

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
**«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ТЕХНОЛОГИЙ

Сборник статей
V Всероссийской научной конференции
с международным участием

15–17 октября 2014 г.

Томск 2014

УДК 621.1(063)

ББК 31.3л0

Т34

Теплофизические основы энергетических технологий: сборник статей V Всероссийской научной конференции с международным участием / под ред. Г.В. Кузнецова, Б.В. Борисова, Е.Е. Бульбы; Томский политехнический университет. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2014. – 425 с.

ISBN 978-5-4387-0524-6

Сборник содержит теоретические и практические работы, отражает аспекты консолидации возможностей и усилий научно-инженерного сообщества на инновационном направлении в решении теплофизических проблем технологий энергетического производства. Особое внимание уделено вопросам энергосбережения и эффективности технологий сжигания органического топлива, надежности и безопасности технологических систем теплоэнергетики. Рассмотрены вопросы технологии мониторинга взаимодействия объектов теплоэнергетики с окружающей средой, технологии переработки и утилизации техногенных отходов, а также энергосберегающие технологии транспортировки, распределения и потребления тепловой энергии.

Сборник предназначен для научных работников, аспирантов и специалистов, работающих в области энергетики, а также для студентов вузов теплоэнергетического профиля.

УДК 621.1(063)

ББК 31.3л0

Редакционная коллегия

Г.В. Кузнецов, доктор физико-математических наук, профессор ТПУ;

Б.В. Борисов, доктор физико-математических наук, профессор ТПУ;

В.С. Логинов, доктор физико-математических наук, профессор ТПУ;

Е.Е. Бульба, кандидат технических наук, доцент ТПУ.

***Конференция организована и проведена в рамках НИР Госадания «Наука»
(шифр федеральной целевой научно-технической программы 2.1410.2014)***

ISBN 978-5-4387-0524-6

© ФГАОУ ВО НИ ТПУ, 2014

ВВЕДЕНИЕ

Состоявшаяся 15 -17 октября конференция была посвящена актуальным проблемам теплофизики в теплоэнергетике. Были заслушаны на специализированных секциях 93 доклада, которые в виде статей представлены в данном сборнике. На пленарном заседании во время открытия конференции состоялось представление выступлений ведущих иностранных специалистов в области тепломасспереноса:

"CFD Modelling of flow over in-line tube banks"

B.Launder - University of Manchester, UK;

"The role and potential of Computer Simulations in understanding and predicting energy and environmental processes"

K.Hanjalic - Technical University of Delft, The Netherlands + Novosibirsk State University, Russia (megagrant).

Доклады были представлены на английском языке, и в данную русскоязычную версию сборника статей не вошли.

О ВЛИЯНИИ ВЯЗКОСТИ НА ЭВОЛЮЦИЮ ВИНТОВОЙ ВИХРЕВОЙ НИТИ

Агафонцева М.В., к.ф.-м.н., Куйбин П.А., д.ф.-м.н.
Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск
E-mail: m.agafontseva@gmail.com, kuibin@itp.nsc.ru

В технических устройствах, использующих закрутку потока (циклоны, сепараторы и т.п.), часто возникают винтообразные вихри, параметры которых оказывают сильное влияние на эффективность работы аппаратов. Внутренняя структура таких вихрей на сегодняшний день недостаточно изучена.

В монографии [1] предлагается модель винтового вихря с равномерным распределением завихренности в ядре. В реальных же потоках вследствие действия вязкости формируются вихри с гладким распределением завихренности. В работе [2] решалась задача о стационарно движущемся винтовом вихре с малым размером вихревого ядра в невязкой жидкости. Автором была введена неортогональная система координат, в которой задача сводилась к двумерной. Однако, скорость движения вихря была записана лишь в виде квадратур, вычисление которых затруднительно.

В настоящей работе предполагается рассматривать задачу диффузии винтового вихря с ядром малого диаметра в нестационарной вязкой постановке. Целью работы является описание структуры вихря и определение скорости его движения.

Рассмотрим систему координат из [2]:

$$\vec{x} = (\xi, \eta, \zeta) = \vec{H}(\xi) + \vec{N}(\xi)\eta + \vec{B}(\xi)\zeta.$$

Здесь $\vec{H}(\xi)$ - винтовая линия, а тройка $(\vec{T}(\xi), \vec{N}(\xi), \vec{B}(\xi))$ есть касательный, нормальный и бинормальный векторы к винтовой линии (компоненты векторов в координатной системе $(\vec{T}(\xi), \vec{N}(\xi), \vec{B}(\xi))$ будем указывать в угловых скобках). Якобиан данной системы зависит только от одной координаты: $J = 1 - k\eta$, где $k = a/(a^2 + l^2)$ - кривизна винтовой линии, a - ее радиус, $2\pi l$ - шаг.

Условие винтовой симметрии для цилиндрических координат приводится в работе [1]. В декартовых координатах оно будет иметь вид:

$$U_z = U_0 + U_x \frac{y}{l} + U_y \frac{x}{l}, \quad \frac{\partial}{\partial z} = \frac{y}{l} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{x}{l} \frac{\partial}{\partial y},$$

где U_0 определяет значение осевой компоненты скорости на оси течения.

Для поля скоростей $\langle u, v, w \rangle$ условие симметрии приводится к формуле $Ju - \tau\zeta v + \tau\eta w = u_0 l / \sqrt{a^2 + l^2}$, где τ - кручение винтовой линии.

Уравнение неразрывности в новых координатах принимает форму [2]:

$$\frac{\partial}{\partial \eta}(Jv + \tau\zeta u) + \frac{\partial}{\partial \zeta}(Jw - \tau\eta u) = 0.$$

Выражения для скоростей через функцию тока Ψ можно получить из уравнения неразрывности и условия симметрии:

$$\begin{cases} u = \left[\zeta\tau \frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} - \eta\tau \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} + \frac{JU_0}{\sqrt{c^2 + 1}} \right] J^{-1} (J^2 + \eta^2\tau^2 + \zeta^2\tau^2)^{-1} \\ v = \left[(J^2 + \eta^2\tau^2) \frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} + \eta\zeta\tau^2 \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} + \frac{J\tau\zeta U_0}{\sqrt{c^2 + 1}} \right] J^{-1} (J^2 + \eta^2\tau^2 + \zeta^2\tau^2)^{-1} \\ w = \left[(J^2 + \zeta^2\tau^2) \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} + \eta\zeta\tau^2 \frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} + \frac{J\tau\eta U_0}{\sqrt{c^2 + 1}} \right] J^{-1} (J^2 + \eta^2\tau^2 + \zeta^2\tau^2)^{-1} \end{cases}$$

здесь $c = a/l$ - постоянный параметр.

В работе [2] вектор завихренности вводится как $\vec{\omega} = f(\eta, \zeta) \langle 1, -\tau\zeta/J, \tau\eta/J \rangle$ и приводится стационарное уравнение для невязкого случая. Для нашей задачи (вязкий нестационарный случай) уравнение для завихренности примет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} f(\eta, \zeta) + \left\{ (Jv + \tau\zeta u) \frac{\partial}{\partial \eta} + (Jw - \tau\eta u) \frac{\partial}{\partial \zeta} \right\} \left\{ \frac{f(\eta, \zeta)}{J} \right\} = \nu \Delta f(\eta, \zeta) \quad (1)$$

В качестве второго уравнения в системе для определения завихренности и функции тока используем уравнение

$$\omega = -\Delta \Psi, \quad (2)$$

$$\text{где } \Delta = \frac{(\zeta^2\tau^2 + J^2)}{J^2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \frac{(\eta^2\tau^2 + J^2)}{J^2} \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} - \frac{2\tau^2\eta\zeta}{J^2} \frac{\partial^2}{\partial \eta \partial \zeta} - \frac{(kJ + \eta\tau^2)}{J^2} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\tau^2\zeta}{J^2} \frac{\partial}{\partial \zeta}.$$

Для решения системы уравнений (1)-(2) воспользуемся методом двухмасштабного разложения [3]: зададим некоторые начальные безразмерные величины радиуса винтового вихря и его ядра: $a^*(t_0) = a_0$, $\varepsilon^*(t_0) = \varepsilon_0$, и рассмотрим два типа безразмерных переменных – внешние, помеченные символом *, и внутренние (с чертой):

$$\eta^* = \frac{\eta - a^*}{a^*}, \quad \zeta^* = \frac{\zeta}{a^*}, \quad \theta^* = \frac{a_0}{a^*} \quad \text{и} \quad \bar{\eta} = \frac{\eta - a^*}{\varepsilon^*}, \quad \bar{\zeta} = \frac{\zeta}{\varepsilon^*}, \quad \bar{\theta} = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon^*}$$

Искомые функции представляются в виде суммы двух членов, каждый из которых зависит от одного типа переменных:

$$\frac{f(\eta, \zeta, t; \delta_0)}{\omega_0} = f^*(\eta^*, \zeta^*, \theta^*; \delta_0) + \frac{\bar{f}(\bar{\eta}, \bar{\zeta}, \bar{\theta}; \delta_0)}{\delta_0^2}, \quad (4)$$

$$\frac{\Psi(\eta, \zeta, t; \delta_0)}{\omega_0 a_*^2} = \Psi^*(\eta^*, \zeta^*, \theta^*; \delta_0) + \bar{\Psi}(\bar{\eta}, \bar{\zeta}, \bar{\theta}; \delta_0). \quad (5)$$

Здесь ω_0 – некоторый характерный масштаб завихренности, $\delta_0 = \varepsilon_0 / a_0$ – параметр разложения, имеющий одинаковый порядок с величиной $\delta = \varepsilon_* / a_*$. Далее следуем алгоритму решения из работы [3]. Система уравнений расщепляется: получаем уравнения внутренней задачи (собственно, диффузии) и внешней (по сути, совпадающей с невязкой задачей с дополнительными членами, ответственными за сшивку внутреннего и внешнего решений).

Решение нулевого порядка для диффузии вихря, которое верно как для прямолинейных, так и для любых искривленных вихрей – решение Ламба-Озеена будет иметь вид:

$$f_{\tan}(\sigma, t) = \frac{\Gamma}{4\pi vt} e^{-\sigma^2/4vt}. \quad (6)$$

f_{\tan} означает проекцию завихренности на касательную к оси вихря. В нашем случае $\sigma^2 = \eta^2 + \zeta^2$.

Получено, что по истечении большого периода времени распределение завихренности вдали от вихря также принимает форму распределения Ламба-Озеена, но уже как функция радиальной координаты $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Скорость движения винтового вихря [1], также как и скорость движения вихревого кольца [3], имеет логарифмическую зависимость от размера вихревого ядра, а в соответствии с (6), на начальной стадии эволюции будет логарифмически зависеть от времени. Само движение винтового вихря направлено по бинормали к винтовой линии. В результате вихрь и вращается, и движется поступательно. Вклад в бинормальную скорость, обусловленный конечным размером вихревого ядра и неравномерностью распределения завихренности в ядре приведен в [1]:

$$U_b^{imp} = \frac{\Gamma k}{4\pi} \left[\ln \frac{l}{\varepsilon} - \frac{1}{2} + 4 \frac{\pi^2}{\Gamma^2} \int_0^\varepsilon (v^2 + w^2) \sigma d\sigma \right]. \quad (7)$$

В случае равномерного распределения завихренности член с интегралом дает величину 1/4. Для распределения вида (6) получим

$$U_b^{imp} = \frac{\Gamma k}{4\pi} \left[\ln \frac{l}{\sqrt{4vt}} - \frac{1}{2} (1 - \gamma + \ln 2) \right]. \quad (7)$$

Здесь $\gamma \approx 0,5772$ – постоянная Эйлера.

Что касается влияния диффузии на пульсации давления, индуцируемых винтовым вихрем на стенке сосной цилиндрической трубы, то здесь необходимо учитывать два эффекта. Со временем размер вихревого ядра растет и, как следствие, уменьшается перепад давления между максимальным и минимальным значением по сечению трубы, а также уменьшается и амплитуда пульсаций давления. В то же время радиус вихря a увеличивается, т.е. вихрь движется все ближе к стенке, что вызывает рост пульсаций.

Таким образом, в работе получены первые результаты по диффузии тонкого винтового вихря при высоких числах Рейнольдса. В дальнейшем планируется получить члены более высоких порядков для завихренности, функции тока, а так же скорости распространения винтового вихря в зависимости от времени. Также планируется рассмотреть другой предельный случай – случай малых чисел Рейнольдса.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-29-00093)

Список литературы:

1. Алексеенко С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. – Новосибирск: Наука, Институт теплофизики, 2003. – С. 504.
2. Adebisi A. On the existence of steady helical vortex tubes of small cross-section // The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics. – 1979. – V. 34. – Iss. 2. – P. 157-177.
3. Березовский А.А., Капланский Ф.Б. Диффузия вихревого кольца // Механика жидкости и газа. – 1987. – Т. 22, – №. 6. – С. 832 – 837.

УДК 621.18, 533.6.08

ДИАГНОСТИКА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ЗАКРУЧЕННОГО ПОТОКА В МОДЕЛИ ВИХРЕВОЙ ТОПКИ

Аникин Ю.А.^{1,2}, Ануфриев И.С.¹, Шадрин Е.Ю.^{1,2}, Шарыпов О.В.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск

E-mail: anufriev@itp.nsc.ru

Разработка перспективных топочных устройств для сжигания пылеугольного топлива является актуальной задачей, направленной на интенсификацию процессов смесеобразования и воспламенения, повышение полноты сгорания топлива при уменьшенных габаритах

топочной камеры и снижении выбросов токсичных продуктов сгорания. Обеспечивается это, в частности, за счет использования факельных вихревых технологий. Они реализуются в различных типах топочных устройств. Любая из этих конструкций обладает своими преимуществами и недостатками, которые обычно выявляются только на стадии полномасштабных стендовых испытаний или опытно-промышленной эксплуатации. Современная измерительная техника позволяет детально исследовать характеристики топочных устройств на уровне лабораторного физического моделирования, что важно на стадии научного обоснования предлагаемых перспективных технических решений. Это относится, в том числе, к решению задач оптимизации конструктивных и режимных параметров топочных устройств, принципиальные схемы которых известны уже не одно десятилетие. В продолжение предыдущих работ авторов [1, 2] проведено исследование пространственной структуры потока в вихревой топке ЦКТИ. Перспективность этого типа вихревой топки подробно обоснована в [3]. Поскольку внутренняя аэродинамика определяет весь процесс сжигания в топочном устройстве, то ее детальное исследование необходимо при разработке научных основ путей повышений эффективности вихревых технологий сжигания топлив и контроля их экологических показателей.



