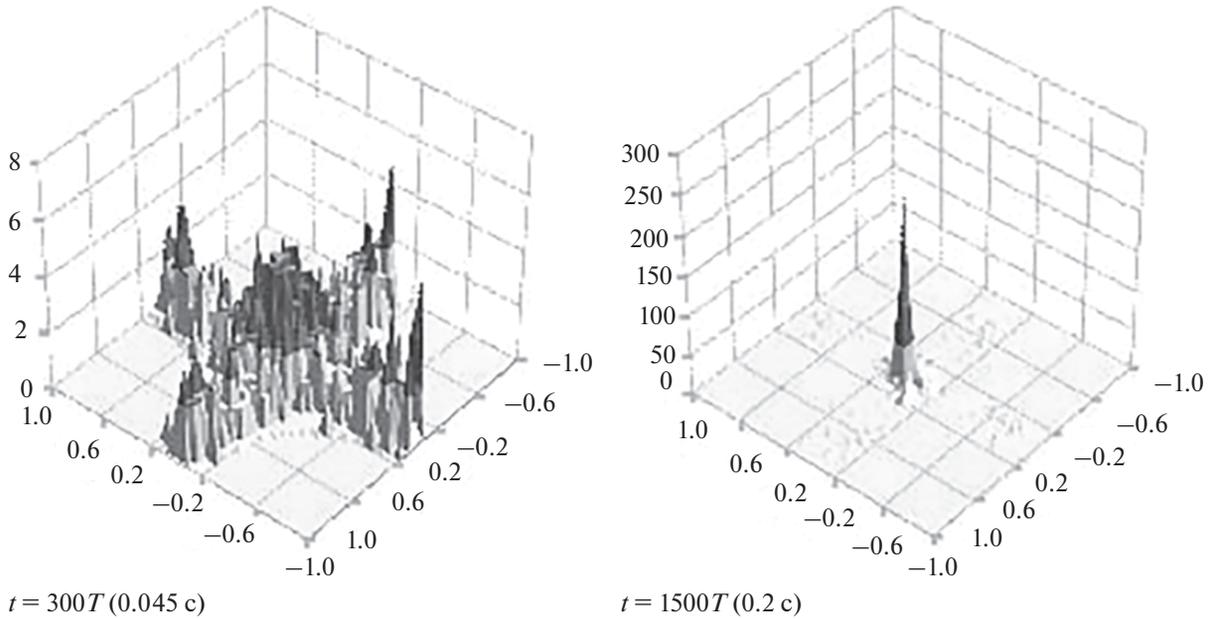


Рис. 17. Плотность распределения частиц n/n_0 в различные моменты времени [106].

ров. Дрейф вызван ударными волнами и/или газовым ускорением и сжатием. Из-за разности в дрейфовых скоростях частицы различного размера сталкиваются и слипаются друг с другом, строя агломераты. Но сами модели дрейфа не объясняют экспериментальных результатов [27]. В [28] численно решается двумерная задача о движении частиц в резонансной трубе под влиянием различных сил. В дополнение к силе сопротивления рассмотрены обезразмеренные на величину $3\pi\mu d_p u_0$ подъемная сила Сафмана и термофоретическая сила, действующие на частицы в пределах пограничного слоя, а также воздействие турбулентности на осаждение аэрозоля.

Безразмерная сила Сафмана – сила, действующая на сферу, движущуюся в медленном потоке в направлении x , записана как

$$\bar{F}_{Sof} = \frac{3.23}{\pi} |\bar{\mathbf{u}}_r| \sqrt{\bar{\tau} \rho} \left| \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}_r}{\partial \bar{r}} \right|,$$

где $\bar{\tau} = \tau f_{res}$, $\tau = \rho_p d_p^2 / 18\mu$ – безразмерное время релаксации частицы; f_{res} – резонансная частота; d_p – диаметр частицы; $\bar{\rho} = \rho / \rho_p$ – безразмерная плотность газа; $\bar{\mathbf{u}}_r = (\mathbf{u} - \mathbf{u}_p) / u_0$, ρ , ρ_p и \mathbf{u} , \mathbf{u}_p – плотности и скорости газа и частицы соответственно; u_0 – амплитуда скорости поршня; $\bar{r} = r / l$ – безразмерная радиальная координата; l – амплитуда поршня. Эта сила действует на частицы в направлении увеличения относительной скорости.

Термофоретическая сила действует в направлении, противоположном градиенту температуры, и представлена в безразмерном виде

$$\bar{F}_{th} = \frac{K_{th} d_p^2 \nabla \bar{\theta}}{36\pi \bar{\tau} \bar{\theta}}.$$

Здесь $\bar{\theta} = \theta / \theta_0$ – безразмерная температура газа, θ – абсолютная температура, θ_0 – начальная температура газа, а термофоретический коэффициент дан в виде

$$K_{th} = \frac{2C_s (\kappa_g / \kappa_p + 2C_t \text{Kn})}{(1 + 6C_m \text{Kn})(1 + 2\kappa_g / \kappa_p + 4C_t \text{Kn})},$$

где $\text{Kn} = \lambda / d_p$ – число Кнудсена; $\lambda = \mu / \sqrt{(2/\pi) p \rho}$ – средняя длина свободного пробега; κ_p и κ_g – коэффициенты теплопроводности частицы и газа соответственно; $C_s = 1.147$ – коэффициент тепловой деформации; $C_t = 2.18$ – коэффициент скачка температур; $C_m = 1.146$ – коэффициент скачка скорости.

Обнаружено, что для частиц диаметром менее 1 мкм влияние турбулентных колебаний на их осаждение являются доминирующими, в то время как для более крупных частиц преобладает подъемная сила Сафмана.

В [111] теоретически изучается акустическая коагуляция аэрозоля, вызванная звуковой волной. В модели используются осредненные по времени уравнения коагуляции и не учитываются нелинейные эффекты, а также взаимодействие частиц. Показано, что существует акустическая

частота, которая оптимизирует процесс коагуляции. Показана эволюция распределения аэрозоля под воздействием звуковой волны. Авторы [112] теоретически проанализировали дрейф аэрозольных частиц между двумя бесконечными плоскостями, одна из которых неподвижна, а вторая совершает гармонические колебания. Рассматриваются области, меньшие, чем длина волны звука, при этом силы, действующие на частицы, оказываются весьма отличными от тех, которые были обнаружены в предыдущих исследованиях, когда частицы аэрозоля в зависимости от размера движутся к узлам и к пучностям. Результаты показывают, что в этом случае все частицы перемещаются от колеблющейся стенки и концентрируются у неподвижной стенки. Еще один интересный механизм фокусировки частиц аэрозоля за слабой ударной волной, движущейся с постоянной скоростью, в плоском или цилиндрическом микроканале приведен в [113]. На основе численных расчетов показано, что могут быть реализованы три режима движения частиц в зависимости от соотношения аэродинамической силы сопротивления частиц и подъемной силы Сафмана: монотонно, в направлении стенок канала; в направлении оси симметрии канала; с траекториями, многократно пересекающими ось симметрии канала с постепенно уменьшающейся амплитудой. Более легкие частицы (диаметром около 10^{-6} м) движутся к стенкам канала. Для тяжелых частиц (диаметром около 10^{-5} м) более выражено влияние боковых сил, возникающих из-за неоднородности потока, и частицы фокусируются на оси симметрии канала.

Численные исследования динамики газозвеси и сепарации частиц в акустических резонаторах приведены в работах [114–124]. В [114, 115] даны характерные для первого линейного резонанса (170 Гц) распределения частиц вдоль оси закрытой трубы длиной 1 м и диаметром 0.05 м, полученные в предположении о стоковом характере обтекания, и показано влияние на среднюю скорость дрейфа интенсивности возбуждения, размера частицы и несимметрии переднего и заднего волновых фронтов. Численно определены поля скоростей акустических течений газа в закрытой трубе в окрестностях первого и второго линейных резонансов [116]. Приведены соответствующие распределения частиц в трубе: распределения легких и тяжелых частиц в волновом поле закрытой трубы и открытого канала [117, 118] вблизи первой (170 Гц), второй (340 Гц) и третьей (510 Гц) собственных частот колебаний газового столба. В работе [119] предложена методика численного моделирования динамики монодисперсной газозвеси в нелинейном волновом поле акустического резонатора в окрестности первых трех собственных частот. Критерий, позволяющий в зависимости от соотношения между временем релак-

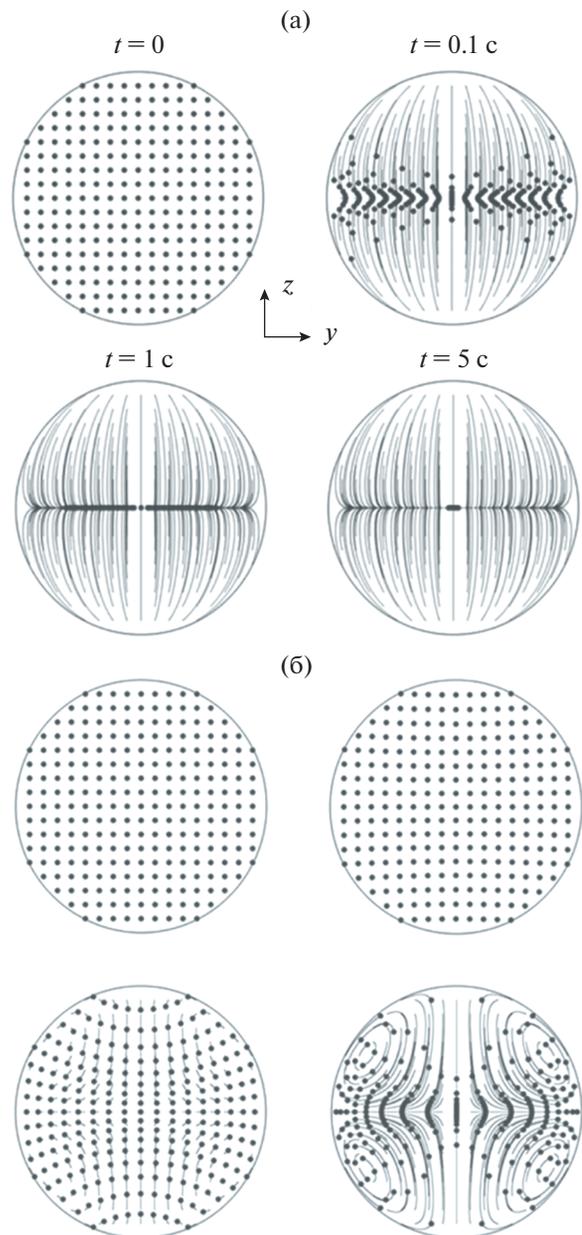


Рис. 18. Фокусировка частиц в различные моменты времени в цилиндрическом резонаторе с тангенциальными колебаниями стенок [107] при диаметрах частиц: (а) – 10, (б) – 1 мкм.

сации частицы, временем нарастания фронта сжатия и длительностью акустической волны определять преобладающий механизм и направление дрейфа твердой сферической аэрозольной частицы в нелинейном волновом поле закрытого акустического резонатора, анализируется в [120]. Численно исследованы колебания и сепарация газозвесей, движущихся в плоских каналах [121, 122] и акустическом резонаторе [123], где генерируются резонансные колебания, направленные перпендикулярно потоку. Определены условия

дрейфа твердой фазы в дисперсном потоке под действием нелинейных акустических полей. Анализируется изменение дисперсности газозвеси в нелинейном волновом поле. Пространственное перераспределение твердых частиц в ударной трубе рассмотрено в экспериментальном исследовании [124]. Под действием ударной волны формируются струи частиц. Изучено влияние начального давления, размера и материала частиц на формирования струй частиц. Показано, что волновое число струй частиц возрастает с ростом давления и уменьшением плотности материала. Исследованы характеристики поля внутреннего потока в прямоточном циклонном сепараторе частиц [125]. Периодические колебания в движущемся ядре воздуха происходят ниже завихрения. Движение твердых частиц моделировалось с использованием эйлерово-лагранжевого подхода. Эффективность сепарации быстро возрастает с увеличением диаметра частиц.

2.2. Дрейф и фокусировка частиц в акустофлюидных устройствах. Результирующий дрейф частицы представляет собой суперпозицию акустического/аэродинамического переноса (дрейф несущей среды) и собственного дрейфа частицы. Акустические устройства обычно работают в резонансном режиме для достижения повышенных амплитуд и больших акустофлюидных сил для манипулирования микрочастицами. На резонансных частотах образуется либо стоячая, либо периодическая ударная волна, что приводит к значительному усилению амплитуды скорости газа и формированию акустического течения, которое влияет на фокусировку и захват частиц. В большинстве случаев акустические течения рассматриваются как неблагоприятный фактор, препятствующий фокусировке частиц [126]. Однако иногда акустическое течение способствует захвату частиц [127–129], двумерной фокусировке частиц [130] и разделению частиц [131]. В [105] численно исследовано влияние коэффициента увлечения частиц на динамику и распределение частиц в стоячей волне прямоугольного резонатора, индуцируемой гармоническими колебаниями левой границы на первой резонансной частоте. При определенных коэффициентах увлечения обнаружены области акустического захвата частиц. В этих областях собственный дрейф частицы уравнивается переносом акустическим течением. Показано, что частицы имеют общую тенденцию дрейфа к стенкам резонатора, где скорость газа минимальна. В работе [132] аналитически и численно исследована аэродинамическая фокусировка аэрозольных частиц в несжимаемом потоке Пуазейля в двумерном канале, где стенки канала совершают небольшие колебания, перпендикулярные оси канала. Взаимодействие жидкости с частицами описывается линейной силой сопротивления. Эффективность фокусиров-

ки исследуется для множества параметров потока и частиц. Показано, что колебания стенок канала с частотой около 1 кГц могут фокусировать частицы микронного размера на осевых расстояниях, сравнимых с высотой нескольких каналов.

В работе [133] проведены исследования фокусировки частиц в квадрупольно-гиперболическом устройстве. В ней показано, что ионы (т.е. заряженные частицы) могут быть сфокусированы с помощью электродинамического переменного поля, генерируемого конфигурацией квадрупольно-гиперболических электродов. Такое поле приводит к дрейфу частиц в направлении к оси резонатора и их фокусировке там. Вайнштейн и Шапиро в [134], используя аналогию между электродинамическим и соленоидальным гидродинамическими полями, рассматривали канал с гиперболическим сечением в качестве концентратора частиц, используя акустическую фокусировку вместо электродинамической. Проведены аналитические и численные исследования акустической фокусировки субмикронных и микронных частиц в осесимметричном квадрупольно-гиперболическом резонаторе на длинах волн, значительно превышающих характерный размер центральной части резонатора. В предположении о ползучем и несжимаемом течении авторы проанализировали решение трехмерного уравнения Ланжевена, установили отсутствие акустического течения.

Улавливание субмикронных аэрозольных частиц в трехмерной квадрупольной акустической камере, имеющей гиперболическую конфигурацию, при различных параметрах акустического поля и свойств частиц аналитически и численно исследовано в [135]. Показано, что субмикронные диффузные частицы могут быть заблокированными в небольшой области вблизи центра камеры. Влияние броуновского движения заключается в расширении области захвата, а увеличение интенсивности акустического поля уменьшает размеры этой области. В работе [89] было исследовано улавливание субмикронных аэрозольных частиц в трехмерной осесимметричной квадрупольной камере, имеющей гиперболическую конфигурацию. Траектории частиц описываются уравнением Ланжевена, учитывающим случайное броуновское движение частицы. Эффективность захвата частиц исследуется для ряда параметров акустического поля и свойств частиц. Показано, что субмикронные диффузионные частицы могут быть захвачены в небольшой области вблизи центра камеры. Эффект броуновского движения заключается в расширении области захвата, размеры которой могут быть уменьшены путем увеличения параметра акустической прочности. Субмикронные частицы под действием стоковых сил дрейфуют к центру резонатора. Хотя в упомянутых выше работах рассматриваются каналы со сложной геометрией, специальные гра-

нические условия, используемые для упрощения математической модели, слишком ограничительны. Более того, длина волны была выбрана достаточно большой, чтобы избежать резонанса и предотвратить акустическое течение. Остается неясным, полезен ли акустический поток для частицы, фокусирующейся в таком резонаторе.