(а)



(б)

Рис. 1. Схема модели вихревой топки ЦКТИ (а); экспериментальный стенд для исследования аэродинамики и процессов смешения в вихревой топке (б)

Исследования проведены на лабораторной воздушной изотермической модели вихревой топки (размеры 300×1300×330 мм), выполненной в масштабе 1:15 к одной из секций опытно-промышленного котла ТПЕ-427 Новосибирской ТЭЦ-3, см. рис.1-а. Методика проведения экспериментов соответствует описанию в работе

[4]. Измерения выполнены с помощью 3D лазерного доплеровского анемометра ЛАД-056 (разработанного в ИТ СО РАН), состоящего из двух 2D приборов ЛАД-05 и ЛАД-06 со взаимно ортогонально поляризованными лазерными лучами (см. рис.1-б).

С учетом предварительно полученных данных [1, 2] в качестве измерительного объема выбрана центральная часть камеры сгорания $100 \times 100 \times 160$ мм (вблизи горизонтальной оси вращения потока) – как область локализации вихревого ядра потока. Измерения проведены в узлах сетки с пространственным шагом 5 мм. Среднерасходные скорости на срезе каждого сопла (40×60 мм) составляли $u_0 = 15$ м/с, расход 260 м³/ч (число Рейнольдса $3 \cdot 10^5$ обеспечивает подобие аэродинамики модели и вихревой топки реального масштаба [5]). В каждой точке в течение 10 секунд проводилось до 2000 измерений для каждой компоненты скорости (до 400 отсчетов в секунду).

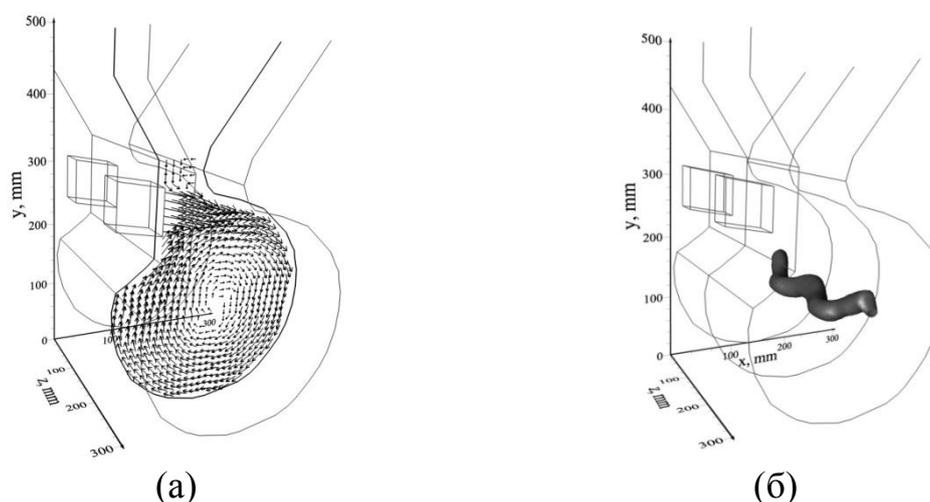


Рис. 2. Результаты измерений: поле средней скорости (а); изоповерхность динамического давления $p_{dyn} = 1$ Па (б)

На рис.2-а для наглядности представлено векторное поле средней по времени скорости потока в сечении XOY по центру сопла. Для идентификации вихревых структур на основе полученных результатов исследований трехмерного поля средней по времени скорости потока (по аналогии с работой [4]) применялся критерий “минимума полного давления” $p_0 = p - p_{atm} + p_{dyn}$ (где p – статическое давление, p_{atm} – атмосферное давление, p_{dyn} – динамическое давление). При обработке полученных данных предполагалось, что статическое давление в центральной области вихревого потока изменяется слабо и минимум p_0 определяется динамическим давлением. На рис.2-б представлена изоповерхность динамического давления, которая визуализирует вихревое ядро потока, имеющее характерную W-образную форму.

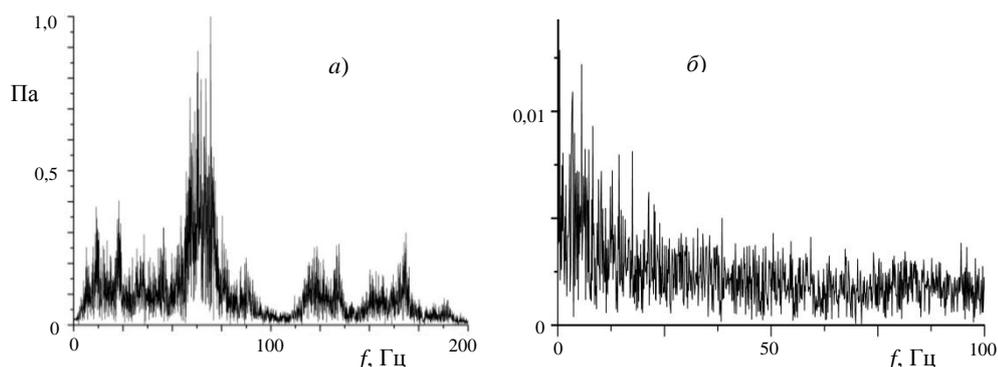


Рис. 3. Спектры пульсаций давления при $u_0 = 15$ м/с (а) и вертикальной компоненты скорости, нормированной на u_0 (б)

Измерения пульсаций давления проведены при помощи анализатора шума Briel&Kjaer (давление до 103,5 кПа, частота измерений 4 Гц – 20 кГц, чувствительность 54,9 мВ/Па) аналогично [6]. Датчик помещался в измерительный объем при помощи отборника – тонкостенной металлической трубки диаметром 2,2 мм и длиной 160 мм. Передаточная функция отборника представлена в работе [6], где показана его применимость без корректировки до частот ~ 100 Гц. Сигнал обрабатывался с помощью АЦП (L-CARD E14-440). Измерения проводились вблизи условного центра вихревой камеры ($x = 145$ мм, $y = z = 150$ мм) при различных режимных параметрах ($u_0 = 5\text{--}20$ м/с), длительность 14 с. На рис.3-а представлен характерный спектр давления с основным пиком на частоте около 60 Гц и меньшими пиками на кратных и иных частотах. Спектр имеет сложный вид, в нем представлены собственные частоты различных колебательных систем, которые можно оценить по формуле собственной частоты резонатора Гельмгольца для характерных параметров модели, воздушного и вентиляционного трактов. Диапазон этих частот 5-200 Гц. Основная частота, представленная в спектре, не изменяется в широком диапазоне расхода, т.е. соответствует собственным колебаниям системы как акустического резонатора. Амплитуды регистрируемых пиков в спектре очень малы, что характерно для слабых случайных шумов, но не для организованной динамики. Тем самым, заметных пульсаций давления с частотой, зависящей от расхода, которые могли бы свидетельствовать о прецессии вихревого ядра потока (как, например, в работе [7]), не обнаружено. Это подтверждается и представленным на рис.3-б спектром вертикальной компоненты скорости потока, измеренной ЛАД-056 в той же точке, где регистрировалось давление.

Исследования выполнены при поддержке Стипендии Президента РФ для молодых ученых СП-987.2012.1.

Список литературы:

1. Саломатов В.В., Красинский Д.В., Аникин Ю.А., Ануфриев И.С., Шарыпов О.В., Энхжаргал Х. Экспериментальное и численное исследование аэродинамических характеристик закрученных потоков в модели вихревой топки парогенератора // Инженерно-физический журнал. 2012. Т. 85. № 2. С. 266–276.
2. Саломатов В.В., Шарыпов О.В., Ануфриев И.С., Аникин Ю.А., Энхжаргал Х. Физическое моделирование внутренней аэродинамики вихревой топки энергетического парогенератора // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. – 2011. – Т.6, вып.1. – С.60-65
3. Саломатов В.В. Природоохранные технологии на тепловых и атомных электростанциях. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2006. – 853 с.
4. Ануфриев И.С., Красинский Д.В., Шадрин Е.Ю., Шарыпов О.В. Визуализация структуры потока в вихревой топке // Письма в ЖТФ, 2014. Т.40, вып.19, С.104-110.
5. Кутателадзе С.С., Ляховский Д.Н., Пермяков В.А. Моделирование теплоэнергетического оборудования. – М.: Энергия, 1966. – 350 с.
6. Litvinov I.V., Shtork S.I., Kuibin P.A., Alekseenko S.V., Hanjalic K. Experimental study and analytical reconstruction of precessing vortex in a tangential swirler // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2013. Vol.42. pp. 251-264.
7. Литвинов И.В., Шторк С.И., Алексеенко С.В. Экспериментальное исследование сильнозакрученного течения в тангенциальном завихрителе // Вестник Кузбасского государственного технического университета. 2012. № 3(91). С. 129–135.

УДК 62-643, 536.462, 536.5

**ТЕПЛОВИЗИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАМЕНИ
ПРИ СЖИГАНИИ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ
С ПАРОВОЙ ГАЗИФИКАЦИЕЙ**

Ануфриев И.С.¹, Лобода Е.Л.², Копьев Е.П.¹

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

² Томский государственный университет, Томск

E-mail: anufriev@itp.nsc.ru

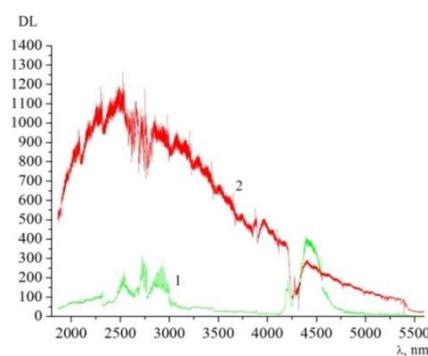
В настоящее время актуальной задачей является утилизация большого объема накопленных на предприятиях жидких углеводородных отходов (отработанные масла и смазочные жидкости, некондиционные остатки топлив, отходы нефтепереработки и др.), которые не находят на сегодня широкого практического применения и представляют значительную опасность техногенного загрязнения окружающей среды. Существующие технологии сжигания не позволяют использовать подобные углеводороды для замещения качественных видов органического топлива в силу несоответствия технологий экологическим требованиям, низкой энергоэффективности, проблем коксования горелочных

устройств. Для решения проблемы утилизации этих опасных отходов на предприятиях теплоэнергетики необходима разработка технологий сжигания, отвечающих современным требованиям экологической безопасности и эффективности. Одно из перспективных направлений создания таких технологий основано на сжигании низкокачественных жидких углеводородных топлив в режиме с паровой газификацией [1]. Такой способ может быть эффективен при утилизации жидких углеводородов с получением тепловой энергии. Ключевая стадия процесса горения – паровая газификация продуктов термического разложения и неполного сгорания топлива – позволяет рассчитывать на достижение более высоких экологических характеристик по сравнению с технологиями сжигания, использующими воздушное дутье.

Для создания высокоэффективных горелочных устройств, работающих в этом режиме, необходимо учитывать закономерности сложных взаимосвязанных процессов (тепломассоперенос, термическое разложение топлива, газификация, воспламенение компонентов), определяющих скорость образования и состав продуктов горения, тепловой эффект и другие характеристики. Целью данной работы являются тепловизионные исследования пламени перспективного горелочного устройства при сжигании дизельного топлива с паровой газификацией – для понимания основных механизмов реакции и роли физических факторов.



(а)



(б)

Рис.1. (а) Экспериментальный стенд с горелочным устройством и тепловизионной камерой JADE J530SB; (б) 1 – спектр излучения факела горелки, 2 – спектр излучения АЧТ-45/100/1100 при температуре 1100 °С.

Исследования выполнялись на лабораторном образце горелочного устройства мощностью ~10 кВт [2], реализующего способ бессажного сжигания топлива (рис.1-а). Сущность данного способа связана с тем, что горение топлива происходит при высокой концентрации перегретого водяного пара. Подача струи перегретого водяного пара в зону горе-

ния приводит к паровой газификации углеродосодержащих продуктов неполного сгорания жидкого топлива с образованием CO и H₂. Переход к режиму паровой газификации визуально фиксируется по образованию яркого короткого факела, существенно изменяется состав продуктов горения (полностью отсутствует сажа, повышается полнота сгорания топлива). Водяной пар генерируется в горелочном устройстве за счет тепловыделения реакции при горении испаряющегося топлива. При проведении измерений использовалось дизельное топливо.

Для измерения температуры в высокотемпературном факеле горелочного устройства использовалась уникальная тепловизионная камера фирмы FLIR специальной серии JADE J530SB, см. рис.1-а. Данный прибор имеет высокое временное разрешение: частота кадров до 177 Гц при максимальном разрешении 320x240 пикселей и до 18 кГц при разрешении 320x4 пикселей. Минимальное время экспозиции кадра 6 мкс. Рабочий диапазон тепловизора находится в среднем ИК-диапазоне 2,5-5,0 мкм. В этом же спектральном диапазоне находятся мощные линии излучения пламени, обусловленные излучением горячих продуктов горения (паров воды, CO₂, CO и др.). Тепловизор JADE J530SB укомплектован узкополосными дисперсионными оптическими фильтрами с диапазонами пропускания: 2.5-2.7, 2.64-3.25, 3.1-3.3, 3.7-3.9, 4.0-5.0 мкм, а также с полосой пропускания 180 нм с центром 4.35 мкм. Диапазон измерения температур тепловизора определяется калибровками и составляет 583-1773 К при применении фильтра F0616 с полосой пропускания 2,5-2,7 мкм, с другими фильтрами калибровки тепловизора допускают измерение температуры до 1473 К. Сбор данных и первичная обработка термограмм осуществлялись в специализированной программе Altair.

Для выбора оптического фильтра тепловизора проводились измерения собственного излучения пламени при помощи спектрографа SOLAR ТП MS2001i (рабочий диапазон 1,8-5,6 мкм). На рис.1-б представлен характерный спектр излучения пламени при сжигании дизельного топлива с паровой газификацией. Анализ результатов показывает, что для выполнения тепловизионных измерений исследуемого факела оптимально применение узкополосного фильтра F0616 с диапазоном пропускания 2,5-2,7 мкм (диапазон излучения парами воды и углекислым газом). При работе тепловизора применялись калибровки завода изготовителя для фильтра F0616 с временами интеграции 9, 64, 350 мкс.