Ряд работ по бесконтактным манипуляциям микрочастицами в различных микрофлюидных системах сделан недавно. В большинстве ультразвуковых устройств, исследуемых в литературе, используются стоячие волны в целях бесконтактной манипуляции частицами. Часть работ посвящена изучению картин распределения частиц (patterning) [136–139], часть – фокусировке частиц в акустических ловушках (trap) [140, 141], еще одна часть посвящена сепарации микрочастиц [142, 143]. В последнее время появились работы по моделированию акустических течений и фокусировке частиц в устройствах с криволинейными стенками [106, 107].

2.3. Особенности моделирования фокусировки частиц с учетом акустических течений. Рассмотрим некоторые работы по моделированию и приведем особенности численных расчетов процессов фокусировки частиц при учете акустических течений. Динамика распределения частиц с учетом акустических течений слабо изучена из-за больших вычислительных трудностей, связанных с необходимостью разрешения тонких вязких пограничных слоев на нерегулярных сетках с очень маленькими ячейками вблизи границ [144, 145]. Для частичного преодоления этой проблемы недавно было предложено использовать метод предельной скорости [146]. Однако надежность этого метода доказана лишь для прямоугольного полуволнового резонатора. Кроме того, в предложенной форме метод лимитирующей скорости применим только к линеаризованным акустическим проблемам и не подходит для резонансных частот.

Нелинейные характеристики стоячих волн, хорошо известные в одномерных резонаторах, не проявляются в двумерных резонаторах [147]. Без прямого моделирования акустического поля в каналах со сложной геометрией невозможно предсказать резонансную частоту, существование и местоположение вихрей, а также периодических ударных волн. Неизвестно, где и при каких условиях возникает акустическая фокусировка частиц. В статье [106] разработана методика численного анализа акустической фокусировки субмикронных/микронных частиц в плоских каналах, имеющих сложную геометрию. Фокусировка частиц в резонаторе гиперболической формы рассматривалась как эталонная проблема, которая концентрируется на основных трудностях моделирования. Предложенная методика способна моделировать общую двумерную задачу динами-

ки частиц в сжимаемой вязкой жидкости, колеблющейся в резонаторе сложной геометрии. При этом консервативность схемы Мак-Кормака позволяет моделировать динамику частиц даже в ударных волнах. Одно из ограничений связано с использованием кусочно-аналитического отображения физической области на прямоугольную плоскость. Если такого отображения нет или рассматривается трехмерная задача, можно использовать предложенный в [148] метод построения сетки, основанный на численном решении эллиптической системы дифференциальных уравнений в квадрате. Процедура, разработанная в этой работе, не ограничивается двумерным измерением, позволяя концентрировать линии координат по желанию, и применима к произвольным многосвязным областям. В этом случае должен быть разработан дополнительный алгоритм для отслеживания частиц. Хотя предлагаемый численный метод существенно расширяет сферу решаемых задач акустической фокусировки, полученные сетки в ряде случаев могут быть непригодными для расчетов газодинамических задач вследствие наличия сильных искривлений координатных линий, вносящих недопустимо большие погрешности. Другое ограничение на класс решаемых задач вытекает из условной устойчивости явной схемы Мак-Кормака. Условие Куранта определяется на основе размера минимального шага сетки, что может привести к недопустимо малому шагу по времени. Чтобы преодолеть эту трудность, можно использовать безусловную устойчивую неявную схему, основанную на приближенной факторизации уравнений движения [144].

Следует отметить еще одно весьма общее ограничение на класс решаемых задач. При высокочастотном периодическом поле (начиная с 10 МГц) турбулентность может быть вызвана акустическим течением, что приводит к неустойчивости захвата частиц [84, 149]. Наличие турбулентности делает практически невозможным использование приведенных выше подходов моделирования фокусировки дисперсных частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре рассмотрены результаты экспериментальных и теоретических исследований динамики различных газовзвесей и отдельных частиц в волновых полях резонаторов разнообразных форм и размеров. Описаны эффекты, возникающие при колебательных процессах в многофазных средах, такие как коагуляция и осаждение аэрозоля в резонансных режимах и в режиме высокоинтенсивного ультразвукового воздействия. Приводятся методы захвата, фокусировки и разделения частиц. Дается анализ механизма взаи-

модействия и основных сил с учетом акустических течений при дрейфе частиц в волновом поле.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-11-50112.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Нигматулин Р.И.* Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987.
2. *Ганиев Р.Ф., Украинский Л.Е.* Динамика частиц при воздействии вибрации. Киев: Наукова думка, 1975. 168 с.
3. *Ганиев Р.Ф., Кобаско Н.И. и др.* Колебательные явления в многофазных средах и их использование в технологии. Киев: Техника, 1980. 143 с.
4. *Ilgatov M.A., Zaripov R.G., Galiullin R.G., Repin V.B.* Nonlinear Oscillations of a Gas in a Tube // *Appl. Mech. Rev.* 1996. V. 49. № 3. P. 137.
5. *Ганиев Р.Ф., Украинский Л.Е.* Нелинейная волновая механика и технологии. Волновые и колебательные явления в основе высоких технологий. 2-е изд., дополн. М.: Ин-т комп. иссл.; НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2011. 780 с.
6. *Ley W.H., Bruus H.* Three-Dimensional Numerical Modeling of Acoustic Trapping in Glass Capillaries // *Phys. Rev. Appl.* 2017. V. 8. 024020.
7. *Habibi R., Devendran C., Neild A.* Trapping and Patterning of Large Particles and Cells in a 1D Ultrasonic Standing Wave // *Roy. Soc. Chem. Lab. Chip.* 2017. V. 17. P. 3279.
8. *Бергман Л.* Ультразвук и его применение в науке и технике. М.: Изд-во иностр. лит., 1957. 467 с.
9. *Медников Е.П.* Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 263 с.
10. *Фукс Н.А.* Механика аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1955. 352 с.
11. *Волощук В.М., Седунов Ю.С.* Процессы коагуляции в дисперсной системе. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 320 с.
12. *Волощук В.М.* Кинетическая теория коагуляции. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 311 с.
13. *Hinds W.C.* Aerosol Technology: Properties, Behavior, and Measurement of Airborne Particles. N.Y.: Wiley, 1982. 480 p.
14. *Акулов Н.И., Юдаев В.Ф.* Акустическая коагуляция аэрозолей и ее аппаратное оформление. М.: Промиздат, 2003. 232 с.
15. *Temkin S.* Suspension Acoustics: An Introduction to the Physics of Suspensions. N.Y.: Cambridge University Press, 2005. 400 p.
16. *Хмелев В.Н., Шалунов А.В., Шалунова К.В., Цыганок С.Н., Барсуков Р.В., Сливин А.Н.* Ультразвуковая коагуляция аэрозолей. Бийск: АлтГТУ, 2010. 241 с.
17. *Shaw D.T.* Acoustic Agglomeration of Aerosols. Chap. 13. Recent Developments in Aerosol Sciences. N.Y.: Wiley Interscience, 1978. P. 279.
18. *Hoffmann T.L., Koopmann G.H.* Visualization of Acoustic Particle Interaction and Agglomeration: Theory and Experiments // *JASA.* 1996. V. 99. № 4. Pt. 1. P. 2130.
19. *Hoffmann T.L., Koopmann G.H.* Visualization of Acoustic Particle Interaction and Agglomeration: Theory Evaluation // *JASA.* 1997. V. 101. № 6. P. 3421.
20. *Вараксин А.Ю.* Гидрогазодинамика и теплофизика двухфазных потоков: проблемы и достижения (обзор) // *ТВТ.* 2013. Т. 51. № 3. С. 421.
21. *Вараксин А.Ю.* Кластеризация частиц в турбулентных и вихревых двухфазных потоках // *ТВТ.* 2014. Т. 52. № 5. С. 777.
22. *Вараксин А.Ю.* Влияние частиц на турбулентность несущего потока газа // *ТВТ.* 2015. Т. 53. № 3. С. 441.
23. *Вараксин А.Ю.* Обтекание тел дисперсными газовыми потоками // *ТВТ.* 2018. Т. 56. № 2. С. 282.
24. *Вараксин А.Ю.* Столкновения частиц и капель в турбулентных двухфазных потоках // *ТВТ.* 2019. Т. 57. № 4. С. 588.
25. *Гуляев А.М., Кузнецов В.М.* Коагуляция аэрозолей под действием периодических ударных волн // *Акуст. журн.* 1962. Т. 8. № 4. С. 473.
26. *Temkin S.* Droplet Agglomeration Induced by Weak Shock Waves // *Phys. Fluids.* 1970. V. 13. P. 1639.
27. *Shuster K., Fichman M., Goldshtein A., Gutfinger C.* Agglomeration of Submicrometer Particles in Weak Periodic Shock Waves // *Phys. Fluids.* 2002. V. 14. № 5. P. 1802.
28. *Alexeev A., Gutfinger C.* Aerosol Deposition in Periodic Shock Waves // *Phys. Fluids.* 2004. V. 16. P. 1028.
29. *Temkin S., Kim S.S.* Droplet Motion Induced by Weak Shock Waves // *J. Fluid Mech.* 1980. V. 96. P. 137.
30. *Temkin S., Ecker G.Z.* Droplet Pair Interactions in a Shock-Wave Flow Field // *J. Fluid Mech.* 1989. V. 202. P. 467.
31. *Berdugo N., Liberzon D.* Enhancement of Water Droplet Evaporation Rate by Application of Low Frequency Acoustic Field // *Int. J. Multiphase Flow.* 2019. V. 126. 103217.
32. *Meshkinzar A., Al-Jumaily A.M.* Acoustically Enhanced Evaporation of a Polydisperse Stream of Micro Water Droplets // *J. Aerosol Sci.* 2020. V. 139. 105466.
33. *Amiri M., Sadighzadeh A., Falamaki C.* Experimental Parametric Study of Frequency and Sound Pressure Level on the Acoustic Coagulation and Precipitation of PM2.5 // *Aerosols Aerosol and Air Quality Research.* 2016. V. 16. P. 3012.
34. *Сонин Н.В.* Экспериментальное исследование ускоренной коагуляции аэрозоля при субгармоническом резонансе в закрытой трубе // *Изв. вузов. Авиац. техн.* 2004. № 2. С. 76.
35. *Сонин Н.В.* Особенности ускоренной коагуляции аэрозоля при субгармоническом резонансе в открытой трубе // *Изв. вузов. Авиац. техн.* 2008. № 1. С. 74.
36. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Галиуллин Р.Г., Галиуллина Э.Р., Ткаченко Л.А.* Экспериментальное исследование коагуляции аэрозоля в трубе вблизи субгармонического резонанса // *ТВТ.* 2004. Т. 42. № 5. С. 788.
37. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Ткаченко Л.А.* Экспериментальное исследование колебаний аэрозоля в трубах в безударно-волновом режиме вблизи резонанса // *Докл. РАН.* 2013. Т. 452. № 2. С. 161.

38. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Ткаченко Л.А.* Экспериментальное исследование резонансных колебаний аэрозоля в трубах в режиме перехода к ударным волнам // Докл. РАН. 2017. Т. 475. № 3. С. 273.
39. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Ткаченко Л.А., Шайдуллин Л.Р.* Осаждение дыма при нелинейных колебаниях в открытой трубе вблизи резонанса // ТВТ. 2019. Т. 57. № 5. С. 793.
40. *Gubaidullin D.A., Zaripov R.G., Tkachenko L.A., Shaidullin L.R.* Deposition of Polydisperse Gas Suspensions with Nonlinear Resonance Oscillations in a Closed Tube // JASA. 2019. V. 145. № 1. P. EL30.
41. *Zhenghui Q., Yaji H., Vincenzo N.* Aerosol Manipulation Through Modulated Multiple Acoustic Wave-packets with a Pair of Resonators // Powder Tech. 2017. V. 322. P. 24.
42. *Zhenghui Q., Liang S., Pan X., Bi X., Zhang S., Biana C., Gua H., Chen L., Cheng M., Jin Y., Shi S., Zhu D.* Aerosol Aggregation Through Modulated Symmetrically Opposing Acoustic Field in Normal 16-sided Waveguide Coupled with Resonators // Powder Tech. 2020. V. 364. P. 738.
43. *Goldshstein A., Shuster K., Vainshtein P., Fichman M., Gutfinger C.* Particle Motion in Resonance Tubes // J. Fluid Mech. 1998. V. 360. P. 1.
44. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Галиуллин Р.Г., Ткаченко Л.А., Пятеркин А.Ю.* Дрейф твердой частицы при продольных колебаниях газа в трубе // Нелинейный мир. 2008. Т. 6. № 5–6. С. 334.
45. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Ткаченко Л.А., Шайдуллин Л.Р.* Движение частицы при нелинейных колебаниях газа в открытой трубе в безударно-волновом режиме // ИФЖ. 2015. Т. 88. № 4. С. 843.
46. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Ткаченко Л.А.* Динамика сферических частиц при колебаниях в трубах в поле ударных волн // ТВТ. 2016. Т. 54. № 6. С. 921.
47. *Capéran Ph., Somers J., Richter K., Fourcaudot S.* Acoustic Agglomeration of a Glycol Fog Aerosol: Influence of Particle Concentration and Intensity of the Sound Field at Two Frequencies // J. Aerosol Sci. 1995. V. 26. № 4. P. 595.
48. *Somers J., Capéran Ph., Richter K., Fourcaudot S.* Acoustic Agglomeration of Titanium Dioxide in the Presence of Stationary Droplets as a Function of the Wave Energy // J. Aerosol Sci. 1995. V. 26. № 8. P. 1317.
49. *Liu J., Zhang G., Zhou J., Wang J., Zhao W., Cen K.* Experimental Study of Acoustic Agglomeration of Coal-fired Fly Ash Particles at Low Frequencies // Powder Tech. 2009. V. 193. № 1. P. 20.
50. *Sheng Ch., Shen X.* Simulation of Acoustic Agglomeration Processes of Poly-disperse Solid Particles // Aerosol Sci. Tech. 2007. V. 41. № 1. P. 1.
51. *Riera E., Gallego-Juárez J.A., Mason T.J.* Airborne Ultrasound for the Precipitation of Smokes and Powders and the Destruction of Foams // Ultrasonics Sonochemistry. 2006. V. 13. № 2. P. 107.
52. *Davidson G.A., Jager W.* Turbulence and Aerosol Coagulation in High Intensity Sound Fields // J. Sound Vibr. 1980. V. 72. № 1. P. 123.
53. *Zhao Y., Zeng X., Tian Z.* Acoustic Agglomeration of Fine Particles Based on a High Intensity Acoustical Resonator // AIP Conf. Proc. 2015. V. 1685. 060005.
54. *Noorpoor A.R., Sadighzadeh A., Habibnejad H.* Influence of Acoustic Waves on Deposition and Coagulation of Fine Particles // Int. J. Environm. Res. 2013. V. 7. № 1. P. 131.
55. *Van Wijhe A.* Acoustic Coagulation of Aerosols: Doct. diss. TU Delft: Delft University of Technology, 2013. 68 p.
56. *Wang X., Yang J., Wang Y., Li Y.* Acoustic Coagulation of Fine Particles from WFGD // Adv. Mater. Res. 2014. V. 955–959. P. 2434.
57. *Shi Y., Wei J., Qiu J., Chu H., Bai W., Wang G.* Numerical Study of Acoustic Agglomeration Process of Droplet Aerosol Using a Three-dimensional CFD-DEM Coupled Model // Powder Tech. 2020. V. 362. P. 37.
58. *Shi Y., Wei J., Bai W., Wang G.* Numerical Investigations of Acoustic Agglomeration of Liquid Droplet Using a Coupled CFD-DEM Model // Adv. Powder Technol. 2020. V. 31. № 6. P. 2394.
59. *Antonnikova A.A., Korovina N.V., Kudryashova O.B.* Sedimentation of Superfine Aerosol by Means of Ultrasound // Open J. Acoustics. 2013. V. 3. № 3. P. 16.
60. *Антонникова А.А., Коровина Н.В., Кудряшова О.Б.* Ультразвуковое осаждение мелкодисперсного аэрозоля // Изв. Томск. политех. ун-та. 2014. Т. 324. № 2. С. 57.
61. *Кудряшова О.Б., Антонникова А.А., Коровина Н.В.* О механизмах ультразвукового осаждения среднелдисперсных аэрозолей // Изв. вузов. Физика. 2015. Т. 58. № 2. С. 118.
62. *Kudryashova O., Antonnikova A., Korovina N., Akhmadeev I.* Mechanisms of Aerosol Sedimentation by Acoustic Field // Arch. Acoust. 2015. V. 40. № 4. P. 485.
63. *Khmelev V.N., Shalunov A.V., Golykh R.N., Nesterov V.A.* Theoretical Study Coagulation of Aerosols in Thin Resonant Gaps // Int. Conf. of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM. 2019. P. 180.
64. *Хмелев В.Н., Шалунов А.В., Шалунова К.В.* Экспериментальное определение оптимальных режимов акустического воздействия для коагуляции мелкодисперсного аэрозоля // Измерение, автоматизация и моделирование в промышленности и научных исследованиях. Сб. Бийск: Изд-во Бийск. техн. ин-та АлтГТУ, 2012. С. 183.
65. *Хмелев В.Н., Шалунов А.В., Голых Р.Н., Нестеров В.А., Шалунова К.В., Галахов А.Н.* Выявление оптимальных режимов ультразвуковой коагуляции субмикронных частиц и определение формы образующихся агрегатов методами математического моделирования // Южно-сибирский научный вестник. 2014. Т. 5. № 1. С. 17.
66. *Khmelev V.N., Shalunov A.V., Golykh R.N., Nesterov V.A., Shalunova K.V.* Studies of the Formation of Submicron Particles Aggregates under Influence of Ultrasonic Vibrations // AJER. 2013. V. 2. № 12. P. 265.
67. *Zu K., Yao Y., Cai M., Zhao F., Cheng D.L.* Modeling and Experimental Study on Acoustic Agglomeration for Dust Particle Removal // J. Aerosol Sci. 2017. V. 114. P. 62.

68. *Imani R.J., Robert E.* Estimation of Acoustic Forces on Submicron Aerosol Particles in a Standing Wave Field // *Aerosol Sci. Tech.* 2018. V. 52. № 1. P. 57.
69. *Sarabia E.R.-F., Gallego-Juarez J.A.* Ultrasonic Agglomeration of Micron Aerosols under Standing Wave Conditions // *J. Sound Vib.* 1986. V. 110. № 3. P. 413.
70. *Zhenghui Q., Yaji H., Naso V., Wei D.* Aerosol Manipulation Through Modulated Multiple Acoustic Wave Packets with a Pair of Resonators // *Powder Tech.* 2017. V. 322. P. 24.
71. *Yuen W.T., Fu S.C., Kwan J.K.C., Chao C.Y.H.* The Use of Nonlinear Acoustics as an Energy Efficient Technique for Aerosol Removal // *Aerosol Sci. Tech.* 2014. V. 48. P. 907.
72. *Yuen W.T., Fu S.C., Chao C.Y.H.* The Correlation between Acoustic Streaming Patterns and Aerosol Removal Efficiencies in an Acoustic Aerosol Removal System // *Aerosol Sci. Tech.* 2016. V. 50. № 1. P. 52.
73. *Yuen W.T., Fu S.C., Chao C.Y.H.* The Effect of Aerosol Size Distribution and Concentration on the Removal Efficiency of an Acoustic Aerosol Removal System // *J. Aerosol Sci.* 2017. V. 104. P. 79.
74. *Hasegawa K., Watanabe A., Kaneko A., Abe Y.* Coalescence Dynamics of Acoustically Levitated Droplets // *Micromachines.* 2020. V. 11. № 4. P. 343.
75. *Gonzalez I., Hoffmann T.L., Gallego J.A.* Precise Measurements of Particle Entrainment in a Standing-wave Acoustic Field between 20 and 3500 Hz // *J. Aerosol Sci.* 2000. V. 31. № 12. P. 1461.
76. *Gonzalez I., Hoffmann T.L., Gallego J.A.* Visualization of Hydrodynamic Particle Interactions: Validation of a Numerical Model // *Acta Acust. United Acust.* 2002. V. 88. № 1. P. 19.
77. *Gonzalez I., Gallego-Juarez J.A., Riera E.* The Influence of Entrainment on Acoustically Induced Interactions between Aerosol Particles – an Experimental Study // *J. Aerosol Sci.* 2003. V. 34. P. 1611.
78. *Markauskas D., Maknickas A., Kačianauskas R.* Simulation of Acoustic Particle Agglomeration in Polydispersed Aerosols // *Proc. Eng.* 2015. V. 102. P. 1218.
79. *Shen G.Q., Huang X.Y., He C.L., Zhang S.P., An L.S.* Experimental Study of Acoustic Agglomeration and Fragmentation on Coal-fired Ash with Different Particle Size Distribution // *Powder Tech.* 2018. V. 325. P. 145.
80. *Lu M., Fang M., He M., Liu S., Luo Z.* Insights into Agglomeration and Separation of Fly-ash Particles in a Sound Wave Field // *RSC Adv.* 2019. V. 9. № 9. P. 5224.
81. *Fan F., Xu X., Zhang S., Su M.* Modeling of Particle Interaction Dynamics in Standing Wave Acoustic Field // *Aerosol Sci. Tech.* 2019. V. 53. № 10. P. 1204.
82. *Argo T.F., Zadler B.J., Meegan G.D.* Size Selection of Levitated Aerosol Particulate in an Ultrasonic Field // *JASA.* 2020. V. 147. P. EL93.
83. *Whitworth G., Coakley W.* Particle Column Formation in a Stationary Ultrasonic Field // *JASA.* 1992. V. 91. № 1. P. 79.
84. *Hertz H.M.* Standing-wave Acoustic Trap for Noninvasive Positioning of Microparticles // *J. App. Phys.* 1995. V. 78. № 8. P. 4543.
85. *Kogan S., Kaduschak G., Sinha D.* Acoustic Concentration of Particles in Piezoelectric Tubes: Theoretical Modeling of the Effect of Cavity Shape and Symmetry Breaking // *JASA.* 2004. V. 116. № 4. Pt. 1. P. 1967.
86. *Goddart G., Kaduchak G.* Ultrasonic Particle Concentration in a Line-driven Cylindrical Tube // *JASA.* 2005. V. 117. № 6. P. 3440.
87. *Huffman J.A., Jayne J.T., Drownick F., Aiken A.C., Onasch T., Worsnop D.R., Jimenez J.L.* Design, Modeling, Optimization, and Experimental Tests of a Particle Beam Width Probe for the Aerodyne Aerosol Mass Spectrometer // *Aerosol Sci. Tech.* 2005. V. 39. № 12. P. 1143.
88. *Akhatov I.S., Hoey J.M., Swenson O.F., Schulz D.L.* Aerosol Focusing in Microcapillaries // *J. Aerosol Sci.* 2008. V. 39. P. 691.
89. *Vainshtein P., Shapiro M.* Trap of a Submicron Particle in a Quadrupole Acoustic Chamber // *Particulate Sci. Tech.* 2011. V. 29. № 5. P. 450.
90. *Bruus H., Dual J., Hawkes J., Hill M., Laurell T., Nilsson J., Radel S., Sadhal S., Wiklund M.* Acoustofluidics Exploiting Ultrasonic Standing Wave Forces and Acoustic Streaming in Microfluidic Systems for Cell and Particle Manipulation // *Lab Chip.* 2011. V. 11. P. 3579.
91. *Михайленко К.И., Валеева Ю.П.* Моделирование осаждения мелкодисперсной взвеси из воздуха при прохождении волн давления // *Выч. мет. прогр.* 2013. Т. 14. Вып. 3. С. 328.
92. *King L.* On the Acoustic Radiation Pressure on Spheres // *Proc. Roy. Soc.* 1934. V. 147. № 861. P. 212.
93. *Rayleigh L.* *Theory of Sound.* 2nd ed. N.Y.: Dover, 1945. V. 1–2.
94. *Westervelt P.J.* The Theory of Steady Forces Caused by Sound Waves // *JASA.* 1951. V. 23. № 4. P. 312.
95. *Духин С.С.* Теория дрейфа аэрозольной частицы в стоячей звуковой волне // *Коллоид. журн.* 1960. Т. 22. № 1. С. 128.
96. *Горьков Л.П.* О силах, действующих на малую частицу в акустическом поле в идеальной жидкости // *ДАН СССР.* 1961. Т. 140. № 1. С. 88.
97. *Czyz H.* The Aerosol Particle Drift in a Standing Wave Field // *Arch. Acoust.* 1987. V. 12. Pt. 3–4. P. 199.
98. *Czyz H.* On the Concentration of Aerosol Particles by Means of Drift Forces in a Standing Wave Field // *Acustica.* 1990. V. 70. P. 23.
99. *Marston P., Thiessen D.* Manipulation of Fluid Objects with Acoustic Radiation Pressure // *Ann. N.Y. Acad. Sci.* 2004. V. 1027. P. 414.
100. *Hahn P., Leibacher I., Baasch T., Dual J.* Numerical Simulation of Acoustofluidic Manipulation by Radiation Forces and Acoustic Streaming for Complex Particles // *Roy. Soc. Chem. Lab Chip.* 2015. V. 15. P. 4302.
101. *Doinikov A.A.* Acoustic Radiation Pressure on a Compressible Sphere in a Viscous Fluid // *J. Fluid Mech.* 1994. V. 267. P. 1.
102. *Danilov S.D., Mironov M.A.* Mean Force on a Small Particle in a Sound Wave in a Viscous Fluid // *JASA.* 2000. V. 107. № 1. P. 143.
103. *Губайдуллин Д.А., Осунов П.П.* О некоторых режимах дрейфа включений в акустических полях // *ИФЖ.* 2011. Т. 84. № 2. С. 255.
104. *Губайдуллин Д.А., Осунов П.П.* Влияние чисел Рейнольдса и Струхала на направление волновой си-

- лы, действующей на включения в стоячей синусоидальной волне // ИФЖ. 2013. Т. 86. № 1. С. 50.
105. *Губайдуллин Д.А., Осипов П.П., Насыров Р.Р.* Влияние коэффициента увлечения частиц на их распределение в двумерном акустическом резонаторе // ИФЖ. 2018. Т. 91. № 3. С. 734.
 106. *Gubaidullin D.A., Ossipov P.P., Abdushev A.A.* Simulation of Aerosol Distribution in Hyperbolic Resonator // Appl. Math. Model. 2018. № 62. P. 181.
 107. *Lei J., Cheng F., Li K.* Numerical Simulation of Boundary-driven Acoustic Streaming in Microfluidic Channels with Circular Cross-sections // Micromachines. 2020. V. 11. P. 240.
 108. *Vainshtein P., Fichman M., Shuster K., Gutfinger C.* The Effect of Centreline Particle Concentration in a Wave Tube // J. Fluid Mech. 1996. V. 306. P. 31.
 109. *Dain Y., Fichman M., Gutfinger C., Pnueli D., Vainshtein P.* Dynamics of Suspended Particles in a Two-dimensional High-frequency Sonic Field // J. Aerosol Sci. 1995. V. 26. № 4. P. 575.
 110. *Alexeev A., Gutfinger C.* Particle Drift in a Resonance Tube – a Numerical Study // JASA. 2003. V. 114. № 3. P. 1357.
 111. *Temkin S.* Gasdynamic Agglomeration of Aerosols. 1. Acoustic Waves // Phys. Fluid. 1994. V. 6. P. 2294.
 112. *Vainshtein P., Fichman M., Pnueli D.* On the Drift of Aerosol Particles in Sonic Fields // J. Aerosol Sci. 1992. V. 23. P. 631.
 113. *Осипов А.Н., Рыбдылова О.Д.* Фокусировка аэрозоля за ударной волной, движущейся в микроканале // ТОХТ. 2011. Т. 45. № 2. С. 178.
 114. *Тукмаков А.Л.* Динамика твердых частиц в волновом поле трубопровода с акустически закрытым концом // Изв. вузов. Авиац. техн. 2005. № 2. С. 30.
 115. *Тукмаков А.Л.* Распределение твердых частиц в акустическом поле резонансной трубы при различных режимах возбуждения колебаний // Теплофизика и аэромеханика. 2005. № 2. С. 219.
 116. *Тукмаков А.Л.* Численное моделирование акустических течений при колебаниях газа в закрытой трубе в окрестности резонансных частот // Изв. вузов. Авиац. техн. 2006. № 4. С. 30.
 117. *Тукмаков А.Л.* Численное моделирование процесса волновой сепарации твердых частиц при резонансных колебаниях газа в закрытой трубе // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 2. С. 342.
 118. *Тукмаков А.Л.* Численное моделирование дрейфа твердых частиц при резонансных колебаниях газа в открытом канале // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 3. С. 247.
 119. *Тукмаков А.Л.* Численное моделирование колебаний монодисперсной газовзвеси в нелинейном волновом поле // ПМТФ. 2011. Т. 52. № 2. С. 36.
 120. *Тукмаков А.Л.* Зависимость механизма дрейфа твердой частицы в нелинейном волновом поле от ее постоянной времени и длительности волновых фронтов // ПМТФ. 2011. Т. 52. № 4. С. 106.
 121. *Тонконог В.Г., Тукмаков Д.А.* Нелинейные колебания газовзвеси и дрейф твердой фазы в акустическом резонаторе проточного типа // ИФЖ. 2013. Т. 86. № 2. С. 576.
 122. *Тукмаков А.Л., Баянов Р.И., Тукмаков Д.А.* Течение полидисперсной газовзвеси в канале, сопровождающееся коагуляцией в нелинейном волновом поле // Теплофизика и аэромеханика. 2015. № 3. С. 319.
 123. *Тукмаков А.Л.* Динамика коагулирующей полидисперсной газовзвеси в нелинейном волновом поле акустического резонатора // ИФЖ. 2015. Т. 88. № 1. С. 11.
 124. *Rodriguez V., Saurel R., Jourdan G., Houas L.* Solid-particle Jet Formation under Shock-wave Acceleration // Phys. Rev. E. 2013. V. 88. № 6. 063011.
 125. *Oh J., Choi S., Kim J.* Numerical Simulation of an Internal Flow Field in a Uniflow Cyclone Separator // Powder Tech. 2015. V. 274. P. 135.
 126. *Barnkob R., Augustsson P., Laurell T., Bruus H.* Acoustic Radiation- and Streaming-Induced Microparticle Velocities Determined by Microparticle Image Velocimetry in an Ultrasound Symmetry Plane // Phys. Rev. 2012. V. E86. № 5. P. 056307.
 127. *Lutz B.R., Chen J., Schwartz D.T.* Hydrodynamic Tweezers: 1. Noncontact Trapping of Single Cells using Steady Streaming Microeddies // Anal. Chem. 2006. V. 78. № 15. P. 5429.
 128. *Hammarstrom B., Laurell T., Nilsson J.* Seed Particle-enabled Acoustic Trapping of Bacteria and Nanoparticles in Continuous Flow Systems // Roy. Soc. Chem. Lab Chip. 2012. V. 12. № 21. P. 4296.
 129. *Hammarstrom B., Nilson B., Laurell T., Nilsson J., Ekstrom S.* Acoustic Trapping for Bacteria Identification in Positive Blood Cultures with MALDI-TOF MS // Anal. Chem. 2014. V. 86. № 21. P. 10560.
 130. *Antfolk M., Muller P.B., Augustsson P., Bruus H., Laurell T.* Focusing of Sub-Micrometer Particles and Bacteria Enabled by Two-dimensional Acoustophoresis // Roy. Soc. Chem. Lab Chip. 2014. V. 14. № 15. P. 2791.
 131. *Devendran C., Gralinski I., Neild A.* Separation of Particles using Acoustic Streaming and Radiation Forces in an Open Microfluidic Channel // Microfluid Nanofluid. 2014. V. 17. P. 1.
 132. *Vainshtein P., Shapiro M.* Aerodynamic Focusing in a Channel with Oscillating Walls // J. Aerosol Sci. 2008. V. 39. P. 929.
 133. *Paul W., Raether M.* Das elektrische Massenfilter // Zeitschrift für Physik. 1955. Bd. 140. S. 262.
 134. *Vainshtein P., Shapiro M.* Focusing in a Quadrupole Acoustic Channel // J. Aerosol Sci. 2009. V. 40. P. 707.
 135. *Vainshtein P., Shapiro M.* Trap of a Submicron Particle in a Quadrupole Acoustic Chamber // Int. J. Particulate Sci. Tech. 2011. V. 29. № 5. P. 450.
 136. *Collins D.J., O'Rourke R., Davendran C., Ma Z., Han J., Neild A., Ai Y.* Self-aligned Acoustofluidic Particle Focusing and Patterning in Microfluidic Channels from Channel-based Acoustic Waveguides // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. 074502.
 137. *Silva G.T., Lopes J.H., Leao-Neto J.P., Nichols M.K., Drinkwater B.W.* Particle Patterning by Ultrasonic Standing Waves in a Rectangular Cavity // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 11. 054044.
 138. *Tung K.W., Chung P.S., Wu C., Man T., Tiwary S., Wu B., Chou Y.-F., Yang F.-I., Chiou P.-Y.* Deep Sub-wavelength Acoustic Patterning of Complex and Non-periodic Shapes on Soft Membranes Supported by Air Cavities // Lab Chip. 2019. V. 19. P. 3714.
 139. *Collino R.R., Ray T.R., Fleming R.C., Sasaki C.H., Haj-Hariri H., Begley M.R.* Acoustic Field Controlled