В контрольных точках одновременно с измерениями тепловизором регистрировалась температура с помощью платинородий-платинородивой термопары типа В (600...1600 °С) с диаметром термоэлектродов 300 мкм. После чего на полученной средней по времени

термограмме выделялась локальная область вблизи рабочего спая термопары, и определялось среднее значение температуры в этой области. Значение найденного таким образом эффективного коэффициента излучения в проводимых экспериментах составило 0,2.

Условия проведения экспериментов соответствовали работе [2]. На рис.2 приведены поля мгновенной температуры, демонстрирующие нестационарный характер турбулентного факела. На рис.3 представлено сопоставление полей средней скорости и температуры. Вблизи выхода из горелки изотермы имеют коническую форму (рис.3-а), что характерно для диффузионного режима горения. Это означает, что выходящий из горелки поток содержит не прореагировавшие компоненты, которые догорают по мере поступления окислителя из окружающей атмосферы. Такой же результат демонстрирует картина распределения скорости [2], см. рис.3-б. На фотографии факела (см. рис.3-в) это соответствует визуально наблюдаемой более темной приосевой области вблизи среза горелки.

Полученные экспериментальные данные востребованы для верификации математической модели процесса и численного моделирования процессов сжигания некондиционных жидких углеводородных топлив (и производственных отходов).

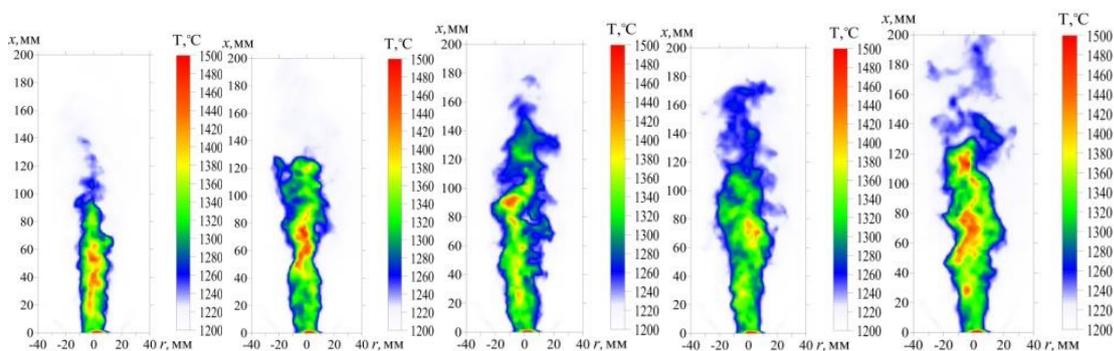


Рис.2. Поля мгновенной температуры в последовательные моменты времени с интервалом $\sim 5,6$ мкс (частота 177 Гц, время экспозиции кадра 64 мкс)

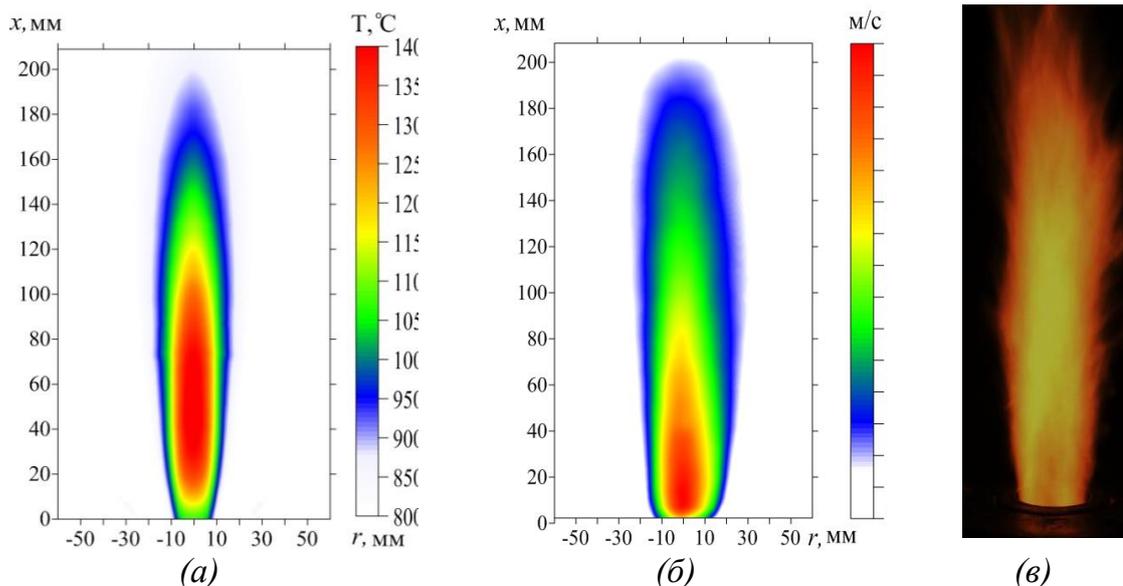


Рис.3. (а) поле средней температуры; (б) поле аксиальной компоненты средней скорости (результаты PIV [2]); (в) исследуемый факел

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 14-38-50023-мол_нр.

Список литературы:

1. Пат. 2219435 Российская Федерация, Способ бесплажного сжигания топлива / М.С. Вигриянов, В.В. Саломатов, С.В. Алексеенко; Институт теплофизики СО РАН; заявл. 11.02.2002; опубл. 20.12.2003.
2. Алексеенко С.В., Ануфриев И.С., Вигриянов М.С., Дулин В.М., Копьев Е.П., Шарыпов О.В. Сажепаровый режим горения жидких углеводородов: распределение скорости в факеле горелки // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 3. С. 411-414.

УДК 532.5.01

ГРАВИТАЦИОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ ОБЛАКА ТВЕРДЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ ЧИСЕЛ РЕЙНОЛЬДСА

Архипов В.А.^{1,2}, Усанина А.С.³

¹НИИ ПММ Томского государственного университета, Томск

²Институт проблем химико-энергетических технологий СО РАН, Бийск,

³Томский государственный университет, Томск, Россия

Введение

Вопрос о поведении совокупности твердых сферических частиц при их гравитационном осаждении относится к фундаментальным задачам классической гидродинамики и представляет интерес при решении различных практических задач [1]. В частности, для обеспечения эффективной очистки водоемов от угольных частиц [2] необходимо

знать величину оптимальной концентрации осаждаемых частиц. При решении задач осадкообразования и оценки экологических последствий при авариях и отделении ступеней ракет-носителей [3] необходимо иметь представление об общей картине движения группы частиц в дисперсионной среде и закономерностях изменения скорости системы частиц в зависимости от высоты осаждения и начальных параметров (начальной концентрации и размера облака частиц).

Экспериментальные исследования процесса гравитационного осаждения высококонцентрированных аэрозольных систем проводились в работах [4-8]. Однако обобщение этих данных затруднено в связи с различными условиями проведения экспериментов и способами обработки полученных результатов. В указанных работах не проводилось обработка экспериментальных данных в виде эмпирической зависимости для коэффициента сопротивления облака частиц.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования динамики осаждения и коэффициента сопротивления облака твердых сферических частиц в области малых чисел Рейнольдса.

Экспериментальная установка и методика исследования

Исследование проводилось на установке, состоящей из вертикально установленной прозрачной кюветы с плоскопараллельными стенками, наполненной глицерином, системы сброса частиц и системы визуализации процесса гравитационного осаждения высококонцентрированной системы твердых сферических частиц. В качестве частиц использовались стальные шарики диаметром $d=0.2$ мм и $d=0.7$ мм. Блок-схема и фотография экспериментальной установки представлены на рис. 1. Кювета размером $300 \times 300 \times 900$ мм (объемом 81 л) изготовлена из оптического стекла толщиной 15 мм.

Для создания высококонцентрированного облака равномерно распределенных твердых сферических частиц использовался следующий способ. На электронных весах взвешивалась фиксированная масса частиц. Затем эта навеска частиц смачивалась глицерином и помещалась на плоскую горизонтальную алюминиевую подложку диаметром 3 см (рис. 2). За счет большого коэффициента динамической вязкости глицерина и малого размера частиц, образованный слой частиц «не распадался». Затем данная подложка со сформированным слоем частиц опускалась в кювету с глицерином. При соприкосновении частиц с жидкостью происходит их равномерный отрыв от поверхности подложки и формируется равномерное облако частиц. Варьируя толщину слоя частиц на подложке, в экспериментах получали облака частиц с различной начальной концентрацией.

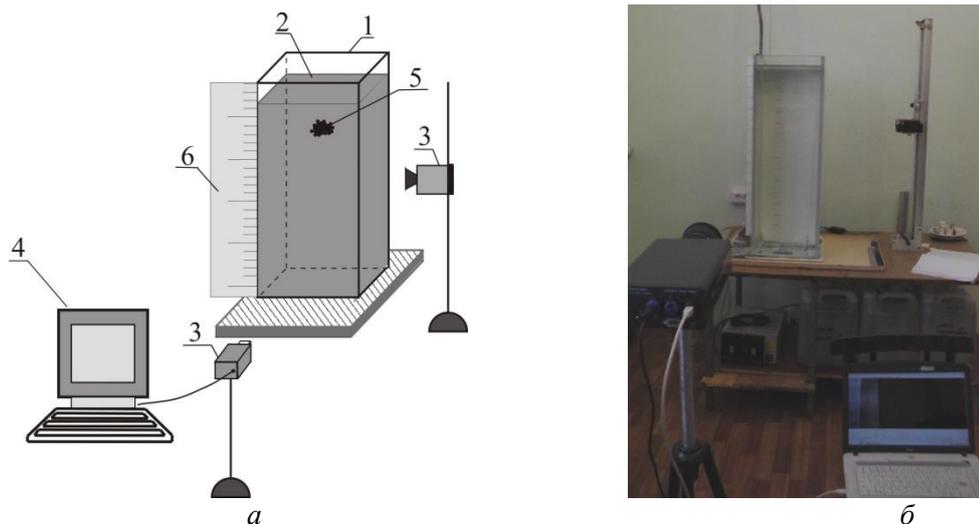
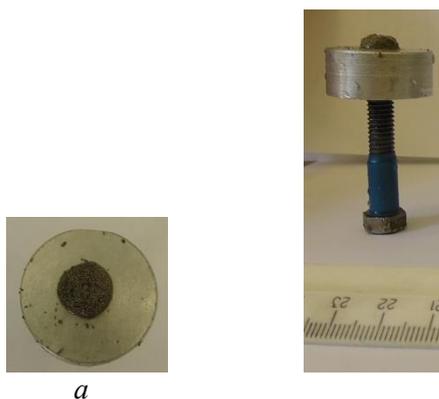


Рис. 1. Схема (а) и фотография (б) экспериментальной установки:
 1 – кювета; 2 – жидкость; 3 – видеокамеры; 4 – компьютер; 5 – облако частиц; б – масштабная линейка



б

Рис. 2. Конструкция для создания облака частиц:
 а – вид сверху; б – вид сбоку

Система визуализации включала источники света (две лампы мощностью 18Вт), цифровую видеокамеру «Panasonic HDC-SD60» и высокоскоростную видеокамеру «Citius C100». Двухракурсная видеосъемка исследуемого процесса позволила повысить точность и обеспечить контроль над изменением параметров гравитационного осаждения облака частиц по всей высоте кюветы. Первая камера использовалась для съемки общей картины и динамики движения облака частиц; поле съемки составляло 5×5 см с двукратным увеличением. Вторая камера фиксировала скорость осаждения совокупности частиц по всей траектории движения. Видеосъемка проводилась с пространственным разрешением 576×1024 пикселей с темпом 100 кадров в секунду и временем

экспозиции (1.0÷2.0) мс. Для контроля расстояния, пройденного облаком, использовалась масштабная линейка с ценой деления 1мм, отградуированная с учетом оптического искажения стенками кюветы.

Измеряемые параметры

При проведении экспериментов проводились измерения всех основных параметров процесса – плотности ρ_l и коэффициента динамической вязкости глицерина μ_l , начальной концентрации облака C_{V0} , диаметра облака D , пройденного им расстояния $h(t)$ и скорости осаждения $u(t)$. Физические свойства глицерина измерялись до и после проведения каждого эксперимента.

Плотность глицерина составляла $\rho_l=1260$ кг/м³ и измерялась ареометром с относительной погрешностью $\delta\rho_l=0.1$ %.

Коэффициент динамической вязкости глицерина варьировался в диапазоне $\mu_l=(1.12\pm 1.17)$ Па·с и определялся по измеренной скорости стационарного осаждения u_p стального шарика диаметром $D_p=1.3$ мм в Стоксовском режиме ($Re<1$):

$$\mu_l = \frac{gD_p^2(\rho_p - \rho_l)}{18u_p},$$

где ρ_p – плотность материала шарика.

Диаметр облака определялся по формуле

$$D_s = \frac{D_1^{cp} + D_2^{cp}}{2},$$

где D_1^{cp} , D_2^{cp} – среднее значение миделева сечения облака в горизонтальном и вертикальном направлениях, соответственно, полученное с двух ракурсов съемки. Значение диаметра облака частиц составляло $D_s=(0.5\div 1.78)$ см.

Начальная объемная концентрация облака определялась с помощью выражения

$$C_{V0} = \frac{m}{m_1} \frac{d^3}{D_s^3},$$

где m – общая масса частиц в облаке; m_1 – масса одной частицы; d – диаметр одиночной частицы. В экспериментах величина начальной концентрации варьировалась в диапазоне $C_{V0}=0.032\div 0.47$.

Масса одной частицы вычислялась по формуле

$$m_1 = \frac{M}{N},$$

где $N=200$ – количество частиц в навеске; M – масса N частиц.