- Patterning and Assembly on Anisotropic Particles // *Extrem. Mech. Lett.* 2015. V. 5. P. 37.
140. *Mao Z.M., Li P., Wu M.X., Bachman H., Mesyngier N., Guo X.S., Liu S., Costanzo F., Huang T.J.* Enriching Nanoparticles Via Acoustofluidics // *ACS Nano*. 2017. V. 11. P. 603.
 141. *Fornell A., Garofalo F., Nilsson J., Bruus H., Tenje M.* Intra-droplet Acoustic Particle Focusing: Simulations and Experimental Observations // *Microfluidics Nanofluidics*. 2018. V. 22. P. 75.
 142. *Wu M., Ozcelik A., Rufo J., Wang Z., Fang R., Jun Huang T.* Acoustofluidics Separation of Cells and Particles // *Microsyst. Nanoeng.* 2019. V. 5. P. 32.
 143. *Gonzalez I., Earl J., Fernandez L.J., Sainz B., Pinto A., Monge R., Alcalá S., Castillejo A., Soto J.L., Carrato A.A.* Label Free Disposable Device for Rapid Isolation of Rare Tumor Cells from Blood by Ultrasounds // *Micromachines*. 2018. V. 9. P. 128.
 144. *Pulliam T.H., Steger J.L.* Implicit Finite-difference Simulations of Three-dimensional Compressible Flow // *AIAA J.* 1980. V. 18. № 2. P. 159.
 145. *Fletcher C.A.J.* Computational Techniques for Fluid Dynamics. Berlin: Springer, 1988. V. 2.
 146. *Lei J., Glynne-Jones P., Hill M.* Comparing Methods for the Modelling of Boundary-driven Streaming in Acoustofluidic Devices // *Microfluidics and Nanofluidics*. 2017. V. 21. № 2.
 147. *Vanhille C.* Numerical Simulation of Two-dimensional Nonlinear Standing Acoustic Waves // *JASA*. 2004. V. 116. № 1. P. 194.
 148. *Thompson J.F., Thames F.C., Mastin C.W.* TOMCAT-A Code for Numerical Generation of Boundary-fitted Curvilinear Coordinate Systems on Fields Containing Any Number of Arbitrary Two-dimensional Bodies // *J. Comp. Phys.* 1977. V. 24. P. 274.
 149. *Yano T.* Turbulent Acoustic Streaming Excited by Resonant Gas Oscillation with Periodic Shock Waves in a Closed Tube // *JASA*. 1999. V. 106. P. 7.

ПИРОЛИТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЕРЕРАБОТКИ ТВЕРДЫХ КОММУНАЛЬНЫХ ОТХОДОВ

© 2021 г. В. В. Хасхачих¹, *, О. М. Ларина¹, Г. А. Сычев¹, Г. Я. Герасимов², В. М. Зайченко¹

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

²Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: v.khaskhachikh@gmail.com

Поступил в редакцию 25.04.2020 г.

После доработки 10.08.2020 г.

Принят к публикации 20.10.2020 г.

Представлены результаты исследований применения пиролизических методов переработки твердых коммунальных отходов в жидкое и газообразное топливо. Рассмотрены особенности и типы пиролизического процесса, детально проанализированы основные продукты пиролиза, полученные при различных температурах и скоростях нагрева исходной массы твердых коммунальных отходов. Поскольку жидкие продукты, полученные при обычном пиролизе, содержат большое количество кислородсодержащих соединений и воды, для получения высококачественного котельного или транспортного топлива используются каталитические методы. Рассмотрены основные типы катализаторов, их свойства и степень влияния на процесс. Проанализированы преимущества двухстадийного процесса, в котором продукты пиролиза на второй стадии процесса подвергаются высокотемпературному каталитическому крекингу с образованием синтез-газа.

DOI: 10.31857/S0040364421030078

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение
Закономерности процесса пиролиза
Характеристика продуктов пиролиза
Каталитический пиролиз
Двухстадийная пиролизическая конверсия ТКО
Типы реакторов пиролиза
Экологические аспекты пиролизических методов
Заключение
Список литературы

ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее социально значимых экологических проблем в современном мире является проблема обращения с твердыми коммунальными отходами (ТКО), объем которых непрерывно увеличивается. Так, в 2016 г. в Российской Федерации было произведено 260 млн м³ ТКО, из которых менее 10% было направлено на мусороперерабатывающие или мусоросжигательные заводы [1]. Основная масса ТКО вывозится на полигоны, деятельность которых приводит к загрязнению атмосферы, почвы и грунтовых вод, негативно влияет на растительный и животный мир, ухудшает качество жизни населения близлежащих территорий [2]. С другой стороны, размещение на полигонах

отходов, не прошедших предварительную сортировку, приводит к безвозвратной потере ценных видов сырья и материалов (бумага, стекло, металл, пластик и др.), пригодных к повторной переработке, а также к необходимости вывода значительного количества земель из хозяйственного оборота [3].

Практика обращения с ТКО в развитых странах показывает, что основное направление в решении проблемы утилизации отходов связано с их вовлечением в повторное использование. Для этих целей в сфере обращения с отходами разработан принцип 3R (Reduce – снижение образования, Reuse – повторное использование, Recycle – переработка во вторичное сырье), направленный на минимизацию количества отходов, подлежащих захоронению [4]. В европейских странах, которые являются лидерами в отрасли утилизации и обезвреживания отходов, доля ТКО, вовлеченных в повторное использование, достигает 80–87%, что значительно превышает аналогичный показатель для нашей страны [3, 5].

Наиболее рациональным способом утилизации ТКО является их повторное использование в качестве альтернативного источника энергии (waste-to-energy) [6]. Сжигание ТКО широко распространено в мировой практике и позволяет не только получать энергию от сжигания необработанных или несортированных отходов, но также

уменьшать их объем почти на 90%, что обеспечивает отказ от использования полигонов [7]. С другой стороны, в результате сжигания отходов получается твердый остаток (зола) и газообразные вещества, зачастую представляющие еще большую опасность с экологической точки зрения. Для снижения вредных выбросов на современных мусоросжигательных заводах применяются многоступенчатые системы газоочистки, стоимость которых, как правило, превышает стоимость основного оборудования [8].

Технологии, основанные на термическом разложении (пиролизе) ТКО, можно рассматривать в качестве альтернативы их прямому сжиганию [9]. Пиролитические методы термической переработки твердых отходов позволяют уменьшить количество вредных выбросов, в частности, крайне токсичных полихлорированных дибензо-парадиоксинов и дибензофуранов (PCDD/Fs) [10], а также не требуют дорогостоящей подготовки топлива и приспособлены для переработки отходов различного состава [11]. Следует отметить, что жидкие продукты пиролиза (пиролитическое масло) содержат большое количество кислородсодержащих соединений и поэтому не приспособлены для прямого сжигания в энергетических установках. По этой причине в последнее время интенсивно разрабатываются двухстадийные методы термической переработки ТКО, в которых выделяемые в процессе пиролиза летучие соединения подвергаются последующему каталитическому крекингу с получением синтез-газа. Данный газ может использоваться как топливо для электрогенерирующих энергоустановок или в качестве сырья для производства компонентов жидких моторных топлив [12].

В данной статье представлен краткий обзор экспериментальных и теоретических работ по исследованию различных методов пиролитической переработки ТКО в топливо, пригодное к использованию в различных энергетических установках.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОЦЕССА ПИРОЛИЗА

Под пиролизом понимается процесс, который связан с термическим разложением органических составляющих ТКО в атмосфере инертных газов. По сравнению со сжиганием пиролиз имеет более низкую температуру процесса и, соответственно, меньшие выбросы вредных веществ в атмосферу [13]. Пиролизные установки более приспособлены к различным типам твердых отходов, чем установки для их сжигания, что позволяет перерабатывать составляющие отходов, трудно поддающиеся утилизации (пластмасса, автопокрышки, отработанные масла и другие) [14]. Процесс пиролиза позволяет преобразовывать материалы с

низкой удельной энергией в топливо с высокой удельной энергией, одновременно восстанавливая ценные химические вещества [15]. Одним из значительных преимуществ данного процесса является использование многих видов сырья, включая промышленные, коммунальные и медицинские отходы.

Процесс термического разложения углеводородного материала, входящего в состав ТКО, можно представить в виде трех отдельных стадий [16]. На первой стадии происходит сушка исходного сырья. Далее происходит пиролиз сухого материала с выделением летучих компонентов. Процесс сопровождается фрагментацией и усадкой перерабатываемого материала. И, наконец, на заключительной стадии процесса продукты пиролиза подвергаются дальнейшему преобразованию во вторичных химических реакциях. Схематично процесс термического разложения ТКО в инертной атмосфере представлен на рис. 1. Первичный пиролиз представляет собой разрыв химических связей в крупных углеводородных цепях органических составляющих ТКО при температурах от 250 до 600°C с образованием углеводородных молекул и молекул неконденсирующихся газов. Под вторичным пиролизом понимается дальнейшее преобразование продуктов первичного пиролиза, находящихся в высокотемпературной зоне реактора. Этот процесс обычно включает реакции реформинга, крекинга, дегидратации и другие.

В зависимости от условий проведения процесса пиролиз подразделяется на быстрый, среднескоростной и медленный [17]. Для быстрого пиролиза характерны высокие скорости нагрева (порядка 10³°C/мин и выше) до температур порядка 500–600°C и малое время пребывания летучих продуктов пиролиза в высокотемпературной зоне (~1 с) [18]. Это накладывает ограничения на размер частиц исходного материала. Размер и форма частиц исходного материала не столь критичны для среднескоростного пиролиза, который позволяет перерабатывать более широкий спектр ТКО [19]. Среднескоростной пиролиз характеризуется скоростями нагрева порядка 100°C/мин, а время пребывания летучих веществ в высокотемпературной зоне увеличивается до 10–30 с. Следует также отметить, что пиролитическое масло, полученное при среднескоростном пиролизе биомассы, имеет улучшенные характеристики и может непосредственно использоваться в качестве топлива для дизельных двигателей [20]. Медленный пиролиз (торрефикация и карбонизация) характеризуется низкими температурами процесса и является обычной практикой для получения твердого топлива из биомассы. Торрефикацией принято называть термическую обработку био-

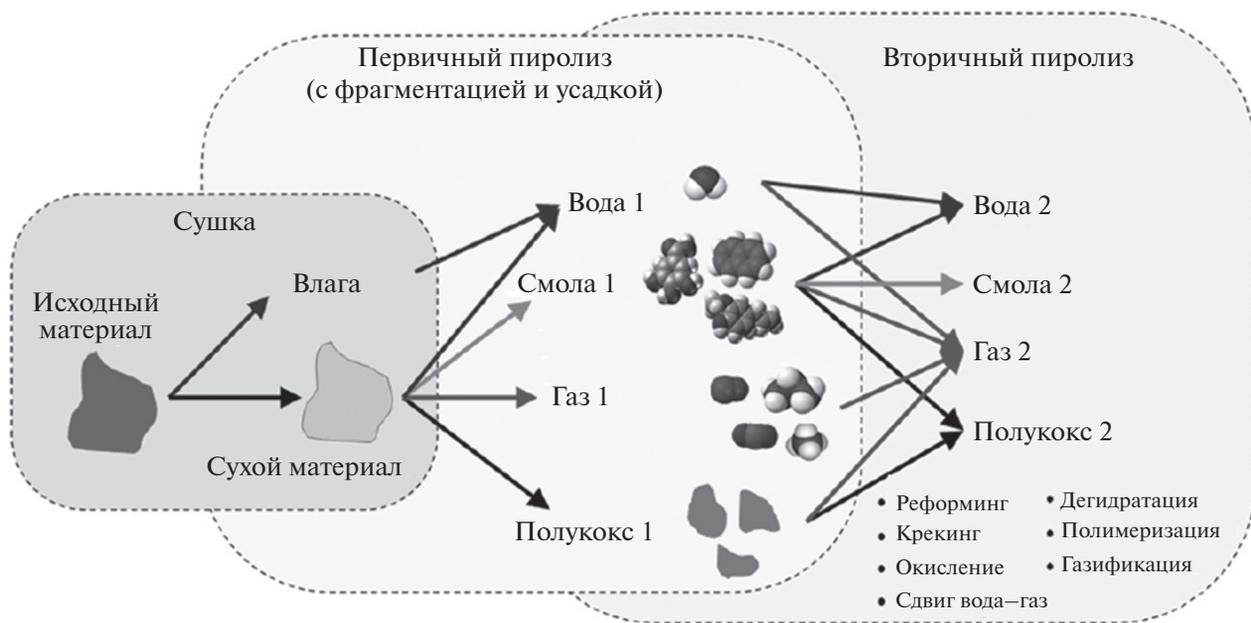


Рис. 1. Термическое разложение органической массы ТКО в инертной атмосфере [16].

массы при температурах 250–280°C в инертной среде [21]. Торрефикация применяется для повышения потребительских свойств твердых топлив из биомассы. Процесс карбонизации воспроизводит в ускоренном виде процесс образования ископаемых углей [22].