Расстояние, пройденное облаком, и скорость определялись покадровой обработкой результатов скоростной видеосъемки. Скорость осаждения облака частиц на некотором расстоянии h_i (где i – номер кадра) вычислялась по формуле

$$u(h_i) = \frac{h_{i+1} - h_{i-1}}{\Delta t_i}, \quad i = 1, 2, \dots, n,$$

где h_{i-1} , h_{i+1} – пройденное облаком расстояние на $i-1$ и $i+1$ кадрах, соответственно; Δt_i – интервал времени между $i-1$ и $i+1$ кадрами; n – количество кадров. Расстояние h_i измерялось с использованием компьютерной программы CorelDRAW. Погрешность измерения h_i , связанная с искажением изображения и разрешающей способности видеокамеры, составляла ± 0.2 мм.

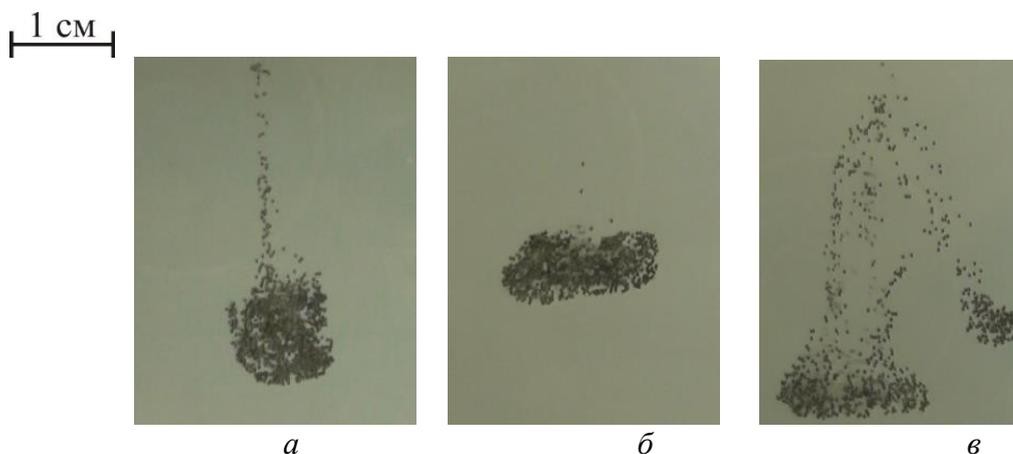


Рис. 3. Стадии процесса гравитационного осаждения совокупности твердых сферических частиц ($d=0.2$ мм; $\mu_l=1.17$ Па·с; $D_s=1.12$ см; $C_{v0}=0.054$): а – формирование сфероида; б – движение сфероида; в – распад сфероида

Средняя скорость осаждения облака частиц вычислялась по формуле

$$\bar{u} = \frac{h}{\Delta t},$$

где h – полное расстояние, пройденное облаком; Δt – время, за которое облако проходит расстояние h . Величина средней скорости осаждения облака частиц в экспериментах варьировалась в диапазоне $\bar{u} = (0.6 \div 7.8)$ см/с.

Для исследованного диапазона чисел Рейнольдса ($Re=7 \cdot 10^{-2} \div 1$) обнаружено, что процесс осаждения совокупности частиц можно разделить на три стадии: стадия формирования, движения и распада сфероида (рис. 3).

На первой стадии происходит формирование сфероидального облака частиц, сопровождающееся циркуляцией периферийных частиц в направлении, противоположном движению облака. Время формирования сфероида t зависит от начальной массы и концентрации облака частиц. Для проведенных экспериментов t варьировалось в диапазоне $t=(1\div 4)$ с.

На второй стадии облако принимает форму сфероида и движется с сохранением циркуляции периферийных частиц. Происходит постепенное расширение облака в двух диаметральных направлениях сфероида.

На третьей, заключительной, стадии происходит распад облака на $2\div 3$ фрагмента. При этом разрушение происходит из центра масс облака таким образом, что система приобретает куполообразную форму. В каждом из вторичных фрагментов также наблюдается циркуляционное движение периферийных частиц. Процесс разрушения системы – циклический, распад образованных облаков продолжается до тех пор, пока система не будет двигаться со скоростью одиночной частицы, составляющей облако.

На основе полученных экспериментальных данных проведены вычисления экспериментального значения коэффициента сопротивления совокупности частиц по формуле

$$C_D = \frac{4}{3} \frac{g D_s C_{V0}}{\rho_l \bar{u}^2} (\rho - \rho_l),$$

где $g = 9.80665 \text{ м/с}^2$ – ускорение свободного падения; ρ – плотность материала частицы.

На рис. 4 приведена зависимость коэффициента сопротивления облака частиц от числа Рейнольдса при различных значениях начальной концентрации.

Обработка приведенных на рис. 4 зависимостей показала, что по мере увеличения начальной объемной концентрации зависимость $C_D(\text{Re})$ для облака частиц стремится к зависимости Стокса для одиночной твердой сферической частицы ($C_D=24/\text{Re}$). Из рис. 4 следует, что в исследованном диапазоне чисел Рейнольдса при увеличении начальной концентрации коэффициент сопротивления облака частиц одинакового размера уменьшается, а скорость осаждения, соответственно, увеличивается.

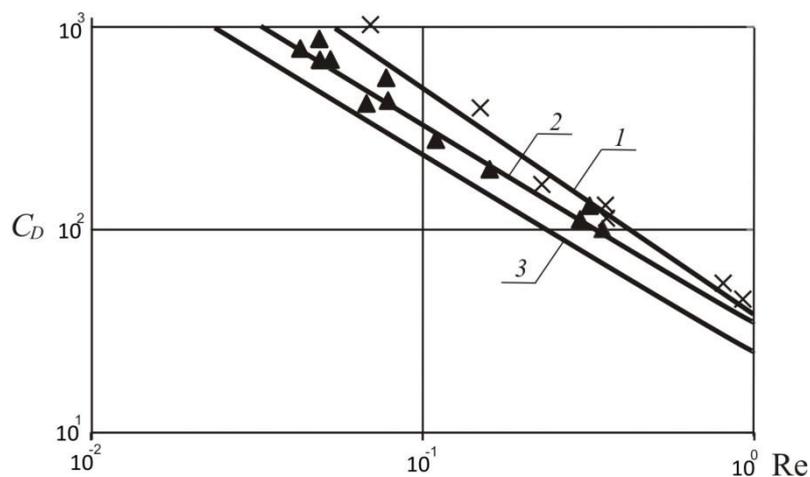


Рисунок 4. Экспериментальная зависимость коэффициента сопротивления системы частиц от числа Рейнольдса:

1 – $C_{V0}=0.035$; 2 – $C_{V0}=0.24$; 3 – зависимость Стокса ($C_D=24/Re$)

Анализ результатов проведенных экспериментов позволил получить обобщенную эмпирическую зависимость для коэффициента сопротивления облака частиц от безразмерного комплекса $\Pi = Re \cdot C_{V0}$, где $Re = D_s \bar{u} \rho_l / \mu_l$.

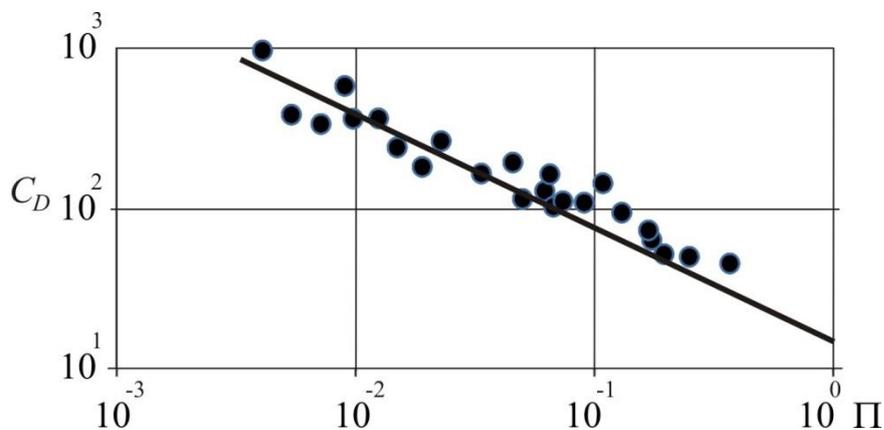


Рис. 5. Экспериментальная зависимость коэффициента сопротивления облака частиц от комплекса $Re \cdot C_{V0}$

На рис. 5 приведены результаты экспериментов, обработанные с использованием зависимости $C_D = f(\Pi)$. Аппроксимация полученных результатов (сплошная линия на рис. 5) описывается уравнением

$$C_D = \frac{14.6}{(Re \cdot C_{V0})^{0.7}}$$

Данная зависимость учитывает влияние на коэффициент сопротивления как начальной концентрации частиц, так и режима течения облака и имеет наиболее высокое значение коэффициента корреляции ($R^2=0.81$) по сравнению с другими аппроксимационными формулами.

Заключение

По результатам проведенных экспериментальных исследований можно сделать следующие выводы.

- Получены новые экспериментальные данные по гравитационному осаждению высококонцентрированной системы твердых сферических частиц в области чисел Рейнольдса $Re=7 \cdot 10^{-2} \div 1$.

- Показано, что процесс осаждения облака частиц можно разделить на три стадии: формирование, движение и распад сфероидального облака.

- Получена обобщенная эмпирическая зависимость для коэффициента сопротивления облака частиц от безразмерного комплекса $\Pi = Re \cdot C_{v0}$.

- Показано, что при увеличении комплекса Π в диапазоне $3 \cdot 10^{-3} \div 0.4$ величина коэффициента сопротивления уменьшается в 20 раз ($1013 \div 45$).

- Полученные экспериментальные данные могут быть использованы для уточнения существующих физико-математических моделей эволюции жидко-капельного аэрозоля в атмосфере.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых – кандидатов наук (№ МК-1259.2013.1) и Минобрнауки РФ № 2014/223 (код проекта 1567).

Список литературы:

1. Броунштейн Б.И., Фишбейн Г.А. Гидродинамика, массо- и теплообмен в дисперсных системах. – Л.: Химия, 1977. – 279 с.
2. Васенин И.М., Елкин К.Е. Математическое моделирование осаждения разреженного облака частиц // Известия ВУЗов. Физика. – 1999. – № 3. – С. 109-113.
3. Архипов В. А., Березиков А. П., Ткаченко А. С., Усанина А. С., Якимович О. Н. Численное моделирование эволюции аэрозольного облака при аварийном сбросе авиационного топлива // Авиакосмическое приборостроение. – 2011. – № 5. – С. 33–38.
4. Хоргуани В.Г. О характере и скорости падения системы частиц одинаковых размеров // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1966. – Том 2, № 4. – С. 394-401.
5. Хоргуани В.Г. О характере обтекания падающей системы частиц одинаковых размеров при $Re < 10^{-1}$ // Труды ВГИ. – 1969. – Выпуск 13. – С. 97-100.

6. Nitsche J.M., Batchelor G.K. Break-up of a falling drop containing dispersed particles // Journal of Fluid Mechanics. – 1997. – № 340. – P. 161-175.
7. Machu G., Meile W., Nitsche L.C., Schaflinger U. Coalescence, torus formation and break-up of sedimenting drops: experiments and computer simulations // Journal of Fluid Mechanics. – 2001. – № 447. – P. 299-336.
8. Metzger B., Ekiel-Jezewska M.L., Guazzelli E. Spherical cloud of point particles falling in a viscous fluid // Physics of Fluids. – 2006. – № 18. 038104.

УДК 621.762.2.66.063.7

ПРОЦЕССЫ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ

Архипов В.А.^{1,2}, Бондарчук С.С.^{1,2}, Гольдин В.Д.¹, Жарова И.К.¹

¹НИИПММ Томского государственного университета, Томск

²Институт проблем химико-энергетических технологий СО РАН, Бийск

Оптимизация технологий получения высокодисперсных металлических порошков представляет актуальную задачу в связи с устойчивой тенденцией расширения сфер применения порошковых материалов. В частности, порошки алюминия используются в качестве горючего компонента высокоэнергетических материалов [1 – 3].

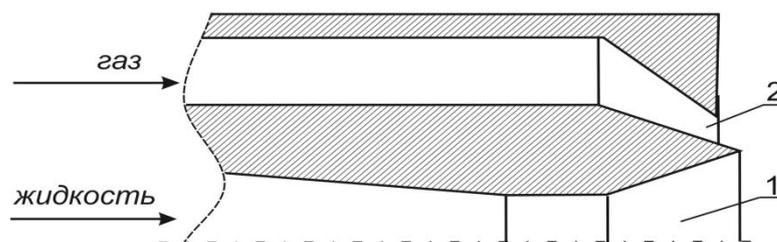


Рис. 1. Схема форсуночного блока:

1 – канал подачи расплава; 2 – канал подачи распыливающего газа



Рис. 2. Факел распыла эжекционной форсунки

Из большого количества способов получения высокодисперсных порошков металлов наиболее распространенной промышленной технологией является газодинамическое диспергирование струи расплава металла эжекционной форсункой [4 – 7]. Производство металлических порошков с помощью эжекционных форсунок включает распыливание расплава с образованием полидисперсных жидких частиц, движение и

кристаллизацию жидких частиц в потоке распыливающего газа. Существующая технология получения порошков алюминия промышленных марок АСД [8] обеспечивает ~ 18 % содержания высокодисперсной фракции (с диаметром частиц не более 10 мкм) в факеле распыла форсунки. Для увеличения выхода высокодисперсной фракции и повышения однородности дисперсного состава частиц конечного продукта необходимо усовершенствование существующей технологии распыливания расплава алюминия сжатым газом. При этом возникает ряд научно-практических задач. К числу таких задач относится исследование влияния времени и динамики фазового перехода на морфологию частиц алюминия.

В настоящей работе приведены результаты математического моделирования двухфазного течения в факеле распыла и процесса кристаллизации жидких частиц алюминия. Схема форсуночного блока и фотография факела распыла эжекционной форсунки приведены на рис. 1, 2. Расплавленный металл подается по центральному каналу 1 и истекает из выходного сечения в виде кольцевой струи. Поток горячего газа (азота) подается через кольцевой канал 2. Оценки устойчивости жидкой струи показывают, что в непосредственной близости от выхода в осадительную камеру происходит ее распад с образованием полидисперсного аэрозоля.

Физическо-математическая модель основана на следующих положениях. При заданных параметрах торможения газа из кольцевого сопла форсунки поступают потоки массы, импульса и энергии газа с критическими параметрами, соответствующими значению числа Маха $M = 1$. Истечение газа происходит в режиме недорасширения, так как статическое давление в струе на срезе сопла больше, чем в окружающей среде, $p_g > p_e$. Процесс теплопередачи при движении частицы в газовом потоке определяется преимущественно конвекцией, поскольку число Био $Bi \ll 0.1$. Жидкие частицы имеют сферическую форму. Температура частиц однородна по объему и зависит только от времени.

При моделировании учитывалось, что в условиях существующей технологии получения порошков алюминия промышленных марок АСД значения диаметров жидких частиц в факеле распыла находятся в диапазоне $d_p = (2 \div 50)$ мкм.

Температурный режим частиц в осадительной камере рассматривался как трехэтапный: 1) охлаждение до температуры плавления, 2) кристаллизация, 3) охлаждение до температуры окружающей среды в камере. Общее время t_{Σ} , затраченное на охлаждение жидкой частицы до полного затвердевания, определялось как сумма времен остывания ча-

стицы до температуры кристаллизации t_1 и времени кристаллизации t_2 . Для приближенной оценки времен t_1 и t_2 на основании уравнения теплового баланса в предположении постоянства температуры газа получены соотношения:

$$t_1 = \frac{c_k \rho_k d_p^2}{6 \text{Nu} \lambda_g} \ln \frac{T_m - T_g}{T_{kr} - T_g},$$

$$t_2 = \frac{q_{kr} \rho_k d_p^2}{6 \text{Nu} (T_{kr} - T_g) \lambda_k},$$

где ρ_k , c_k , λ_k – плотность, теплоемкость, коэффициент теплопроводности частицы; λ_g – коэффициент теплопроводности газа; T_g – температура газа; T_m , T_{kr} – начальная температура и температура кристаллизации частицы; q_{kr} – удельная теплота фазового перехода; Nu – число Нуссельта.

Теплообмен между частицей и несущим газовым потоком в условиях конвекции определяется законом Ньютона:

$$q = \alpha (T_k - T_g),$$

где α – коэффициент теплоотдачи; T_k – температура частицы.

Для чисел Рейнольдса в диапазоне $\text{Re} \geq (150 \div 3 \cdot 10^4)$ в двухфазном течении коэффициент теплоотдачи для сферических частиц определяется по формуле [9]:

$$\text{Nu} = 0.62 \text{Re}^{0.5}.$$

В рамках сделанных предположений исследуемый процесс моделировался с использованием двух подходов. В первом подходе решение задачи об истечении газовой струи в рабочую камеру рассматривалось в невязкой постановке на основе уравнений Эйлера в совершенном газе:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (\rho_g u_g) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_g v_g r) &= 0; \\ \frac{\partial}{\partial x} (\rho_g u_g^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_g u_g v_g r) &= -\frac{\partial p_g}{\partial x}; \\ \frac{\partial}{\partial x} (\rho_g u_g v_g) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_g v_g r^2) - \frac{\rho_g u_g^2}{r} &= -\frac{\partial p_g}{\partial r}; \\ \frac{\partial}{\partial x} [u_g (\rho_g E + p_g)] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [v_g (\rho_g E + p_g) r] &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

где x , r – осевая и радиальная координаты; t – время; ρ – плотность; u_g , v_g – осевая и радиальная компоненты скорости; p_g – давление; h – удельная статическая энтальпия,

$$h = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P_g}{\rho_g},$$

γ – показатель адиабаты;

E – полная энергия единицы массы,

$$E = h - \frac{P_g}{\rho_g} + \frac{1}{2}(u_g^2 + v_g^2).$$

На входе в канал 2 (рис. 2) задавались параметры торможения газа и число Маха. На оси струи задавались условия симметрии, на твердых стенках – условия непротекания, на внешней границе – давление в окружающей среде p_e .

Динамика частиц в газовой фазе рассчитывалась в рамках траекторного подхода.

Во втором подходе учитывалось влияние динамики частиц на параметры газа. Уравнения Эйлера в одномерном приближении решались одновременно с уравнениями для многокомпонентного «газа» частиц [10, 11]. Изменение диаметра поперечного сечения струи учитывалось до первого диска Маха, далее диаметр сечения струи считался постоянным. Взаимное влияние фаз учитывалось с помощью соотношений, описывающих межфазный обмен импульсом и энергией.

В численных экспериментах исследовалось влияние параметров распыливающего газа (азота) на основные характеристики кристаллизации капель алюминия разных размеров – время кристаллизации и расстояние от выходного сечения.

Параметрические расчеты проведены при фиксированных значениях ширины кольцевого канала $H = 0.54$ мм и площади выходного сечения кольцевого сопла $S_c = 27$ мм². Варьировались следующие параметры распыливающего газа: объемный расход $Q = (600 \div 900)$ м³/час, температура торможения $T_0 = (500 \div 600)$ °С. Расход расплавленного металла составлял 150 кг/час, толщина пленки расплава при выходе в камеру – 70 мкм, скорость истечения пленки – 5 м/с.

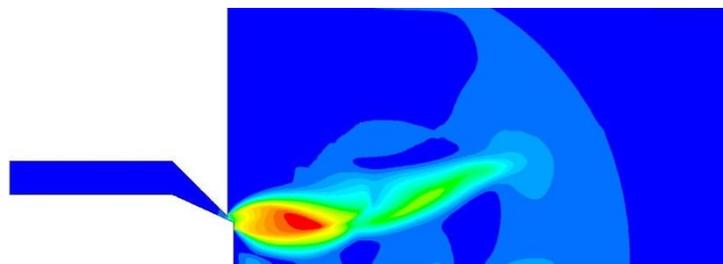


Рис. 3. Числа Маха в области течения газа

В осесимметричной постановке (первый подход) задача (1) решалась с помощью пакета программ ANSYS Fluent версии 13.0. В качестве метода решения использовался нестационарный явный метод Роу с первым порядком аппроксимации как по пространственным переменным, так и по времени. На рис. 3, 4 приведены результаты одного из расчетов при следующих значениях параметров потока на входе в канал: температура торможения $T_0 = 773$ К, давление $p_0 = 6.08 \cdot 10^6$ Па, число Маха $M = 0.055$.

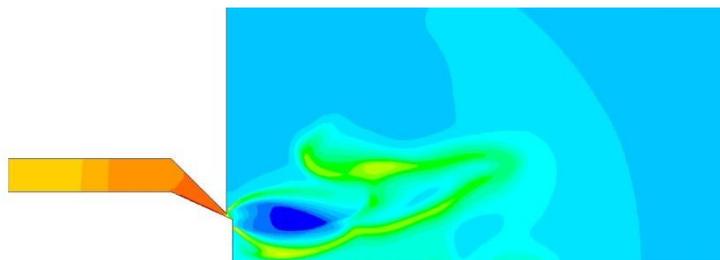


Рис. 4. Распределение температуры

На рис. 5–8 приведены результаты численного исследования, полученные на основании второго подхода для частиц диаметром $d_p = 25$ мкм при температуре торможения $T_0 = 575$ С и различных значениях расхода распыливающего газа. При анализе влияния расхода Q и температуры торможения газа T_0 на кристаллизацию частиц алюминия рассчитывались основные характеристики процесса: момент времени t_0 и координата x_0 вдоль оси струи, соответствующие началу кристаллизации; продолжительность t_Σ процесса и протяженность участка S кристаллизации. Результаты расчетов аппроксимировались степенными зависимостями вида:

$$f(d_p) = ad_p^b,$$

где $f(d_p)$ – одна из четырех характеристик кристаллизации; $[d_p] = \text{мкм}$, диапазон изменения диаметра частиц $d_p = (2 \div 50)$ мкм; a, b – константы аппроксимации.

В табл. 1 приведены полученные константы аппроксимации для значений расхода газа $Q = (600 \div 900)$ м³/час.

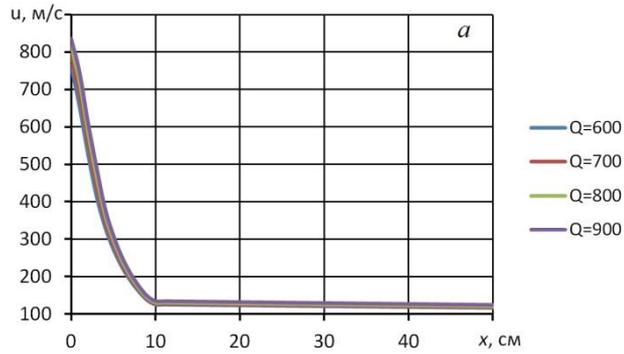


Рис. 5. Изменение скорости газа вдоль струи в зависимости от расхода газа

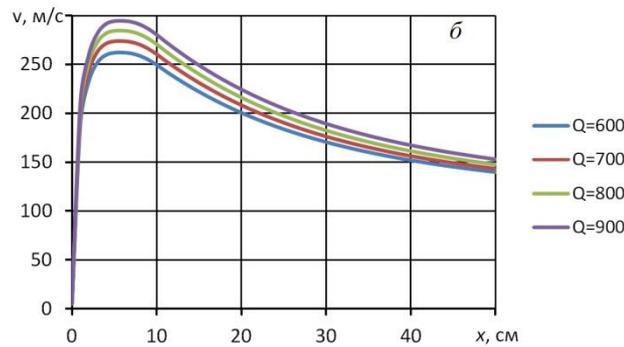


Рис. 6. Изменение скорости частиц вдоль струи в зависимости от расхода газа

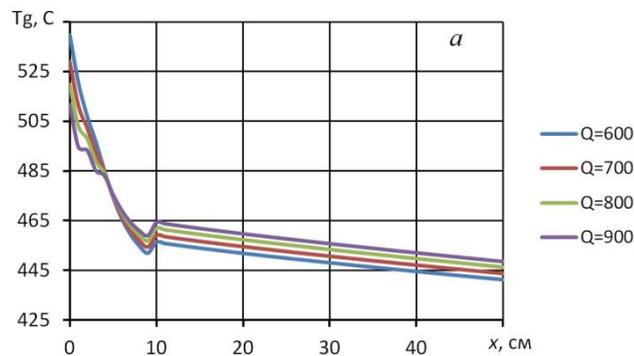


Рис. 7. Изменение температуры газа вдоль струи в зависимости от расхода газа

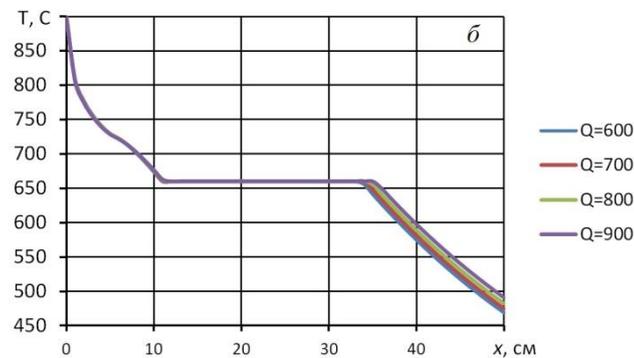


Рис. 8. Изменение температуры частиц вдоль струи в зависимости от расхода газа

Анализ результатов численных исследований процесса кристаллизации частиц алюминия в факеле распыла эжекционной форсунки показал:

- расход и температура торможения распыливающего газа в диапазонах, реализуемых в промышленной технологии получения порошков алюминия марок АСД, практически не оказывают влияния на характеристики кристаллизации, т.е. процесс кристаллизации, в основном, зависит от размера частиц;

- при увеличении начального размера частиц от 2 до 50 мкм время начала кристаллизации возрастает от 6 мкс до 1.9 мс;

- при увеличении начального размера частиц от 2 до 50 мкм координата начала кристаллизации возрастает в диапазоне (0.12 ÷ 33) см;

- при увеличении начального размера частиц от 2 до 50 мкм продолжительность кристаллизации возрастает в диапазоне (0.01 ÷ 4.5) мс;

- при увеличении начального размера частиц от 2 до 50 мкм протяженность участка кристаллизации возрастает в диапазоне (0.6 ÷ 7) см;

- указанные параметры позволяют полностью определить морфологию образующихся частиц алюминия.

Предложенная физико-математическая модель процесса кристаллизации жидких частиц алюминия в факеле распыла эжекционной форсунки и полученные аппроксимационные зависимости характеристик процесса кристаллизации (продолжительность процесса кристаллизации, момент времени и координата вдоль оси струи, соответствующие началу кристаллизации, протяженность участка кристаллизации) от размера частиц алюминия позволяют оптимизировать технологические параметры эжекционных форсунок для получения частиц алюминия заданной морфологии.

Таблица 1. Константы аппроксимации для характеристик кристаллизации

Q , м ³ /час	t_0 , мс	t_{Σ} , мс	x_0 , см	S , см
600	$0.17 \cdot 10^{-2} d_p^{1.790}$	$0.34 \cdot 10^{-2} d_p^{1.836}$	$0.36 \cdot 10^{-1} d_p^{1.741}$	$0.227 d_p^{1.465}$
700	$0.16 \cdot 10^{-2} d_p^{1.784}$	$0.33 \cdot 10^{-2} d_p^{1.841}$	$0.36 \cdot 10^{-1} d_p^{1.743}$	$0.231 d_p^{1.462}$
800	$0.16 \cdot 10^{-2} d_p^{1.780}$	$0.32 \cdot 10^{-2} d_p^{1.848}$	$0.36 \cdot 10^{-1} d_p^{1.747}$	$0.233 d_p^{1.462}$
900	$0.16 \cdot 10^{-2} d_p^{1.777}$	$0.32 \cdot 10^{-2} d_p^{1.844}$	$0.35 \cdot 10^{-1} d_p^{1.753}$	$0.235 d_p^{1.465}$

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания №2014/223 (код проекта 1567) и госзадания №9.1024.2014/К.