Твердые бытовые отходы содержат широкий спектр разнородных материалов. Типичная смесь ТКО для стран Европы состоит в основном из пищевых и садовых отходов (32%), бумаги и картона (29%), стекла (11%) и пластика (8%) [11]. Для Москвы соответствующая смесь содержит бумагу (20%), пищевые отходы (18%), стекло (17%) и пластик (14%) [23]. По сравнению с общими для России показателями доля пищевых отходов и бумаги в Москве меньше, а доля пластика и стекла больше. В связи с большой неопределенностью в составе ТКО достаточно сложно предсказать состав продуктов их пиролиза. Поэтому продукты пиролиза ТКО, как правило, делятся на три группы: полукок, смола (пиролитическое масло) и неконденсирующийся газ (рис. 1). Предполагается, что процесс протекает в соответствии с одностадийными или многостадийными механизмами реакций [24].

Тем не менее, большое количество работ посвящено разработке детальных механизмов пиролиза основных компонентов ТКО [25, 26]. Этот процесс протекает, как правило, в разных температурных диапазонах для разных компонентов. В частности, компоненты биомассы ТКО разлагаются при температуре 300–400°C, а разложение пластмасс происходит при более высокой темпе-

ратуре – 380–500°C. В схематичном виде диапазоны температур термического разложения различных компонентов ТКО показаны на рис. 2, где также приведены основные продукты их разложения [27].

Растительная биомасса, а также материалы, полученные на ее основе (древесина, бумага, текстиль, пищевые отходы и другие), состоят в основном из целлюлозы (40–60%), гемицеллюлозы (15–30%) и лигнина (10–25%). Этот тип твердых отходов имеет достаточно сложную молекулярную структуру. Тем не менее для этого типа твердых отходов разработаны достаточно сложные механизмы пиролиза, которые позволяют описать процесс на молекулярном уровне [28]. Пластмассовая фракция ТКО содержит в основном такие полимеры, как полиэтилен (PE), полипропилен (PP), полистирол (PS), полиэтилентерефталат (PET) и поливинилхлорид (PVC). Эти полимерные материалы имеют правильную молекулярную структуру. Поэтому механизмы их термического разложения достаточно хорошо изучены [26]. Как видно из рис. 2, большинство из этих полимеров разрушаются в достаточно узком температурном интервале от 360 до 500°C.

ХАРАКТЕРИСТИКА ПРОДУКТОВ ПИРОЛИЗА

Как отмечалось выше, твердые коммунальные отходы, произведенные в разное время в разных географических регионах, имеют разный состав [23]. Поэтому достаточно сложно получить ка-

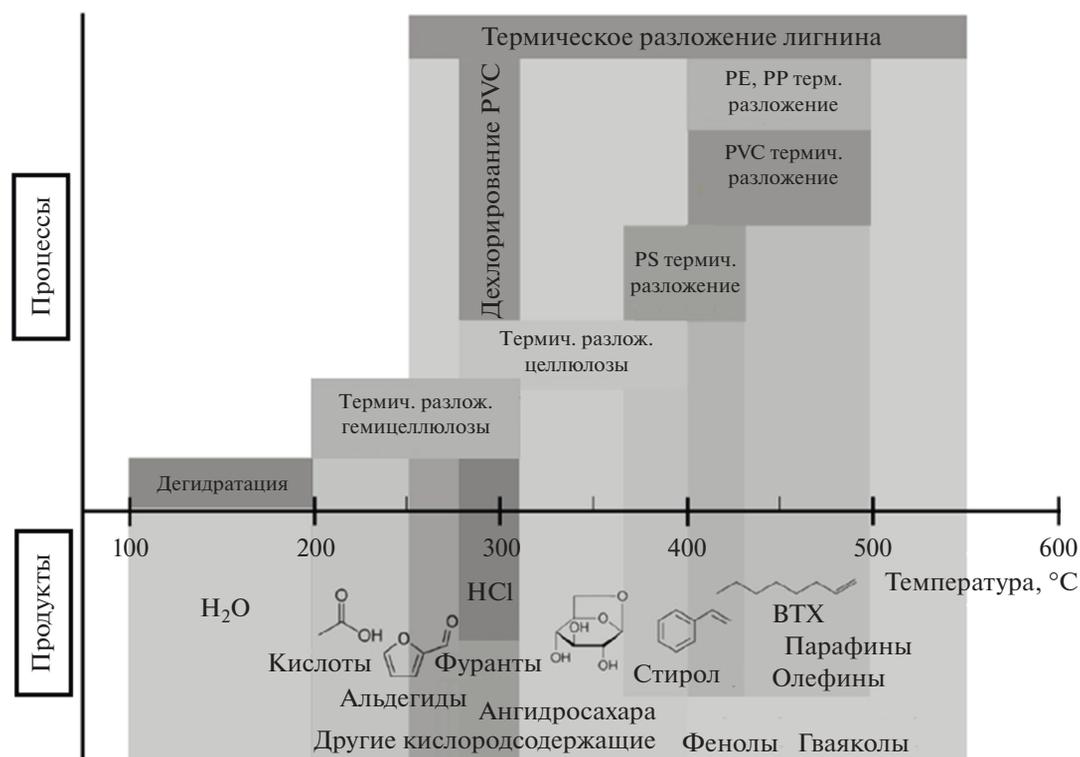


Рис. 2. Температурные интервалы термического разложения компонентов ТКО и основные продукты разложения [27].

кие-либо общие закономерности распределения продуктов пиролиза. Тем не менее условия проведения процесса (скорость нагрева, температура, время пребывания летучих продуктов в высокотемпературной области и т.д.) позволяют определить взаимосвязь между основными продуктами пиролиза. Медленный пиролиз (торрефикация), который характеризуется низкими температурами процесса и длительным временем пребывания выделившихся летучих продуктов в зоне реакции, способствует образованию газа и твердого остатка [29]. Высокие температуры процесса и длительное время пребывания летучих в области высоких температур способствуют превращению сырья в газ, в то время как умеренные температуры и короткое время пребывания в высокотемпературной области являются оптимальными для получения жидких продуктов пиролиза [30]. На рис. 3 приведено сравнение распределений различных продуктов пиролиза применительно к различным условиям проведения процесса [31]. Следует отметить, что быстрый пиролиз в настоящее время представляет особый интерес, поскольку с его помощью можно получать большое количество жидких продуктов, которые можно использовать в энергетических целях [32].

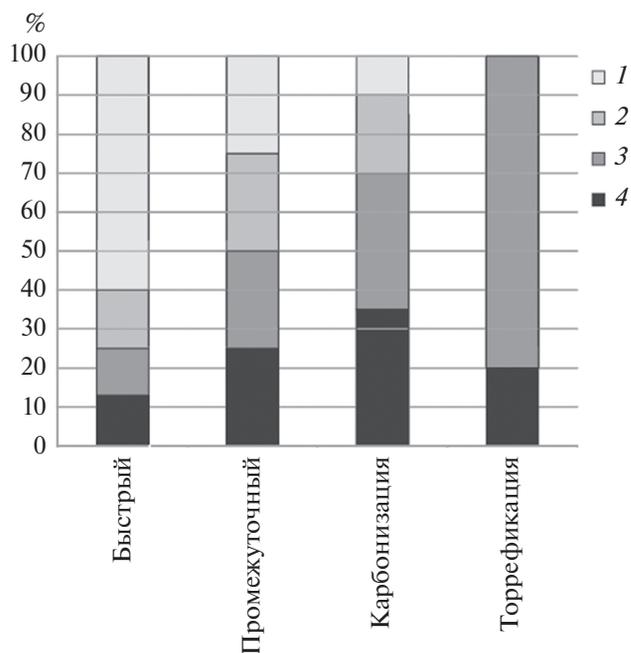


Рис. 3. Распределение продуктов при различных типах пиролиза [31]: 1 – смола, 2 – вода, 3 – полукокс, 4 – газ.

В настоящее время имеется большое количество экспериментальных работ, посвященных исследованию влияния различных параметров процесса на выход продуктов пиролиза. На рис. 4 представлена подборка имеющихся экспериментальных данных по распределению продуктов пиролиза биомассы для различных типов сырья, типов реактора и условий проведения эксперимента [16]. Эти данные сгруппированы в две последовательности экспериментальных точек, которые соответствуют высоким и низким скоростям нагрева. Разброс данных объясняется различиями в исходном типе биомассы, типе реактора и условиях пиролиза (размер частиц, высота слоя, время пребывания в реакционной зоне, скорость нагрева и другие). В частности, исследование поведения летучих продуктов пиролиза для различных видов биомассы, которое было проведено в лабораторном реакторе с кипящим слоем при температуре от 750 до 900°C, показало, что различия в выходе полукокса составляют величину порядка 10%, а различия в выходе жидких продуктов достигает 20 мас. % исходного сырья [33]. Влияние таких условий пиролиза, как размер частиц, может составить 6 мас. % сырья для данного материала и температурного режима [34].

Анализ экспериментальных точек, изображенных на рис. 4, показывает, что наиболее важными параметрами процесса, определяющими количество получаемых продуктов (твердых, жидких и газообразных), являются конечная температура процесса и скорость нагрева исходного материала. В области низких температур (порядка 300°C и ниже) основным продуктом пиролиза ТКО является полукок. Промежуточный температурный интервал (400–600°C) характеризуется максимальным выходом смолы, в то время как при высоких температурах (порядка 800°C и выше) доминирующим является выделение неконденсирующихся газов. Снижение выхода полукокса при повышении температуры от 200 до 600°C объясняется термической деструкцией органических компонентов исходного сырья. Оценки показывают, что при температурах выше 600°C полукок содержит около 15% углерода, порядка нескольких процентов кислорода и менее процента водорода от начальной массы перерабатываемого материала [16]. Исследования по термическому разложению ТКО показывают, что полученный в результате пиролиза полукок по своим свойствам аналогичен полукоксу от пиролиза биомассы, который можно использовать для улучшения плодородия почвы [13].

Важным параметром процесса пиролиза ТКО является выход жидких продуктов, которые могут использоваться в энергетических целях, а также для производства моторных топлив. Выход жид-

ких продуктов пиролиза увеличивается с ростом температуры, достигает максимума, а затем начинает уменьшаться (рис. 4). Максимальный выход жидких продуктов при высоких скоростях нагрева достигает 45–75%, тогда как при медленном нагреве эта величина лежит в диапазоне от 35 до 55%. Температура максимального выхода составляет около 500°C. Снижение выхода жидких продуктов пиролиза при более высоких температурах объясняется вторичными химическими реакциями разложения пиролитического масла на более легкие компоненты и неконденсирующийся газ, которые происходят в свободном пространстве на выходе из реактора [35]. В условиях высоких скоростей нагрева и короткого времени пребывания продуктов пиролиза в высокотемпературной зоне образуется большое количество воскообразного материала, который является составной частью жидких продуктов пиролиза [36]. При медленном нагреве подобный воскообразный материал, состоящий из длинных алифатических цепочек типа полиэтилена, образуется в меньших количествах.

Данные по выходу пиролитической воды лежат в диапазоне от 5 до 20% (в расчете на сухую беззольную массу) практически во всем температурном интервале. Этот продукт термического разложения органической массы ТКО образуется на начальной стадии процесса при температуре ниже 300°C и связан с дегидратацией химической структуры исходного материала. Выход пиролитической воды имеет почти постоянное значение при дальнейшем увеличении температуры. Это указывает на то, что увеличение общего выхода жидких продуктов пиролиза при повышенных температурах достигается за счет выделения пиролитического масла.

Выход неконденсирующегося газа при низких температурах (менее 500°C), когда интенсивность вторичных реакций разложения компонентов пиролитического масла незначительна, слабо коррелирует с изменением температуры. Основное количество газа образуется за счет разложения химической структуры исходного углеводородного материала ТКО. Неконденсирующийся газ пиролиза состоит в основном из CO₂, CO и небольших количеств CH₄, C_xH_y и H₂ (в расчете на массовые доли). В области высоких температур (выше 600°C) наблюдается резкое увеличение выхода газа при последующем нагреве. В этом температурном диапазоне доминирующим газовым компонентом является CO, а это указывает на то, что разложение масла во вторичных химических реакциях приводит в основном к образованию CO. Большая часть оставшегося масла разлагается на CH₄, C_xH_y и H₂, увеличивая выход газа при-

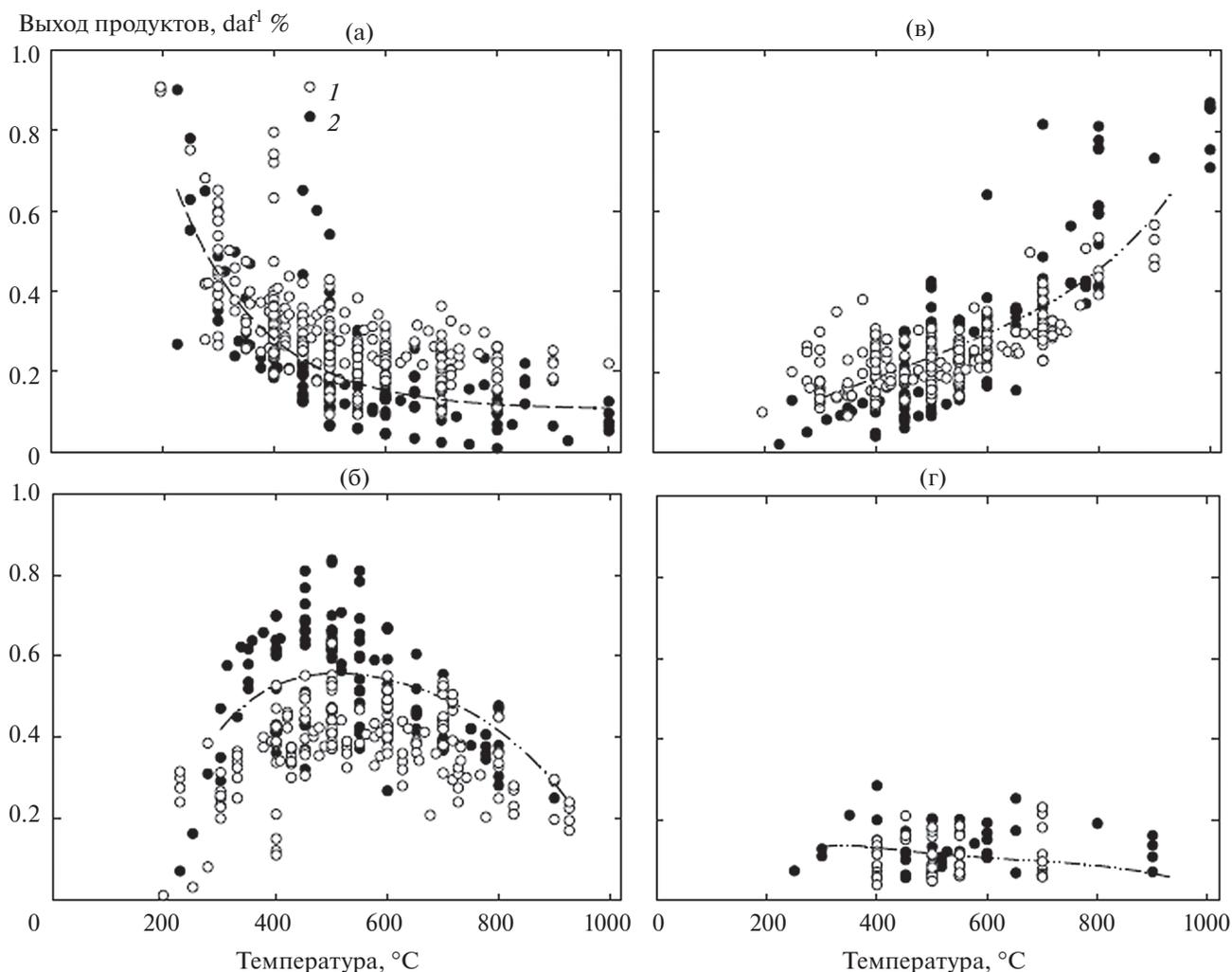


Рис. 4. Подборка экспериментальных данных по выходу продуктов пиролиза для различных типов сырья, типов реактора и условий проведения эксперимента [16]: (а) полукокс, (б) смола + вода, (в) газ, (г) вода; 1 – медленный, 2 – быстрый нагрев.