Список литературы:

1. Meda L., Marra G., Galfetti L., Severini F., De Luka L. // Mater. Sci. and Eng. 2007. Vol. 27, № 5. P. 1393.
2. Luman J.R., Wehrman B., Kuo K.K., Yetter R.A., Masoud N.M., Manning T.G., Harris L.E., Bruck H.A. // Proceedings of the Combustion Institute. 2007. Vol. 31. P. 2089.
3. Rossi C., Estève A., Vashishta P. // Journal Phys. Chem. Solids. 2010. Vol. 71, № 2. P. 57.
4. Сизов А.М. Газодинамика и теплообмен газовых струй в металлургических процессах. М.: Металлургия, 1987.
5. Сизов А.М. Диспергирование расплавов сверхзвуковыми газовыми струями. М.: Металлургия, 1991.
6. Rao C.N.R., Müller A., Cheetham A.K. Nanomaterials Chemistry: Recent Developments and New Directions. Weinheim: Wiley-VCH Verlag, 2007.
7. Xiao Y., Qi L., Zeng X., Chao Y., Yang F. // Journal of Mechanical Engineering. 2011. Vol. 47, № 15. P. 156.
8. Порошок алюминиевый высокодисперсный АСД-1, АСД-4, АСД-6: Технические условия 48-5-28-87. ООО «СУАЛ-ПМ». г. Шелехов, 1987.
9. Ничипоренко О.С. Найда Ю.И., Медведовский А.Б.. Распыливание металлических порошков Киев: Наукова думка, 1980. 237 с.
10. Васенин И.М., Архипов В.А., Бутов В.Г., Глазунов А.А., Трофимов В.Ф. Газовая динамика двухфазных течений в соплах. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1986. 364 с.
11. Абрамович Г.Н., Гиршович Т.А., Крашенинников С.Ю., Секундов А.Н., Смирнова И.П. Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 716 с.

УДК 621.4

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕОБХОДИМОГО ВРЕМЕНИ
ИЗМЕРЕНИЙ ПОВЕРХНОСТНЫХ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УСЛОВИЙ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА**

Атрошенко Ю.К., Озерова И.П., Стрижак П.А.
Томский политехнический университет, Томск

Температура является одним из ключевых параметров, характеризующих состояние вещества. Сегодня температурные измерения используются для контроля и мониторинга состояния технологического оборудования и качества протекания технологических процессов во всех отраслях промышленности, таких как [1–4] металлургия, тепло-

энергетика, авиастроение, а также медицина, пожарная безопасность [5, 6] и другие сферы деятельности человека.

Среди средств измерения, характеризующих контактный метод измерения, наиболее распространенными являются термоэлектрические преобразователи, основанные на эффекте Зеебека [7]. Качество измерений, обеспечиваемое термопарами и характеризующееся точностью измерения и достоверностью информации, оказывает существенное влияние на качество регулирования и мониторинг качества технологического процесса.

Международным стандартом [8] определено восемь типов термопар. В России и странах СНГ для измерения температуры в диапазоне $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+1100\text{ }^{\circ}\text{C}$ широкое применение нашли термопары типа ХК (L) и ХА (K), в международной практике также используются термопары типа ХКн (E). Применение прочих типов термопар, как правило, связано со специальными условиями выполнения измерений и/или диапазоном измеряемых температур. В частности, при калибровке ТЭП используются термопары типа ПП (S, R).

В зависимости от области применения к термопарам могут предъявляться различные требования [9]. Основное требование связано с обеспечением максимальной точности измерений. При оценке погрешности измерения температуры термоэлектрическими преобразователями важную роль играет время выполнения измерений.

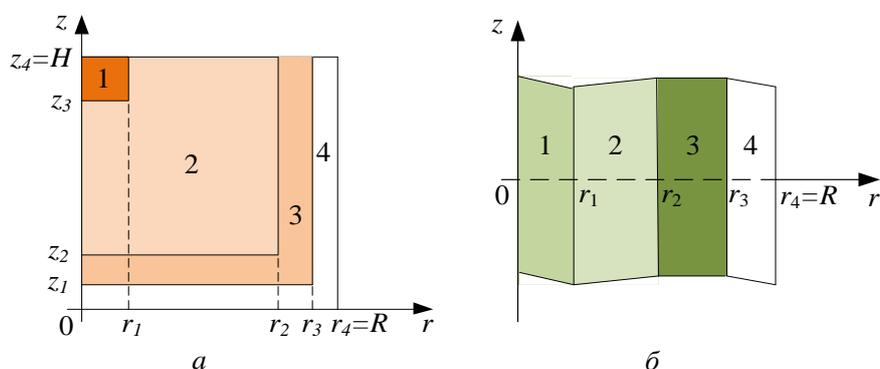


Рис. 1. Области решения двумерной (а) и одномерной (б) задач теплопереноса: 1 – спай термопары, 2 – порошок Al_2O_3 , 3 – защитный чехол, 4 – воздушный зазор.

Прогнозирование времени нагрева термопары может быть выполнено с помощью численного моделирования комплекса взаимосвязанных процессов теплопереноса в окрестности чувствительного элемента ТЭП. Решению таких задач с использованием балансных подходов и методов посвящено достаточно много работ (например, [2–3, 9–11]). Ре-

зультатов решения сопряженных задач теплопереноса с учетом реальных условий эксплуатации ТЭП практически нет.

Настоящая работа посвящена вопросам прогнозирования минимально необходимого времени нагревания чувствительных элементов ТЭП в различных условиях проведения измерений. С этой целью разработана следующая модель теплопереноса.

При построении области решения задачи теплопереноса рассматривалась система «воздух – защитный чехол – порошок – спай термопары». Геометрическое представление описанной неоднородной системы, представляющей область решения одномерной задачи теплопроводности, приведено на рис. 1, а. Область решения двумерной задачи теплопроводности представлена на рис. 1, б.

При численном моделировании приняты следующие допущения: теплофизические характеристики материалов чувствительного элемента ТЭП, а также теплофизические характеристики воздуха не зависят от температуры.

Нагревание термопары производится от нагревательной поверхности, отделенной от чувствительного элемента ТЭП воздушным зазором 5 (рис. 1). Начальная температура чувствительного элемента ТЭП составляет 20 °С. Критерием окончания нагрева ТЭП является достижение температуры спаи термопары значений, находящихся в пределах допускаемой (табл. 1) погрешности [12, 13].

Таблица 1. Пределы допускаемых погрешностей ТЭП

Тип ТЭП	Предел допускаемого отклонения от номинальной статической характеристики, °С
S (ПП) (2 класс допуска)	$\pm 1,5$ в диапазоне температур от 0 до 600 °С
K (ХА) (1 класс допуска)	$\pm 1,5$ в диапазоне температур от -40 до 375 °С; $\pm 0,004 \cdot t$ в диапазоне температур от 375 до 1000 °С
L (ХК) (2 класс допуска)	$\pm 2,5$ в диапазоне температур от -40 до 300 °С; $\pm 0,0075 \cdot t$ в диапазоне температур от 300 до 800 °С

Диаметр чувствительного элемента типичного ТЭП составляет 5 мм. Высота участка чувствительного элемента ТЭП ограничена высотой 5 мм от нижней границы. Толщина воздушного зазора между нагревательным элементом и поверхностью чувствительного элемента варьировалась при проведении численного моделирования в диапазоне от 1 мм до 10 мм.

Двумерная математическая модель процесса теплопереноса для чувствительного элемента ТЭП (рис. 1, а) описывается системой дифференциальных уравнения в частных производных:

$$C_1\rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} \right), \quad (1)$$

$$t > 0, 0 < r < r_1, z_3 < z < H;$$

$$C_2\rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} \right), \quad (2)$$

$$t > 0, 0 < r < r_2, z_2 < z < z_3;$$

$$t > 0, r_1 < r < r_2, z_3 < z < H;$$

$$C_3\rho_3 \frac{\partial T_3}{\partial t} = \lambda_3 \left(\frac{\partial^2 T_3}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_3}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_3}{\partial z^2} \right), \quad (3)$$

$$t > 0, 0 < r < r_3, z_1 < z < z_2;$$

$$t > 0, r_2 < r < r_3, z_2 < z < H;$$

$$C_4\rho_4 \frac{\partial T_4}{\partial t} = \lambda_4 \left(\frac{\partial^2 T_4}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_4}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_4}{\partial z^2} \right). \quad (4)$$

$$t > 0, 0 < r < L, 0 < z < z_1;$$

$$t > 0, r_3 < r < r_4, z_1 < z < H.$$

Здесь r – радиальная координата, м; z – осевая координата, м; c – удельная теплоемкость, Дж/(кг·°С); ρ – плотность, кг/м³; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·°С); индексы: 1 – спай термопары, 2 – порошок окиси алюминия, 3 – защитный чехол, 4 – воздух.

Начальные условия определяют распределение температуры в чувствительном элементе ТЭП в начальный момент времени: $t=0$; $T=T_0$, $0 < r < R$, $0 < z < H$, где $t_0=20$ °С – температура, соответствующая нормальным условиям.

Граничные условия решения задачи теплопереноса определены следующим образом. На границе $r=R$ заданы граничные условия первого рода: $r=R$, $T=T_p$, где T_p – температура нагревательного элемента.

Граничные условия на оси симметрии $r=0$:

$$r = 0, \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (5)$$

На границе $z=0$ заданы граничные условия первого рода:

$$z = 0; T = T_r \quad (6)$$

Граничные условия на границе $z=H$:

$$z = H; \frac{\partial T}{\partial r} = 0. \quad (7)$$

Одномерная модель теплопереноса описывается аналогичной системой дифференциальных уравнений без учета нагревания вдоль оси z .

Приведенные системы дифференциальных уравнений в частных производных с соответствующими начальными и граничными условиями решались методом конечных разностей [14]. Решение линейных алгебраических уравнений, представляющих собой разностные аналоги дифференциальных уравнений, осуществлялось локально-одномерным методом [14]. Для решения системы одномерных разностных уравнений использовался метод прогонки на основе неявной четырехточечной схемы [14, 15].

Область решения задачи разбита на равномерную сетку, содержащую 240 узлов с шагом $2,5 \cdot 10^{-2}$ мм по каждой из координат. В целях повышения точности решения и уменьшения объема вычислений использовался неравномерный шаг по временной сетке (от 10^{-4} с до 10^{-2} с).

Достоверность результатов численного моделирования оценивалась в соответствии с алгоритмами проверки консервативности используемых разностных схем [16–18]. Также проводились экспериментальные измерения (результаты приведены далее).

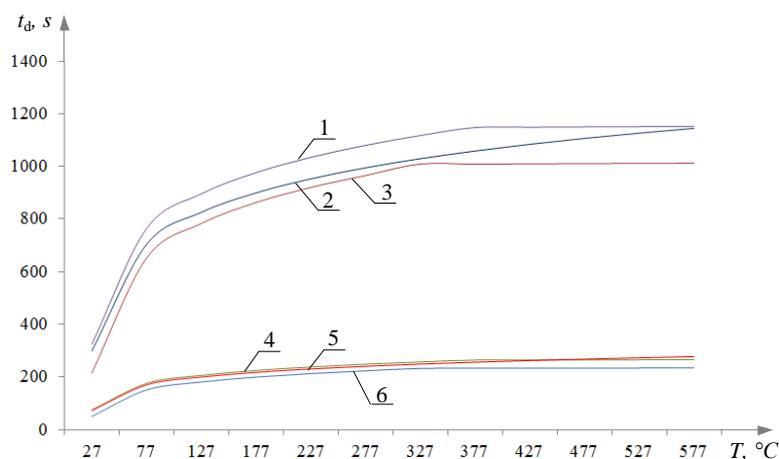


Рис. 2. Зависимости длительности нагрева чувствительных элементов ТЭП: одномерная модель (1: тип ХА (К), 2: тип ПП (S), 3: тип ХК (L)); двумерная модель (4: тип ХА (К), 5: тип ПП (S), 6: тип ХК (L)).

Математическое моделирование проводилось с учетом следующих теплофизических параметров элементов области решения задачи [19–21]: спай термопары типа ХА (К): $\lambda_1=33,1$ Вт/(м·°С), $C_1=768$ Дж/(кг·°С), $\rho_1=8825$ кг/м³; спай термопары типа ПП (S): $\lambda_1=50,4$ Вт/(м·°С), $C_1=139$ Дж/(кг·°С), $\rho_1=20710$ кг/м³; спай термопары типа ХК (L) $\lambda_1=24,75$ Вт/(м·°С), $C_1=713$ Дж/(кг·°С), $\rho_1=8920$ кг/м³; порошок Al_2O_3 : $\lambda_2=6,57$

Вт/(м·°С), $C_2=850$ Дж/(кг·°С), $\rho_2=1250$ кг/м³; стальной защитный чехол: $\lambda_3=15$ Вт/(м·°С), $C_3=462$ Дж/(кг·°С), $\rho_3=7900$ кг/м³; воздух: $\lambda_4=0,026$ Вт/(м·°С), $C_4=1190$ Дж/(кг·°С), $\rho_4=1,161$ кг/м³ [19-21].

Для иллюстрации результатов выполненных исследований процесса нагревания чувствительного элемента на рис. 2 приведены зависимости длительности нагревания (t_d) чувствительного элемента различных типов термоэлектрических преобразователей – ХА (К), ХК (L), ПП (S), определенные с помощью описанных моделей.

Для исследуемых термопар зависимость минимально необходимой длительности нагревания термопары носит нелинейный характер. Незначительные изменения величины времени нагревания ТЭП типа ХК (L) для температуры более 300 °С, а для ХА (К) – более 375 °С обусловлены тем, что допускаемое отклонение от номинальной статической характеристики (НСХ) для указанных ТЭП при более высоких температурах носит не постоянный характер, а зависит от измеряемой температуры. Для термопары типа ПП (S) длительность нагревания непрерывно возрастает в расчетном диапазоне температур. Это связано с тем, что при работе с температурами, не превышающими 600 °С, допускаемое отклонение от НСХ для указанной термопары постоянно.

Результаты, полученные с помощью одномерной (рис. 1, б) модели, существенно отличаются от результатов, определенных с помощью двумерной (рис. 1, а) модели. Значения времени нагревания чувствительного элемента ТЭП, определенные на одномерной модели, более чем в 4 раза превышают значения, полученные с помощью двумерной модели. Это обусловлено тем, что такая модель не учитывает нагревание чувствительного элемента со стороны нижней границы. В этом случае одномерная модель может быть использована для прогнозирования времени нагрева термоэлектрических преобразователей, помещенных в печи, имеющие достаточно большую длину нагревательной камеры. На практике ТЭП могут применяться для погружного измерения температуры среды. В этих условиях для прогнозирования необходимой длительности нагревания целесообразно использовать двумерную математическую модель процесса нагревания чувствительного элемента.

Прогнозирование времени нагревания, необходимого для минимизации погрешности от «неполного» контакта ТЭП с нагретой поверхностью, является важным аспектом при планировании эксперимента. Теоретически определенные зависимости с помощью численного моделирования для термопара типа К приведены на рис. 3.