мерно с 1 мас. % при 500°C до 10 мас. % при температуре выше 850°C [16].

КАТАЛИТИЧЕСКИЙ ПИРОЛИЗ

Обычный пиролиз ТКО представляет собой термическое разложение органической составляющей исходного материала в инертной среде с образованием полукокса (золы и фиксированного углерода), смолы (пиролитического масла), пиролитической воды и неконденсирующегося газа. Наиболее ценным продуктом пиролиза ТКО является смола, в состав которой входят сотни типов кислородсодержащих соединений, таких как кислоты, кетоны, альдегиды, фенолы и ангидросахара [18]. Присутствие данных соединений, а

также большого количества пиролитической воды в жидких продуктах пиролиза приводит к тому, что их низшая теплотворная способность составляет порядка 40–50% от соответствующего значения для углеводородного топлива [28]. Высокое содержание кислот и воды в пиролитическом масле делает его также несовместимым с традиционной топливной инфраструктурой [37]. Все это дает основания для более глубокой переработки жидких продуктов пиролиза с целью получения качественного котельного или транспортного топлива. Эта проблема в настоящее время решается с использованием методов каталитического пиролиза.

Общую схему каталитического пиролиза можно представить следующим образом. Первичный пиролиз, связанный с разложением ТКО, обычно осуществляется при температуре порядка 500°C,

¹ – по отношению к сухой беззольной массе.

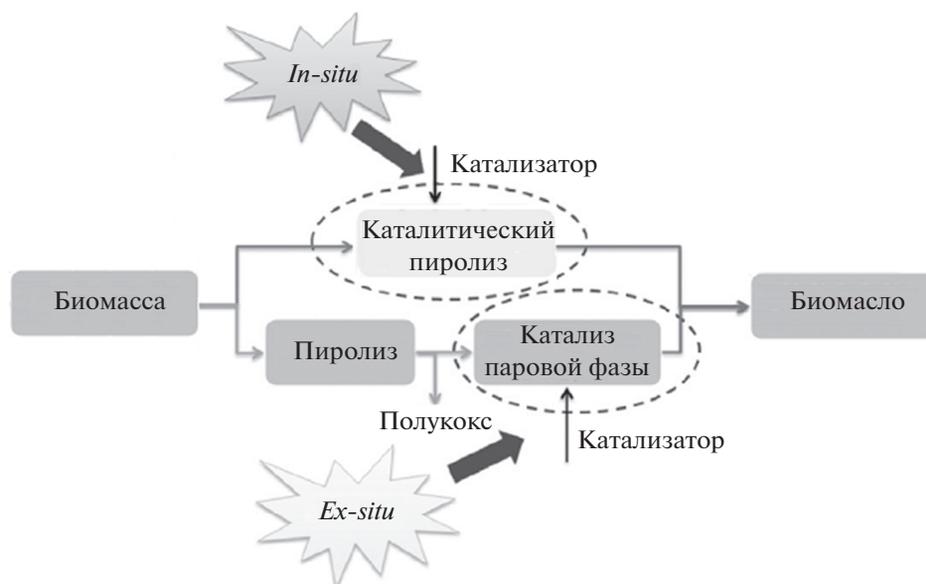


Рис. 5. Типы каталитического пиролиза [28].

но в некоторых случаях эта температура повышается до 700°C, причем выход продуктов пиролиза существенно зависит от этого параметра процесса. Вторичные химические реакции, связанные с каталитической конверсией продуктов первичного пиролиза, протекают при более высоких температурах. Основными из них являются деоксигенация, крекинг, ароматизация, кетонизация, гидроочистка и реформинг [38]. В зависимости от метода контакта катализатора с парогазовой смесью, которая образуется при пиролизе ТКО, каталитический пиролиз можно разделить на две разновидности [28]. Первая разновидность, в которой катализатор смешивается с исходным сырьем и подается в реактор пиролиза, называется каталитическим пиролизом *in-situ* [39], тогда как разновидность, в которой образующаяся при пиролизе парогазовая смесь проходит через слой катализатора, называется каталитическим пиролизом *ex-situ* [40]. Эти две разновидности каталитического пиролиза схематично изображены на рис. 5.

Реакция каталитической деоксигенации кислородсодержащих соединений, входящих в состав смолы, является эффективным путем снижения концентрации кислорода в жидких продуктах пиролиза ТКО [38]. Типичные реакции деоксигенации, такие как дегидратация, декарбоксилирование и декарбонилирование, приводят к отщеплению атомов кислорода от углеводородных молекул с образованием H₂O, CO₂ и CO соответственно. Наиболее важной из этих реакций является декарбонилирование кислородсодержащих соединений, поскольку эта реакция обладает наибольшей

эффективностью и значительно увеличивает соотношение [C]/[H] в смоле [41].

Тяжелые фракции смолы, проходя через слой катализатора, могут превращаться в легкие углеводороды в серии реакций каталитического крекинга. Эти реакции включают в себя разрыв C–C-связей, перенос атомов водорода, изомеризацию, отщепление боковой цепи от ароматического кольца и деоксигенацию [42]. Вторичные каталитические реакции также включают поверхностные реакции осаждения углерода и смолы, реакции газификации углерода и паровой каталитический реформинг смолы с образованием H₂O, CO, CO₂, легких алифатических и ароматических углеводородов. Эти реакции приводят к снижению концентрации смолы в продуктах пиролиза и увеличению концентрации газа и воды.

Одним из широко используемых катализаторов для улучшения качества жидких продуктов пиролиза является коксовый остаток [38]. Он является наиболее дешевым реагентом, поскольку образуется в процессе пиролиза и, следовательно, внешнего ввода катализатора в реактор пиролиза не требуется. Кроме того, когда летучие вещества из ТКО проходят через слой коксового остатка, используется скрытая теплота испарения воды и сохраняется теплосодержание как коксового остатка, так и летучих продуктов пиролиза [43]. Это происходит по той причине, что эмиссия летучих веществ и газификация коксового остатка происходят одновременно, и, следовательно, они

взаимодействуют до момента падения температуры в реакторе.

Другим широко используемым катализатором для реформинга продуктов пиролиза является СаО, который обладает довольно высокой каталитической активностью и низкой стоимостью [44]. Этот катализатор может действовать как абсорбент, реагент и катализатор в зависимости от условий процесса пиролиза. Как показывают исследования, добавление СаО в сырье способствует разложению высокомолекулярных компонентов смолы, что приводит к снижению выхода смолы и увеличению выхода газа [45]. Доломит также является дешевым и распространенным материалом. Его использование в качестве катализатора при термической переработке ТКО приводит к увеличению выхода и качества пиролитического газа, а также снижению выхода смолы за счет крекинга и реформинга высокомолекулярных углеводородных компонентов смолы [46]. В некоторых исследованиях в качестве катализатора для улучшения качества смолы, образующейся во время пиролиза ТКО, используется также цеолит [47]. Сравнение количества жидких продуктов, полученных при пиролизе полистирольных пластиковых отходов, показывает, что максимальный выход смолы при обычном пиролизе составляет 80.8% с выходом газа 13% и кокса 6.2%, тогда как при каталитическом пиролизе с использованием синтетического и природного цеолита соответствующие выходы составляют 52, 17.7 и 30.7% соответственно [48].

ДВУХСТАДИЙНАЯ ПИРОЛИТИЧЕСКАЯ КОНВЕРСИЯ ТКО

Альтернативой традиционной пиролитической переработке ТКО является двухстадийный метод, в котором парогазовая смесь, как продукт пиролиза, на второй стадии процесса подвергается высокотемпературному каталитическому крекингу с образованием синтез-газа [12, 49, 50]. Этот метод позволяет преобразовывать низкосортные жидкие продукты пиролиза ТКО в высококалорийное газообразное топливо с теплотворной способностью порядка 16 МДж/м³ [50]. Синтез-газ, образующийся при каталитическом крекинге жидких продуктов пиролиза ТКО, состоит в основном из смеси водорода и оксида углерода с отношением объемных долей в диапазоне от 1 до 2. Конечный продукт двухстадийной переработки ТКО не содержит жидкой фракции, что свидетельствует о полном термическом разложении высокомолекулярных соединений, входящих в состав летучих продуктов пиролиза. Это, с одной стороны, повышает эффективность преобразова-

ния исходного материала в высококалорийное топливо, а с другой стороны, позволяет решить экологическую проблему утилизации ТКО с минимальным уровнем выбросов вредных веществ в окружающую среду.

Принципиальная возможность двухстадийной пиролитической конверсии компонентов ТКО в синтез-газ была продемонстрирована в ряде исследований, выполненных как в России [12, 51, 52], так и за рубежом [46, 53–55]. Технологическая схема метода включает в себя несколько этапов [56]. На первом этапе происходит подготовка исходного сырья к последующей переработке с отбором ценных фракций сырья (бумага, стекло, металл, пластик и другие) на линии сортировки и измельчением оставшейся части сырья в шредере. На втором этапе подготовленное к переработке сырье поступает в реактор пиролиза, где при температуре порядка 500°C происходит процесс его термического разложения с образованием твердого остатка и летучих продуктов пиролиза, представляющих собой парогазовую смесь. На третьем этапе парогазовая смесь направляется в реактор крекинга, где при температуре порядка 1000°C осуществляется ее термокatalитическая конверсия в синтез-газ, который в основном состоит из СО и Н₂. В качестве катализатора в реакторе крекинга может использоваться угольный остаток, полученный путем пиролиза исходного сырья [12]. Образовавшийся синтез-газ на четвертом этапе процесса охлаждается в теплообменнике и очищается от HCl.

Рассмотренный метод термической переработки ТКО позволяет получать высококалорийный синтез-газ, который по своим характеристикам пригоден для использования как в виде топлива для энергетических установок, так и в качестве сырья для синтеза компонентов жидких моторных топлив [57]. Отсутствие в очищенном синтез-газе хлорсодержащих компонентов создает условия, препятствующие повторному образованию хлорированных диоксинов при его дальнейшем использовании [58].

Метод двухстадийной пиролитической конверсии ТКО может стать основой для создания локальных теплоутилизационных комплексов, которые обслуживают городские микрорайоны или небольшие населенные пункты. Подобный комплекс способен дать совместное решение двух проблем: обеспечение микрорайона тепловой и электрической энергией и утилизацию твердых коммунальных отходов непосредственно на месте их образования [59]. Это в свою очередь позволит получить существенный экономический эффект за счет как сокращения объемов вывоза ТКО, так и получения энергии из бросового сырья вместо привозного топлива.

Внедрение комплекса в непосредственной близости от собственного жилья существенно повысит социальную ответственность граждан при сортировке отходов и сборе фракций, представляющих интерес с точки зрения возможности их повторного использования (бумага, стекло, металл, пластик и другие).

ТИПЫ РЕАКТОРОВ ПИРОЛИЗА

Для проведения термической переработки ТКО с использованием методов пиролиза применяются различные типы реакторов [31]. В зависимости от способа подвода тепла к перерабатываемому материалу их можно подразделить на следующие типы: нагрев измельченных ТКО через стенку реактора с последующим перераспределением тепла в объеме реактора, использование газового теплоносителя для нагревания сырья [60] и теплообмен между твердым теплоносителем и перерабатываемым материалом, которые предварительно перемешиваются на входе в реактор. К первой группе реакторов относятся реакторы с фиксированным слоем [61, 62], барабанные реакторы типа вращающейся печи [63, 64], шнековые реакторы [65] и другие. Основным преимуществом реакторов данного типа является надежность и стабильность в работе, а также хорошая воспроизводимость результатов [14]. С другой стороны, данная технология нагрева характеризуется сравнительно низкой интенсивностью теплообмена и, соответственно, низкой производительностью [60].

Отличительная особенность процесса термической переработки ТКО в реакторе с фиксированным слоем заключается в сравнительно небольшой скорости нагрева исходной смеси, что является следствием низкой теплопередачи от стенок реактора к перерабатываемому материалу в условиях отсутствия перемешивающих устройств. Поэтому температура внутри реактора, имеющего относительно большие размеры, сильно снижается от его стенки к центру. Это затрудняет прогрев перерабатываемого материала и, соответственно, приводит к неравномерности его разложения. По этой причине реакторы с фиксированным слоем применяются главным образом в мелкомасштабных лабораторных установках для определения основных параметров, влияющих на выход продуктов пиролиза [66].

Барабанные реакторы типа вращающейся печи являются более эффективными по сравнению с реакторами с фиксированным слоем с точки зрения скорости и равномерности прогрева исходного материала. Этот тип реактора-пиролизера достаточно широко используется в крупномасштабных установках для проведения медленного пиролиза ТКО, так как скорость нагрева твердых

отходов в подобном реакторе не превышает 100°С/мин, а время их пребывания в реакторе достигает 60 мин [67]. Этот тип реакторов нашел более широкое применение, поскольку имеет ряд преимуществ перед реакторами с фиксированным слоем [13]. В частности, за счет вращения барабана достигается хорошее перемешивание различных компонентов смеси твердых отходов, а также снижаются температурные градиенты внутри реактора. Изменение скорости вращения барабана позволяет варьировать время пребывания смеси в реакторе, а большой объем реактора обеспечивает переработку больших объемов исходного материала без их предварительной обработки [68].

Основным элементом шнекового реактора, который обеспечивает перемещение перерабатываемого материала вдоль оси реактора, является винтовой шнек, вращающийся в закрытой цилиндрической оболочке. Теплообмен в шнековых реакторах небольшого диаметра осуществляется через стенку реактора [69]. Нагрев твердых отходов в высокопроизводительных шнековых реакторах производится с помощью твердого теплоносителя, который смешивается с исходным материалом на входе в реактор [70]. В качестве твердого теплоносителя в таких реакторах обычно используются небольшие металлические сферы, керамические шарики, песок, карбид кремния и другие. Для отделения частиц твердого теплоносителя от общей смеси теплоносителя и полукокса, образующегося при пиролизе ТКО, используется просеивающая система определенного типа, которая размещается на выходе из реактора. Общая схема шнековых реакторов, на которой показаны все разновидности теплообменных процессов, приведена на рис. 6. Наиболее полный обзор реакторов шнекового типа представлен в [17], где рассматриваются основы пиролиза, дается подробное описание различных систем шнековых реакторов, а также анализируются преимущества и недостатки данной технологии.

Принцип теплообмена между газовым теплоносителем и измельченным исходным материалом ТКО лежит в основе реакторов с кипящим слоем. Для таких реакторов характерны высокие скорости нагрева частиц твердых отходов, а также хорошее перемешивание компонентов перерабатываемой смеси. Реакторы данного типа просты по конструкции, удобны в эксплуатации, а также представляют большие возможности для масштабирования [31]. Такие реакторы обычно используются для изучения влияния температуры процесса и времени пребывания частиц твердых отходов в зоне реакции на выход продуктов пиролиза [71]. Реакторы с кипящим слоем характеризуются высоким выходом жидких продуктов

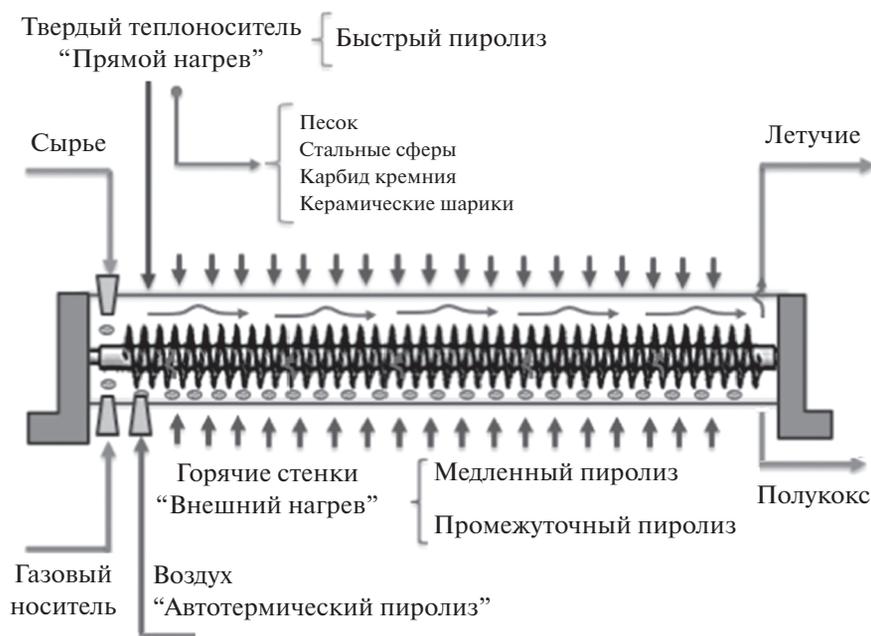


Рис. 6. Общая схема шнековых реакторов [17].

пиролиза. В частности, при термической переработке биомассы и отходов пластика выход смолы достигает 70 мас. % в пересчете на сухую беззольную массу [72]. Условием достижения высоких скоростей нагрева сырья является небольшой размер твердых частиц (порядка 2–3 мм). В этом случае скорость нагрева является лимитирующей стадией процесса. Реакторы с кипящим слоем широко используются в лабораторных исследованиях. Однако их использование в промышленных масштабах ограничено. Это связано с тем, что отделение материала слоя от остатка кокса, образовавшегося в процессе пиролиза, а также его рециркуляция в слой является достаточно сложной задачей [13].

Тип реакторов с кипящим слоем наряду с реакторами, использующими традиционный пузырьковый кипящий слой, включает в себя также реакторы, основанные на принципе циркулирующего кипящего слоя и конического фонтанирующего слоя. Циркулирующий кипящий слой представляет собой более сложную разновидность кипящего слоя, когда твердые частицы, уносимые из реактора, отделяются от газового потока в циклоне и возвращаются в слой [73]. Основное отличие реакторов данного типа от реакторов с традиционным кипящим слоем заключается в том, что время пребывания частиц полукокса в кипящем слое почти такое же, как и летучих продуктов пиролиза [74]. Кроме того, более высокие скорости потока газа приводят к большему истиранию частиц полукокса и, соот-

ветственно, к их большей концентрации в собранных жидких продуктах пиролиза [31]. Реакторы с коническим фонтанирующим слоем представляют собой отдельный тип реакторов с кипящим слоем, которые имеют коническую форму корпуса реактора. Эта инновационная технология успешно используется для пиролиза биомассы [75].

Третья разновидность нагрева измельченных твердых отходов основана на использовании твердого теплоносителя. Внутренний теплообмен между твердыми частицами в реакторе значительно увеличивает скорость нагрева частиц твердых отходов по сравнению с внешним теплообменом через стенки реактора [76]. Это приводит к быстрому пиролизу частиц ТКО и значительно улучшает производительность реактора. Использование условий быстрого пиролиза позволяет, с одной стороны, достичь максимального выхода жидкой фракции, а с другой стороны, повысить концентрацию легких углеводородных фракций в пиролитическом масле и тем самым улучшить качество получаемого продукта [77]. Важным преимуществом реакторов с твердым теплоносителем по сравнению с реакторами с кипящим слоем является отсутствие большого количества псевдоожигающих газов, что значительно снижает энергозатраты на быстрое охлаждение и последующую конденсацию жидких продуктов и повышает эффективность их отделения от общей массы продуктов пиролиза [78].

Твердый теплоноситель используется в высокопроизводительных шнековых реакторах [17], а

также в реакторах-пиролизерах барабанного типа [79]. Применение твердого теплоносителя для термической обработки низкосортных топлив является основой технологии “Галотер”, которая в настоящее время наиболее эффективна и получила коммерческое применение [80]. Эта технология основана на быстром нагреве мелкозернистого твердого топлива твердым теплоносителем (зола, образующаяся при пиролизе топлива) в реакторе с вращающимся барабаном. Коммерческая реализация технологии представлена в промышленных установках УТТ-3000 с производительностью 3000 т/сутки применительно к пиролизу горючих сланцев [81]. Опыт эксплуатации этих установок, а также испытания их применения для переработки других материалов, содержащих органические вещества (автомобильные покрышки, нефтешламы, загрязненные нефтью почвы, осадки сточных вод, некоторые виды ТКО), значительно расширяют область их применения.

Несмотря на значительный прогресс в изучении пиролиза компонентов ТКО и смеси в целом, пиролитические методы термической переработки ТКО пока не нашли широкого промышленного применения. Достаточно полный обзор действующих установок по пиролизу ТКО приведен в [13, 67]. Российский опыт внедрения методов пиролиза в практику термической переработки ТКО значительно уступает мировому уровню. Тем не менее в последнее время наблюдается положительная тенденция в создании установок подобного типа. В частности, в работе [82] был предложен пилотный проект строительства завода по переработке ТКО методом высокотемпературного пиролиза пропусковой способностью 100 кт/год.

ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПИРОЛИТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ

Современные пиролитические методы термической переработки ТКО характеризуются тем, что все продукты пиролиза собираются или перерабатываются. Процесс пиролиза уменьшает количество термических оксидов азота из-за более низких температур и восстановительной среды, реализуемых в реакторе-пиролизере [13]. Кроме того, меньший объем газа, образующегося при пиролизе, требует устройств очистки меньших размеров для удаления NO_x , NH_3 , SO_2 и HCl , что снижает капиталовложения и эксплуатационные расходы. Одним из преимуществ пиролитической переработки ТКО по сравнению с их прямым сжиганием является значительное снижение выбросов тяжелых металлов (Cd , Pb , Zn , Cu , Hg и As) в окружающую среду благодаря их удержанию в твердом остатке [83].

Термические методы переработки ТКО, включая пиролиз, приводят к образованию большого

количества продуктов неполного сгорания, которые содержат токсичные и стойкие органические вещества [84]. Присутствие хлорорганических соединений в твердых отходах способствует образованию заметных количеств PCDD/Fs, которые относятся к числу наиболее токсичных веществ [58]. Следует отметить, что PCDD/Fs образуются практически во всех процессах, связанных с термической переработкой органических веществ в присутствии различных соединений хлора [85]. Основным механизмом образования PCDD/Fs в процессе пиролиза является гетерогенный процесс *denovo*, который связан с карбонизацией структурных элементов углеродной матрицы в органическом веществе с одновременным хлорированием образующихся структур PCDD/Fs и выходом их в газовую фазу [86]. Процесс *denovo* играет существенную роль при температуре ниже 450°C и содержании кислорода в газовом потоке порядка нескольких процентов [87]. Так как при пиролизе свободный кислород в системе отсутствует, количество образующихся PCDD/Fs на порядок ниже, чем при сжигании.

Наиболее привлекательным с экологической точки зрения является метод двухстадийной пиролитической конверсии ТКО [12]. Пиролиз перерабатываемой органической массы ТКО (первая стадия процесса) сопровождается выходом хлора в газовую фазу в виде HCl при температуре порядка 500°C [88]. При этом в парогазовой смеси возможно газофазное образование PCDD/Fs за счет конденсации и последующего хлорирования фенольных структур, содержащихся в смоле [89]. На следующей стадии процесса парогазовая смесь поступает в реактор термокаталитического крекинга для переработки в синтез-газ. При температуре крекинга порядка 1000°C происходит полное разложение компонентов смолы, включая фенолы и образованные на стадии пиролиза PCDD/Fs [90]. Охлажденный синтез-газ, который предполагается использовать для генерации тепловой и/или электрической энергии или для синтеза компонентов жидких моторных топлив, на следующем этапе подвергается очистке от HCl . Отсутствие в очищенном синтез-газе хлорсодержащих компонентов создает условия, препятствующие повторному образованию хлорированных диоксинов при дальнейшем его использовании.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наиболее рациональным способом утилизации ТКО является их повторное использование в качестве альтернативного источника энергии, что требует разработки новых методов реализации процесса. Эти методы в первую очередь включают пиролитическую конверсию твердых отходов в жидкое и газообразное топливо.

В зависимости от условий проведения процесса, он подразделяется на быстрый, среднескоростной и медленный пиролиз. Одним из основных продуктов быстрого и среднескоростного пиролиза является масло, состоящее на 40–50% из кислородсодержащих соединений, что затрудняет его использование в качестве топлива. Эта проблема решается путем применения методов каталитического пиролиза.

Наиболее широко используемые технологии пиролиза ТКО основаны на шнековых реакторах и реакторах с кипящим слоем. Применение твердого теплоносителя является основой технологии “Галотер”, которая в настоящее время является наиболее эффективной технологией пиролизической переработки низкосортных топлив, включая различного рода твердые отходы.

Привлекательным с экологической и практической точек зрения является метод двухстадийной пиролизической конверсии ТКО, в котором продукты пиролиза на второй стадии процесса подвергаются высокотемпературному каталитическому крекингу с образованием синтез-газа. Предлагаемый метод может стать основой для создания локальных теплоутилизационных комплексов, которые обслуживают городские микрорайоны или небольшие населенные пункты.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-58-00043.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волкова А.В. Рынок утилизации отходов. М.: Издво ВШЭ, 2018. 87 с.
2. He P., Chen L., Shao L., Zhang H., Lü F. Municipal Solid Waste (MSW) Landfill: A Source of Microplastics? – Evidence of Microplastics in Landfill Leachate // *Water Res.* 2019. V. 159. P. 38.
3. Glushkov D., Paushkina K., Shabardin D., Strizhak P., Gutareva N. Municipal Solid Waste Recycling by Burning it as Part of Composite Fuel with Energy Generation // *Journal of Environmental Management.* 2019. V. 231. P. 896.
4. Huang B., Wang X., Kua H., Geng Y., Bleischwitz R., Ren J. Construction and Demolition Waste Management in China Through the 3R Principle // *Resour. Conserv. Recycl.* 2018. V. 129. P. 36.
5. Тузов А.Н., Родионов В.И. Термическая переработка ТКО в мире // *Твердые бытовые отходы.* 2016. № 8. С. 20.
6. Kumar A., Samadder S.R. A Review on Technological Options of Waste to Energy for Effective Management of Municipal Solid Waste // *Waste Manage.* 2017. V. 69. P. 407.
7. Mukherjee C., Denney J., Mbonimpa E.G., Slagley J., Bhowmik R. A Review on Municipal Solid Waste-to-energy Trends in the USA // *Renew. Sustain. Energy Rev.* 2020. V. 119. № 109512.
8. Wyrzykowska-Ceradini B., Gullett B.K., Tabor D., Touati A. Waste Combustion as a Source of Ambient Air Polybrominated Diphenylethers (PBDEs) // *Atmos. Environ.* 2011. V. 45. № 24. P. 4008.
9. Sipra A.T., Gao N., Sarwar H. Municipal Solid Waste (MSW) Pyrolysis for Bio-fuel Production: A Review of Effects of MSW Components and Catalysts // *Fuel Process. Technol.* 2018. V. 175. P. 131.
10. Gerasimov G.Ya. Comparative Analysis of PCDD/Fs Formation During Pyrolysis and Incineration of Medical Waste // *IOP Conf. Series: Earth and Environ. Sci.* 2019. V. 272. № 022116.
11. Czajczyńska D., Anguilano L., Ghazal H., Krzyżynska R., Reynolds A.J., Spencer N., Jouhara H. Potential of Pyrolysis Processes in the Waste Management Sector // *Therm. Sci. Eng. Prog.* 2017. V. 3. № 1. P. 171.
12. Лавренов В.А., Ларина О.М., Синельщиков В.А., Сычев Г.А. Двухстадийная пиролизическая конверсия различных видов биомассы в синтез-газ // *ТВТ.* 2016. Т. 54. № 6. С. 950.
13. Chen D., Yin L., Wang H., He P. Pyrolysis Technologies for Municipal Solid Waste: A Review // *Waste Manage.* 2014. V. 34. № 12. P. 2466.
14. Martínez J.D., Puy N., Murillo R., Garcia T., Navarro M.V., Mastral A.M. Waste Tyre Pyrolysis – A Review // *Renew. Sustain. Energy Rev.* 2013. V. 23. P. 179.
15. Lombardi L., Carnevale E., Corti A. A Review of Technologies and Performances of Thermal Treatment Systems for Energy Recovery from Waste // *Waste Manage.* 2015. V. 37. P. 26.
16. Neves D., Thunman H., Matos A., Tarelho L., Gomez-Barea A. Characterization and Prediction of Biomass Pyrolysis Products // *Prog. Energy Combust. Sci.* 2011. V. 37. № 5. P. 611.
17. Campuzano F., Brown R.C., Martinez J.D. Auger Reactors for Pyrolysis of Biomass and Wastes // *Renew. Sustain. Energy Rev.* 2019. V. 102. P. 372.
18. Mohan D., Pittman C.U., Steele P.H. Pyrolysis of Wood/Biomass for Bio-oil: A Critical Review // *Energy & Fuels.* 2006. V. 20. № 3. P. 848.
19. Singh R., Krishna B.B., Mishra G., Kumar J., Bhaskar T. Strategies for Selection of Thermo-chemical Processes for the Valorisation of Biomass // *Renew. Energy.* 2016. V. 98. P. 226.
20. Yang Y., Brammer J.G., Ouadi M., Samanya J., Hornung A., Xu H.M., Li Y. Characterization of Waste Derived Intermediate Pyrolysis Oils for Use as Diesel Engine Fuels // *Fuel.* 2013. V. 103. P. 247.
21. Антропов А.П., Батенин В.М., Зайченко В.М. Новые технологии распределенной энергетики // *ТВТ.* 2015. Т. 53. № 1. С. 111.
22. Garcia-Nunez J.A., Pelaez-Samaniego M.R., Garcia-Perez M.E., Fonts I., Abrego J., Westerhof R.J.M., Garcia-Perez M. Historical Developments of Pyrolysis Reactors: A Review // *Energy & Fuels.* 2017. V. 31. № 6. P. 5751.
23. Glushkov D., Paushkina K., Shabardin D., Strizhak P. Environmental Aspects of Converting Municipal Solid Waste into Energy as Part of Composite Fuels // *Journal of Cleaner Production.* 2018. V. 201. P. 1029.
24. Diaz Silvarrey L.S., Phan A.N. Kinetic Study of Municipal Plastic Waste // *Int. J. Hydrogen Energy.* 2016. V. 41. № 37. P. 16352.