Полученные зависимости для термопар типов ХК (L) и ПП (S) аналогичны приведенным на рис. 3. Зависимость между величиной

воздушного зазора и временем нагревания термопары носит нелинейный характер. Увеличение толщины воздушного зазора в значительной степени влияет на минимально необходимую величину продолжительности нагрева ТЭП. Анализ рис. 3 показывает, что несоблюдение длительности нагревания термопары при выполнении измерений приведет к существенному увеличению погрешности определения температуры.

Одним из источников погрешности измерительных преобразователей является изменение структуры и характеристик материалов – элементов чувствительного элемента ТЭП (вследствие его длительной эксплуатации, механических повреждений и других способствующих процессов). В частности, длительная эксплуатация ТЭП вызывает не только изменение термоэлектрических свойств термоэлектродов, но также может привести к изменению качественного состава одного из элементов термоэлектрического преобразователя – порошка окиси алюминия.

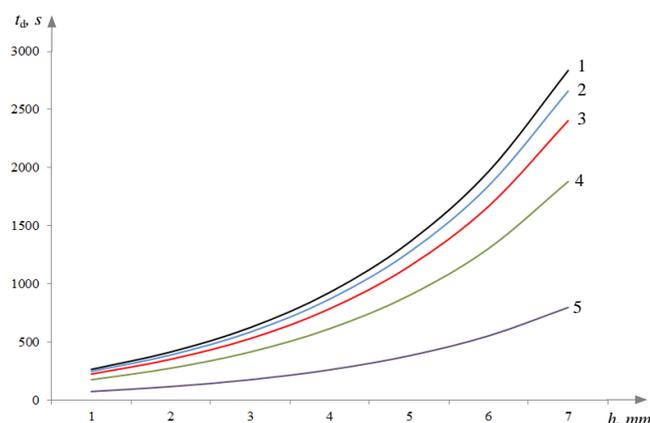


Рис.3. Зависимости длительности нагревания чувствительного элемента ТЭП типа ХК (L) от величины воздушного зазора между чувствительным элементом и нагревательным элементом: 1: $T=577\text{ }^{\circ}\text{C}$; 2: $T=277\text{ }^{\circ}\text{C}$; 3: $T=177\text{ }^{\circ}\text{C}$; 4: $T=77\text{ }^{\circ}\text{C}$; 5: $T=27\text{ }^{\circ}\text{C}$.

В настоящей работе исследование влияния изменения теплофизических характеристик порошка, вызванное изменением его качественного состава, при численном моделировании проводилось путем изменения соотношения «порошок – воздух» в области 3 (рис. 1, а). Указанное соотношение характеризуется коэффициентом пористости порошка φ . При $\varphi=1$ воздух в области 3 (рис. 1, а) отсутствует. В качестве минимального φ принималось значение 0,2, так как в практике эксплуатации ТЭП даже при длительных сроках работы и механических повреждениях снижение φ до таких значений маловероятно [1–7].

При увеличении доли порошка в области 3 (рис. 1, а) время нагрева чувствительного элемента ТЭП уменьшается на 10–20 %. Изменение

скорости нагрева с увеличением доли порошка осуществляется по нелинейному закону. Этот результат иллюстрирует, что теплофизические характеристики заполняющего вещества в значительной степени оказывают влияние на время нагрева чувствительного элемента ТЭП.

При планировании и проведении измерений с помощью термоэлектрических преобразователей учет возможного изменения теплофизических характеристик материалов – элементов конструкции ТЭП – позволит снизить погрешности, связанные с длительными сроками эксплуатации измерительных преобразователей.

Разработаны модели теплопереноса, позволяющие прогнозировать продолжительность нагревания чувствительного элемента типичных ТЭП, необходимую для установления показаний ТЭП в пределах допускаемой погрешности. Адекватность разработанных моделей подтверждена экспериментальными данными. Установлено, что величина зазора между нагревателем и чувствительным элементом оказывает существенное влияние на продолжительность нагревания термометра. Сделан вывод о том, что при наличии воздушного зазора между термометром и нагревателем продолжительность выполнения измерений играет важную роль и в значительной степени способствует уменьшению погрешности измерений. Также выявлено влияние изменения физических свойств основных компонентов ТЭП на результаты измерений.

Разработанная модель позволяет оценить надежность и достоверность результатов измерения температуры в типичных точках технологического тракта термоэлектрическими преобразователями в реальных условиях их использования. Если учитывать, что времена прогрева ТЭП до требуемых значений могут достигать нескольких минут, а времена развития нештатных ситуаций на реальных производствах довольно часто не превышают и минуты, то с использованием созданных моделей возможно спрогнозировать значимость и последствия недостоверных измерений температуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект № 14–08–00057).

Список литературы:

1. René J. Moreau Measurement and Control in Liquid Metal Processing (Springer Verlag Berlin, Heidelberg, 1987)
2. S.V. Reznik, S.A. Anuchin, P.V. Prosuntsov, A.V. Shulyakovskii, Refractories and Industrial Ceramics **50**, 114 (2009)
3. T.V. Borovkova, V.N. Yeliseyev, I.I. Lopukhov, Physics of Particles and Nuclei Letters **5**, 274 (2008)
4. D.Yu. Erak, V.A. Nikolaenko, Atomic Energy **105**, 187 (2008)

5. K. Farahmand, J.W. Kaufman, *Experimental Heat Transfer* **14**, 107 (2001)
6. A.L. Brundage, A.B. Donaldson, W. Gill, S.P. Kearney, V.F. Nicolette, N. Yilmaz, *Journal of Fire Sciences* **29**, 213 (2011)
7. T.-W. Lee, *Thermal and Flow Measurements* (CRC Press, USA, 2008)
8. IEC 60584-1. International standard. Thermocouples. Part 1: Reference tables, 1995
9. J.W. Woolley, K.A. Woodbury, *Heat Transfer Engineering* **32**, 811 (2011)
10. F. Berntsson, *Numerical Heat Transfer* **61**, 754 (2012)
11. K.A. Woodbury, A. Gupta, *Inverse Problems in Science Engineering* **16**, 21 (2008)
12. IEC 60584-2. International standard. Thermocouples. Part 2: Tolerances, 1989
13. ГОСТ 6616-94. Термоэлектрические преобразователи: общие технические условия, 1995
14. A.A. Samarskii, *The Theory of Difference Schemes* (Marcel Dekker Inc., USA, 2001)
15. A. Belmiloudi, *Heat Transfer. Mathematical Modelling, Numerical Methods and Information Technology* (InTech, Vienna, 2011)
16. G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak, *Int. J. Heat Mass Tran.* **53**, 923 (2010)
17. D.O. Glushkov, G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak, *Russ. J. Phys. Chem. B* **7**, 269 (2013)
18. D.O. Glushkov, G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak, *Adv. Mech. Eng.* **2014**, 764537 (2014)
19. Н.Б. Варгафтик, *Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей* (Старс, Москва, 2006)
20. P.A. Kinzie, *Thermocouple Temperature Measurement* (Wiley-Interscience Publ., New York, 1973)
21. R. Hultgren, *Selected Values of the Thermodynamic Properties of Binary Alloys* (Amer. Soc. Metals, Ohio, 1973)

УДК 662.62

ИСПАРЕНИЕ НЕПОДВИЖНОГО СЛОЯ СПИРТА В МИНИКАНАЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОТОКА ВОЗДУХА

Афанасьев И.А., Орлова Е.Г., Феоктистов Д.В.

Томский политехнический университет, Томск

E-mail: co0p@sibmail.com

В настоящее время усиливается интерес к капиллярной гидродинамике и тепломассообмену в микросистемах. Это связано с миниатюризацией устройств, развитием медицины, электроники, космической и энергетической промышленности [1].

Тонкий слой жидкости, увлекаемый потоком газа в мини- и микроканалах, является перспективным способом отвода значительных тепловых потоков поэтому может быть использован для охлаждения микроэлектронного оборудования [2,3,4]. Большая часть исследований направлена на изучение гидродинамики жидкости и газа в мини- и микроканалах. Тепло- массоперенос при течении двухфазных потоков изучен слабо [5-9]. Отсюда следует важность систематического

изучения тепло- и массообмена при течении двухфазного потока в мини- и микроканалах.

Цель работы: определение зависимости скорости испарения неподвижного слоя жидкости в микрочанале под действием потока газа.

Экспериментальная установка состоит из следующих компонентов (рис.1-2):

1. Рабочий участок.
2. Газовый и жидкостной контур: газовый баллон, регулятор расхода, расходомер, перистальтический насос.
3. Система термостабилизации: термостат, термоэлектрическая сборка.
4. Контрольно-измерительная система: ПК, регистратор данных, источники питания.
5. Шлирин система.

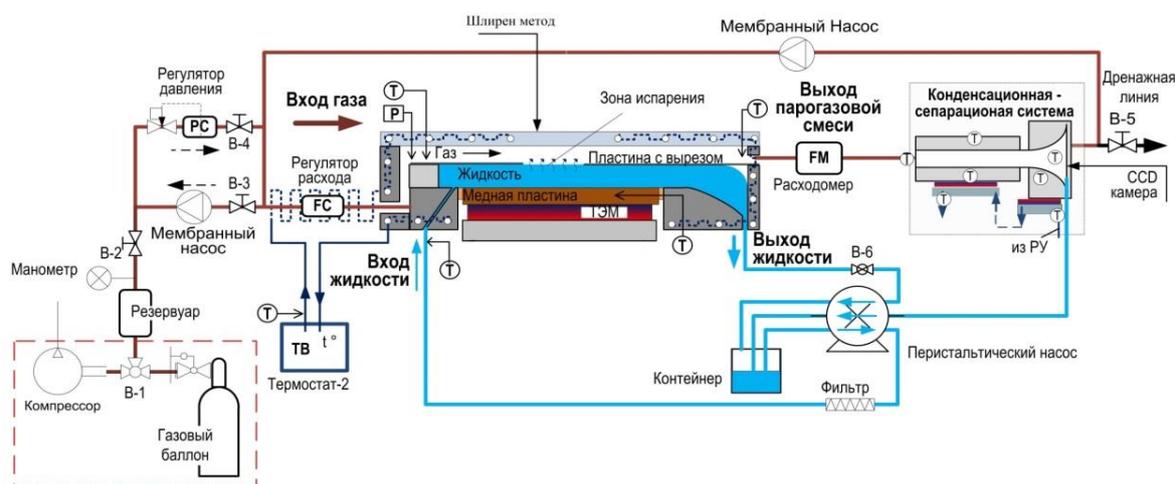


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки

Последовательность действий при проведении эксперимента: газ из баллона поступает в рабочий участок. Массовый расход этого газа контролируется на входе в рабочий участок с помощью регулятора расхода. Для подачи жидкости в рабочий участок используется перистальтический насос. Также насос предназначен для поддержания постоянного уровня, испаряющегося слоя жидкости в рабочем участке. Далее парогазовая смесь выходит из рабочего участка и поступает в вентиляционную линию. Поток парогазовой смеси на выходе измеряется с помощью массового расходомера. Обводной канал для потока газа используется для синхронизации показаний регулятора расхода и расходомера. Давление газа в рабочем участке измеряется с помощью датчика давления. На входе и выходе рабочего участка измеряется температура газа и температура парогазовой смеси.

Температура рабочего участка контролируется с помощью воды, которая прокачивается через специальные каналы в рабочем участке с контролируемой температурой с помощью термостата. Температура жидкости в рабочем участке определяется температурой основания подложки. Температура этого основания контролируется с помощью элемента Пельтье.

Таким образом, разница между температурой жидкости и газа поддерживается не более 0.3°C .

Эскиз и конструктивные особенности рабочего участка представлены на рис. 3.

Рабочий участок (рис. 3) выполнен из двух соединенных между собой блоков из оргстекла, которые формируют прямоугольный газовый канал высотой 3 мм и шириной 40 мм, а также прямоугольную

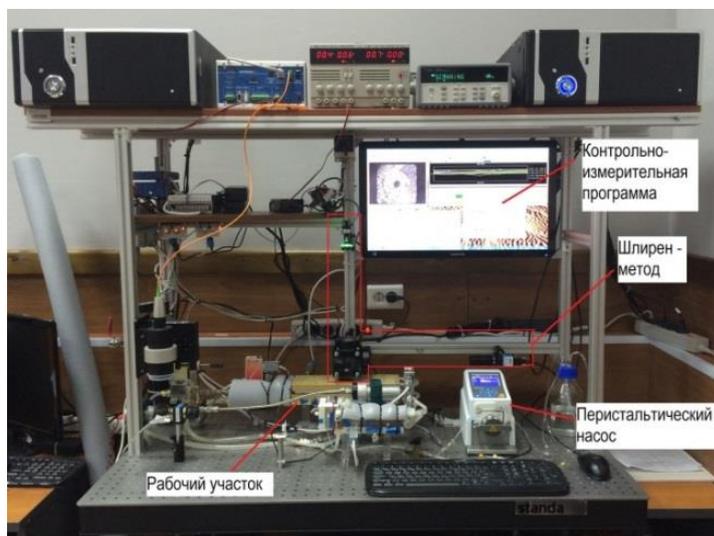


Рис. 2. Фотография экспериментальной установки

жидкостную камеру. Жидкостная камера представляет собой квадратный вырез (50x50 мм) с изменяемой высотой. Высота камеры изменяется с помощью вертикально передвигающегося основания подложки и варьируется от 1.5 до 8 мм. Для измерения давления в рабочем участке существует специальный канал. К

каналу подсоединяется датчик давления с помощью трубки и специального штуцера, врезанного в канал. По центру крышки рабочего участка над жидкостной кюветой с помощью специального устройства установлено прозрачное оптическое окно с диаметром 120мм.

Первый метод основан на определении среднего расхода жидкости, который необходимо подать в рабочий участок для того, что бы в процессе испарения, обеспечить постоянный объем в слое жидкости и плоскую границу раздела жидкости и газа. Средний расход жидкости задается с помощью перистальтического насоса и в объемных единицах измерения мл/мин.

Измерение расхода испарения с поверхности слоя жидкости, обдуваемого потоком газа, происходит с помощью двух методов:

Второй метод заключается в измерении разницы массового расхода чистого газа на входе в рабочий участок и массового расхода парогазовой смеси на выходе. Массовый расход чистого газа на входе в рабочий участок задается с помощью регулятора расхода. Массовый расход парогазовой смеси на выходе измеряется посредством расходомера.