25. *Anca-Couce A.* Reaction Mechanisms and Multi-scale Modelling of Lignocellulosic Biomass Pyrolysis // *Prog. Energy Combust. Sci.* 2016. V. 53. P. 41.
26. *Sharuddin S.D.A., Abnisa F., Daud W.M.A.W., Aroua M.K.* A Review on Pyrolysis of Plastic Wastes // *Energy Convers. Manage.* 2016. V. 115. P. 308.
27. *Sophonrat N., Sandström L., Zaini I.N., Yang W.* Step-wise Pyrolysis of Mixed Plastics and Paper for Separation of Oxygenated and Hydrocarbon Condensates // *Appl. Energy.* 2018. V. 229. P. 314.
28. *Wang S., Dai G., Yang H., Luo Z.* Lignocellulosic Biomass Pyrolysis Mechanism: A State-of-the-art Review // *Prog. Energy Combust. Sci.* 2017. V. 62. P. 33.
29. *Директор Л.Б., Синельщиков В.А., Сычев Г.А.* Теплофизические свойства летучих продуктов низкотемпературного пиролиза древесной массы // *ТВТ.* 2020. Т. 58. № 1. С. 45.
30. *Tsai W.T., Lee M.K., Chang Y.M.* Fast Pyrolysis of Rice Husks: Product Yields and Compositions // *Bioresour. Technol.* 2007. V. 98. № 1. P. 22.
31. *Bridgwater A.V.* Review of Fast Pyrolysis of Biomass and Product Upgrading // *Biomass Bioenergy.* 2012. V. 38. P. 68.
32. *Owusu P.A., Banadda N., Zziwa A., Seay J., Kiggundu N.* Reverse Engineering of Plastic Waste into Useful Fuel Products // *J. Anal. Appl. Pyrolysis.* 2018. V. 130. P. 285.
33. *Gómez-Barea A., Nilsson S., Barrero F.V., Campoy M.* Devolatilization of Biomass and Waste in Fluidized Bed // *Fuel Process. Technol.* 2010. V. 91. № 11. P. 1624.
34. *Thunman H., Niklasson F., Johnsson F., Leckner B.* Composition of Volatile Gases and Thermochemical Properties of Wood for Modeling of Fixed or Fluidized Beds // *Energy & Fuels.* 2001. V. 15. № 6. P. 1488.
35. *Morf P., Hasler P., Nussbaumer T.* Mechanisms and Kinetics of Homogeneous Secondary Reactions of Tar from Continuous Pyrolysis of Wood Chips // *Fuel.* 2002. V. 81. № 7. P. 843.
36. *Velghe I., Carleer R., Yperman J., Schreurs S.* Study of the Pyrolysis of Municipal Solid Waste for the Production of Valuable Products // *J. Anal. Appl. Pyrolysis.* 2011. V. 92. № 2. P. 366.
37. *Miskolczi N., Ateş F., Borsodi N.* Comparison of Real Waste (MSW and MPW) Pyrolysis in Batch Reactor over Different Catalysts. Part II: Contaminants, Char, and Pyrolysis Oil Properties // *Bioresour. Technol.* 2013. V. 144. P. 370.
38. *Wang N., Chen D., Arena U., He P.* Hot Char-catalytic Reforming of Volatiles from MSW Pyrolysis // *Applied Energy.* 2017. V. 191. P. 111.
39. *Galadima A., Muraza O.* In situ Fast Pyrolysis of Biomass with Zeolite Catalysts for Bio Aromatics/Gasoline Production: A Review // *Energ. Convers. Manage.* 2015. V. 105. P. 338.
40. *Wan S., Wang Y.* A Review on *ex situ* Catalytic Fast Pyrolysis of Biomass // *Front. Chem. Sci. Eng.* 2014. V. 8. № 3. P. 280.
41. *Chen T., Zhang J., Wu J.* Kinetic and Energy Production Analysis of Pyrolysis of Lignocellulosic Biomass Using a Three-parallel Gaussian Reaction Model // *Bioresour. Technol.* 2013. V. 211. P. 502.
42. *Dickerson T., Soria J.* Catalytic Fast Pyrolysis: A Review // *Energies.* 2013. V. 6. № 1. P. 514.
43. *Wang N., Qian K., Chen D., Zhao H., Yin L.* Upgrading Gas and Oil Products of the Municipal Solid Waste Pyrolysis Process by Exploiting *in-situ* Interactions Between the Volatile Compounds and the Char // *Waste Manage.* 2020. V. 102. P. 380.
44. *Song Q., Zhao H., Xing W., Song L., Yang L., Yang D., Shu X.* Effects of Various Additives on the Pyrolysis Characteristics of Municipal Solid Waste // *Waste Manage.* 2018. V. 78. P. 621.
45. *Chen X., Chen Y., Yang H., Chen W., Wang X., Chen H.* Fast Pyrolysis of Cotton Stalk Biomass Using Calcium Oxide // *Bioresour. Technol.* 2017. V. 233. P. 15.
46. *He M., Xiao B., Liu S., Hu Z., Guo X., Luo S., Yang F.* Syngas Production from Pyrolysis of Municipal Solid Waste (MSW) with Dolomite as Downstream Catalysts // *J. Anal. Appl. Pyrolysis.* 2010. V. 87. № 2. P. 181.
47. *Gandidi I.M., Susila M.D., Mustofa A., Pambudi N.A.* Thermal-catalytic Cracking of Real MSW into Bio-crude Oil // *J. Energy Inst.* 2018. V. 91. № 2. P. 304.
48. *Rehan M., Miandad R., Barakat M., Ismail I., Almeelbi T., Gardy J., Hassanpour A., Khan M., Demirbas A., Nizami A.* Effect of Zeolite Catalysts on Pyrolysis Liquid Oil // *Int. Biodeterior. Biodegrad.* 2017. V. 119. P. 162.
49. *Lu P., Huang Q., Chi Y., Wang F., Yan J.* Catalytic Cracking of Tar Derived from the Pyrolysis of Municipal Solid Waste Fractions over Biochar // *Proc. Combust. Inst.* 2019. V. 37. № 3. P. 2673.
50. *Veses A., Sanahuja-Parejo O., Callén M.S., Murillo R., García T.* A Combined Two-Stage Process of Pyrolysis and Catalytic Cracking of Municipal Solid Waste for the Production of Syngas and Solid Refuse-derived Fuels // *Waste Manage.* 2020. V. 101. P. 171.
51. *Батенин В.М., Зайченко В.М., Косов В.Ф., Синельщиков В.А.* Пиролитическая конверсия биомассы в газообразное топливо // *Докл. РАН.* 2012. Т. 446. № 2. С. 179.
52. *Зайченко В.М., Лавренов В.А., Синельщиков В.А.* Исследование характеристик газообразного топлива, получаемого методом двухстадийной пиролитической конверсии древесных отходов // *Альтернативная энергетика и экология.* 2016. № 23–24. С. 42.
53. *He M., Hu Z., Xiao B., Li J., Guo X., Luo S., Yang F., Feng Y., Yang G., Liu S.* Hydrogen-Rich Gas from Catalytic Steam Gasification of Municipal Solid Waste (MSW): Influence of Catalyst and Temperature on Yield and Product Composition // *Int. J. Hydrogen Energy.* 2009. V. 34. № 1. P. 195.
54. *Saad J.M., Williams P.T.* Catalytic Dry Reforming of Waste Plastics from Different Waste Treatment Plants for Production of Synthesis Gases // *Waste Manage.* 2016. V. 58. P. 214.
55. *Lopez G., Artetxe M., Amutio M., Alvarez J., Bilbao J., Olazar M.* Recent Advances in the Gasification of Waste Plastics. A Critical Overview // *Renew. Sustain. Energy Rev.* 2018. V. 82. № 1. P. 576.
56. *Kachalov V.V., Lavrenov V.A., Lishchiner I.I., Malova O.V., Tarasov A.L., Zaichenko V.M.* Scientific Bases of Biomass Processing into Basic Component of Aviation Fuel // *J. Phys.: Conf. Series.* 2016. V. 774. № 012136.
57. *Yan Q., Yu F., Liu J., Street J., Gao J., Cai Z., Zhang J.* Catalytic Conversion Wood Syngas to Synthetic Avia-

- tion Turbine Fuels over a Multifunctional Catalyst // *Bioresour. Technol.* 2013. V. 127. P. 281.
58. Altarawneh M., Dlugogorski B.Z., Kennedy E.M., Mackie J.C. Mechanisms for Formation, Chlorination, Dechlorination, and Destruction of Polychlorinated Dibenzop-*p*-dioxins and Dibenzofurans (PCDD/Fs) // *Prog. Energy Combust. Sci.* 2009. V. 35. № 3. P. 245.
 59. Чирков В.Г. Мини-ТЭС на пиролизном топливе // *Теплоэнергетика.* 2007. № 8. С. 35.
 60. Директор Л.Б., Зайченко В.М., Синельщиков В.А. Численное моделирование энерготехнологического комплекса с реакторов торрефикации // *ТВТ.* 2017. Т. 55. № 1. С. 133.
 61. Chen C., Jin Y., Chi Y. Effects of Moisture Content and CaO on Municipal Solid Waste Pyrolysis in a Fixed Bed Reactor // *J. Anal. Appl. Pyrolysis.* 2014. V. 110. P. 108.
 62. Isemin R., Klimov D., Larina O., Sytchev G., Zaichenko V., Milovanov O. Application of Torrefaction for Recycling Bio-waste Formed During Anaerobic Digestion // *Fuel.* 2019. V. 243. P. 230.
 63. Li S., Yan J., Li R., Chi Y., Cen K. Axial Transport and Residence Time of MSW in Rotary Kilns: Part I. Experimental // *Powder Technol.* 2002. V. 126. № 3. P. 217.
 64. Gikas P., Zhu B., Batistatos N.I., Zhang R. Evaluation of the Rotary Drum Reactor Process as Pretreatment Technology of Municipal Solid Waste for Thermophilic Anaerobic Digestion and Biogas Production // *J. Environ. Manage.* 2018. V. 216. P. 96.
 65. Haydary J., Susa D., Dudáš J. Pyrolysis of Aseptic Packages (Tetrapak) in a Laboratory Screw Type Reactor and Secondary Thermal/Catalytic Tar Decomposition // *Waste Manage.* 2013. V. 33. № 5. P. 1136.
 66. Ismail T.M., Ren X., Abd El-Salam M. Influence of Simulated MSW Sizes on the Combustion Process in a Fixed Bed: CFD and Experimental Approaches // *Waste Manage.* 2016. V. 49. P. 272.
 67. Malkow T. Novel and Innovative Pyrolysis and Gasification Technologies for Energy Efficient and Environmentally Sound MSW Disposal // *Waste Manage.* 2004. V. 24. № 1. P. 53.
 68. Mancini G., Viotti P., Luciano A., Raboni M., Fini D. Full Scale Treatment of ASR Wastes in a Modified Rotary Kiln // *Waste Manage.* 2014. V. 34. № 11. P. 2347.
 69. Luz F.C., Cordiner S., Manni A., Mulone M., Rocco V. Biomass Fast Pyrolysis in Screw Reactors: Prediction of Spent Coffee Grounds Bio-oil Production Through a Monodimensional Model // *Energy Convers. Manage.* 2018. V. 168. P. 98.
 70. Brassard P., Godbout S., Raghavan V. Pyrolysis in Auger Reactors for Biochar and Bio-oil Production: A Review // *Biosyst. Eng.* 2017. V. 161. P. 80.
 71. Mastral F.J., Esperanza E., Garcia P., Juste M. Pyrolysis of High-density Polyethylene in a Fluidised Bed Reactor. Influence of the Temperature and Residence Time // *J. Anal. Appl. Pyrol.* 2002. V. 63. № 1. P. 1.
 72. Xue Y., Zhou S., Brown R.C., Kelcar A., Bai X. Fast Pyrolysis of Biomass and Waste Plastic in a Fluidized Bed Reactor // *Fuel.* 2015. V. 156. P. 40.
 73. Treedet W., Suntivarakorn R. Design and Operation of a Low Cost Bio-oil Fast Pyrolysis from Sugarcane Bagasse on Circulating Fluidized Bed Reactor in a Pilot Plant // *Fuel Process. Technol.* 2018. V. 179. P. 17.
 74. Lappas A.A., Samolada M.C., Iatridis D.K., Voutetakis S.S., Vasalos I.A. Biomass Pyrolysis in a Circulating Fluid Bed Reactor for the Production of Fuels and Chemicals // *Fuel.* 2002. V. 81. № 16. P. 2087.
 75. Alvarez J., Amutio M., Lopez G., Barbarias I., Bilbao J., Olazar M. Sewage Sludge Valorization by Flash Pyrolysis in a Conical Spouted Bed Reactor // *Chem. Eng. J.* 2015. V. 273. P. 173.
 76. Gerasimov G., Khaskhachikh V., Potapov O., Dvoskin G., Kornileva V., Dudkina L. Pyrolysis of Sewage Sludge by Solid Heat Carrier // *Waste Manage.* 2019. V. 87. P. 218.
 77. Chen L., Zhang X.-D., Sun L.-Z., Xu H.-J., Si H., Mei N. Study on the Fast Pyrolysis of Oil Sludge and Its Product Distribution by PY-GC/MS // *Energy & Fuels.* 2015. V. 30. № 12. P. 10222.
 78. Fu P., Bai X., Yi W., Li Z., Li Y. Fast Pyrolysis of Wheat Straw in a Dual Concentric Rotary Cylinder Reactor with Ceramic Balls as Recirculated Heat Carrier // *Energy Convers. Manage.* 2018. V. 171. P. 855.
 79. Ma Z., Gao N., Xie L., Li A. Study of the Fast Pyrolysis of Oilfield Sludge with Solid Heat Carrier in a Rotary Kiln for Pyrolytic Oil Production // *J. Anal. Appl. Pyrolysis.* 2014. V. 105. P. 183.
 80. Gerasimov G., Volkov E. Modeling Study of Oil Shale Pyrolysis in Rotary Drum Reactor by Solid Heat Carrier // *Fuel Process. Technol.* 2015. V. 139. P. 108.
 81. Volkov E. High-efficiency Technology for Oil Shale Processing // *Oil Shale.* 2013. V. 30. № 2. P. 95.
 82. Rumyantseva A., Berezyuk M., Savchenko N., Rumyantseva E. Modern Technologies of Processing Municipal Solid Waste: Investing in the Future // *IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science.* 2017. V. 72(1). 012015.
 83. Bernardo M., Lapa N., Gonçalves M., Barbosa R., Mendes B., Pinto F. Toxicity of Char Residues Produced in the Co-pyrolysis of Different Wastes // *Waste Manage.* 2010. V. 30. № 4. P. 628.
 84. Zhou H., Wu C., Onwudili J.A., Meng A., Zhang Y., Williams P.T. Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAH) Formation from the Pyrolysis of Different Municipal Solid Waste Fractions // *Waste Manage.* 2015. V. 36. P. 136.
 85. Kulkarni P.S., Crespo J.G., Afonso C.A.M. Dioxins Sources and Current Remediation Technologies – A Review // *Environ. Int.* 2008. V. 34. № 1. P. 139.
 86. Gao Q., Edo M., Larsson S.H., Collina E., Rudolfsson M., Gallina M. et al. Formation of PCDDs and PCDFs in the Torrefaction of Biomass with Different Chemical Composition // *J. Analyt. Appl. Pyrolysis.* 2017. V. 123. P. 126.
 87. Герасимов Г.Я. Образование диоксинов при сжигании хлорсодержащих топлив // *ФГВ.* 2001. Т. 37. № 2. С. 29.
 88. Lu P., Huang Q., Bourtsalas A.C.T., Themelis N.J., Chi Y., Yan J. Review on Fate of Chlorine During Thermal Processing of Solid Wastes // *J. Environ. Sci.* 2018. V. 78. P. 13.
 89. Gerasimov G. Modeling Study of Polychlorinated Dibenzop-*p*-dioxins and Dibenzofurans Behavior in Flue Gases under Electron Beam Irradiation // *Chemosphere.* 2016. V. 158. P. 100.
 90. Hu B., Huang Q., Chi Y., Yan J. Polychlorinated Dibenzop-*p*-dioxins and Dibenzofurans in Three-stage Municipal Solid Waste Gasifier // *J. Clean. Prod.* 2019. V. 218. P. 920.