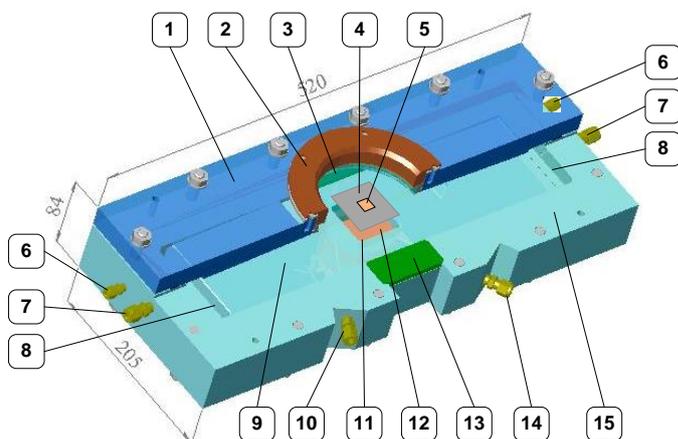


Рис. 3. Эскиз Рабочего участка. Состав: 1 – крышка, 2 – рамка для верхнего окна, 3 – оптическое окно, 4 – пластина из нержавеющей стали с вырезом и микроканалкой, 5 – вырез $10 \times 10 \text{ мм}^2$, 6 – штуцер для установки температурного датчика, 7 – штуцер для подсоединения газовой линии, 8 – распределительная газовая камера ($20 \times 20 \text{ мм}^2$), 9 – газовый канал ($280 \times 40 \times 3 \text{ мм}^3$), 10 – штуцер для подсоединения жидкостного контура, 11 – кювета для жидкости $50 \times 50 \text{ мм}^2$, 12 – движущиеся медное основание подложки, 13 – боковые окна (стеклянные вставки), 14 – штуцер для подключения водяного контура, 15 – основание рабочего участка ($520 \times 205 \times 84 \text{ мм}^3$).

Проводилась серия из трех экспериментов. В качестве рабочей жидкости использовался этанол ГОСТ Р 51723-2001, в качестве газа – воздух. Расход газа на входе в рабочий участок изменялся от 100 до 500 мл/мин. с шагом 100 мл/мин. Температура жидкости и газа поддерживалась постоянной 25°C . Слой жидкости толщиной 3 мм неподвижен, поверхность испарения 100 мм^2 . Для поддержания плоской межфазной границы фиксировался расход парогазовой смеси на выходе из рабочего участка и расход подкачиваемой насосом жидкости.

В ходе проведения серии экспериментов получены данные, по которым построена зависимость массовой скорости испарения от скорости газа (рис. 4).

По результатам анализа зависимостей (рис. 4) установлено, что изменение скорости воздуха оказывает влияние на скорость испарения спирта в миниканале размером $40 \times 3 \text{ мм}^2$.

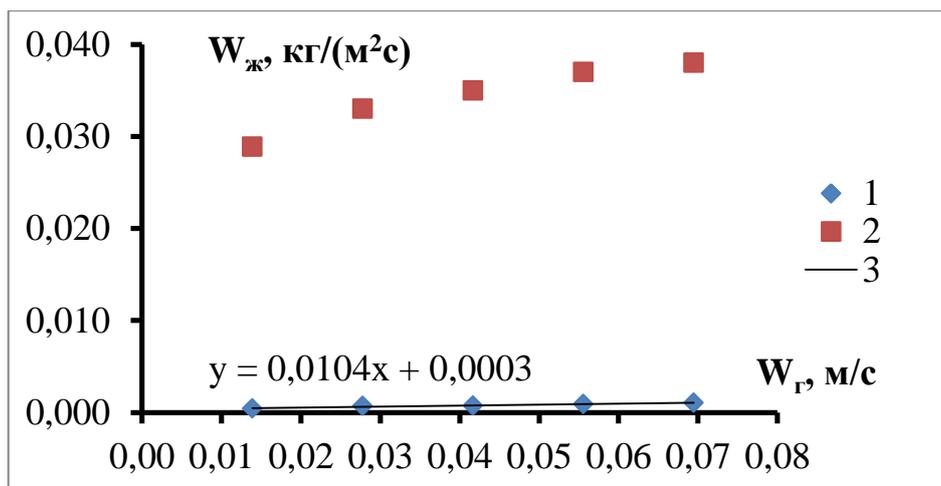


Рис. 4. Зависимость массовой скорости испарения от средней скорости потока газа для серии экспериментов:

1 – зависимость массовой скорости испарения спирта от скорости воздуха;

2 – зависимость массовой скорости испарения HFE-7100 от скорости азота, полученная в [8]; 3 линия тренда.

В работе [8] подобные экспериментальные исследования проводились с использованием рабочего участка размерами $100 \times 3 \text{ мм}^2$, но при других значениях температуры (20°C), а также другой жидкости (HFE-7100). В качестве газа использовался азот (99,8%). Установлена линейная зависимость массовой скорости испарения от скорости газа для спирта и логарифмическая для HFE-7100. Массовая скорость испарения – характеристика тепломассопереноса, определяет интенсивность испарения. В сравнении с результатами [8] установлено, что при увеличении скрытой теплоты парообразования рабочей жидкости, используемой в микрочанале для охлаждения поверхности в 8 раз, скорость испарения уменьшилась в 30 раз. Стоит отметить, что характер изменения скорости испарения спирта линейный, а при замене, как теплоотводящей жидкости, так и обдувающего спутного потока газа массовая скорость испарения изменяется по логарифмическому закону.

Работа выполнена в рамках НИР Госзадания «Наука» (шифр федеральной целевой научно-технической программы 2.1410.2014).

Список литературы:

1. Чиннов Е.А., Кабов О.А. Двухфазные течения в трубах и капиллярных каналах// Теплофиз. высок. температур. 2006. Т. 44. №5. С.777.
2. Ребров Е.В. Режимы двухфазного течения в микроканалах// Теорет. основы хим. технологии. 2010. Т. 44. №4. С.371.

3. Кабов О.А., Кабова Ю.О., Кузнецов В.В. Испарение неизотермической пленки жидкости в микроканале при спутном потоке газа// Доклады академии наук. 2012. Т. 446. №5. С.522.
4. Kabov O.A., Chinnov E.A., Cheverda V.// Microgravity science and technology. 2007. V. 19. N 3/4. P. 44-47.
5. Чиннов Е.А., Кабов О.А. Режимы двухфазного течения в плоском коротком микроканале// Письма в журнал технической физики. 2008. Т. 34. вып. 16. С. 41.
6. Чиннов Е.А., Гузанов В.В., Кабов О.А. Неустойчивость двухфазного течения в прямоугольном микроканале// Письма в журнал технической физики. 2009. Т. 35. вып. 14. С. 32.
7. Чиннов Е.А., Кабов О.А. Особенности двухфазного течения в прямоугольном микроканале// Письма в журнал технической физики. 2010. Т. 36. вып. 10. С. 52.
8. Люлин Ю.В., Кабов О.А. Измерение массовой скорости испарения в горизонтальном слое жидкости, частично открытом в движущийся газ// Письма в журнал технической физики. 2013. Т. 39. вып. 17. С. 88.
9. Кузнецов В.В., Андреев В.К. Движение жидкой пленки и газового потока в микроканале с испарением// Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20. №1. С. 17.

УДК 614

О ТЕМПЕРАТУРЕ ТЕЛА В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ ТЕПЛОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Бактыбаева Д.К., Юхнов В.Е., к.т.н.

Томский политехнический университет, г. Томск

dana_-8888@mail.ru

Актуальность исследований теплового излучения связана с опасными природными и техногенными процессами, например, пожарами, а также оценкой риска и предупреждением таких чрезвычайных ситуаций [1, 2]. Поэтому, получение достоверных экспериментальных данных при исследовании теплового воздействия источников открытого огня на окружающие объекты является важной практической задачей.

Целью настоящей работы является экспериментальное изучение влияния расстояния от источника с плотностью теплового излучения $130 \cdot 10^3$ Вт/м² на температуру исследуемого образца.

Задачами исследования является измерение температуры образца на различном расстоянии от источника теплового излучения, а так же определение аналитической зависимости температуры образца на различном расстоянии от источника теплового излучения.

Предлагается схема экспериментального участка установки, на которой проводились исследования в соответствии с рисунком 1. Установка состоит из источника теплового излучения (T_0), образца с датчиком температуры (T_2), двух раздвижных экранов и измерителя расстояния от источника теплового излучения до образца с датчиком температуры.

Источником теплового излучения являлось пламя горелки с размещённым в пламени термоэлектрическим преобразователем для измерения температуры. Расстояние x между источником теплового излучения и облучаемым образцом изменяется от $8 \cdot 10^{-2}$ м до $20 \cdot 10^{-2}$ м. Измерения установившейся температуры образца T_2 проводились при средней температуре источника теплового излучения равной $=1233,15$ К.

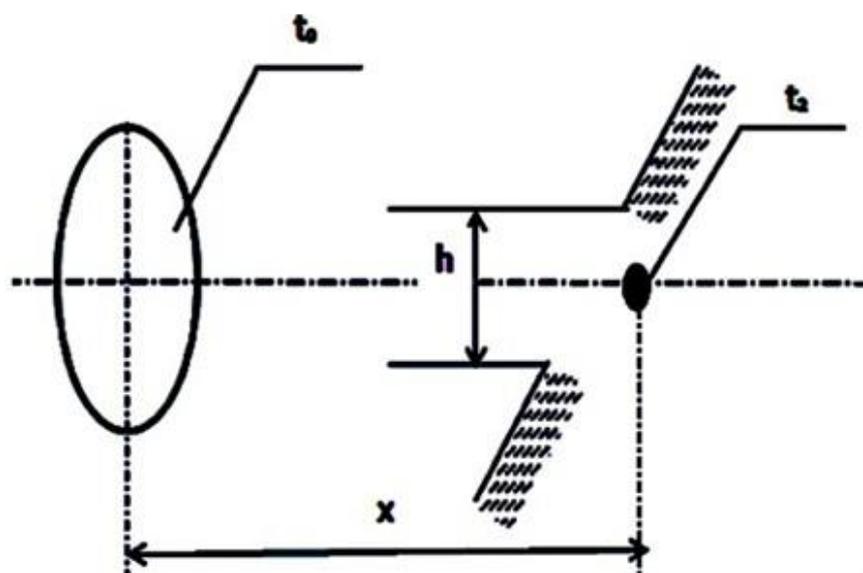


Рис. 1. Измерительная схема экспериментальной установки: T_2 – температура образца, x – расстояние от источника излучения до образца, h – расстояние между экранами, T_0 – температура источника излучения

Часть потока теплового излучения падающего на образец отсекалась двумя экранами с зазором шириной $h=0,5 \cdot 10^{-2}$ м. Каждое измерение проводилось по три раза. Результаты статистической обработки данных с учетом выявления и исключения грубых погрешностей (промахов) [3, 4] получены в соответствии с рисунком 2.

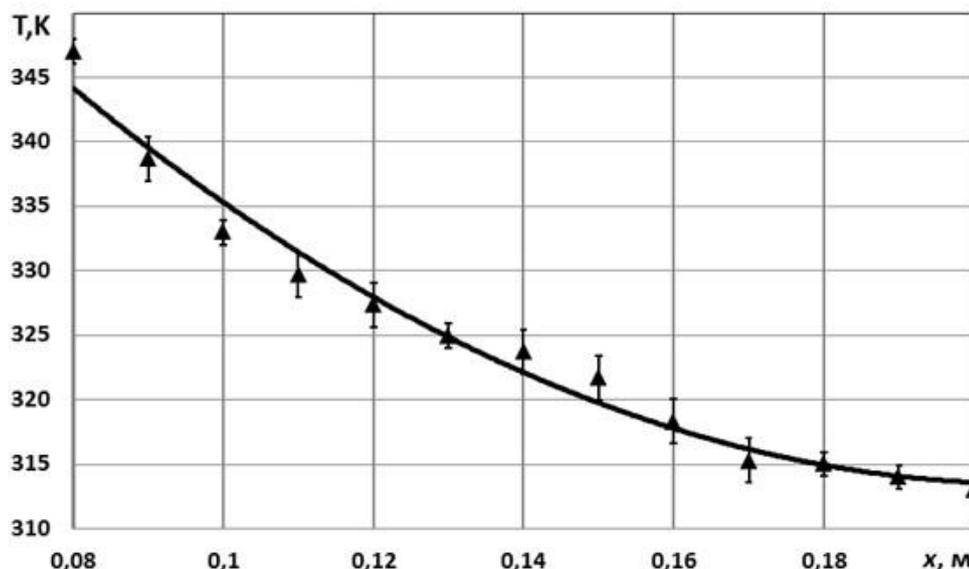


Рис. 2. Опытные данные температуры образца T_2 на различном расстоянии x от источника излучения при $h=0,5 \cdot 10^{-2}$ м

В соответствии с рисунком 2, полученные результаты показали, что с увеличением расстояния x между источником теплового излучения и образцом температура последнего уменьшается. Экспериментальные данные температуры образца, расположенного на разном расстоянии от источника теплового излучения, в соответствии с рисунком 2, удовлетворительно описываются приближенной зависимостью, представляющей собой степенную функцию

$$T_2(x) = ax^b, \text{ К}, \quad (1)$$

где коэффициенты $a=2,7461$; $b=-0,648$. Погрешность аппроксимации не превышает 0,5 %.

Для выяснения влияния ширины зазора между экранами на температуру облучаемого образца проведено четыре опыта при изменении h от $0,5 \cdot 10^{-2}$ до $8 \cdot 10^{-2}$ м. На основе опытных данные получены четыре приближенные зависимости, графики которых приведены на рисунке 3, имеющие вид степенной функции (1). Проведенный анализ зависимости температуры датчика T_2 от расстояния между экранами h во всем диапазоне x положений датчика от источника излучения показал, что увеличение ширины зазора между экранами h от $2 \cdot 10^{-2}$ до $8 \cdot 10^{-2}$ м приводит к возрастанию температуры образца не более чем на 6 % по сравнению с температурой образца T_2 при ширине зазора между экранами $h=0,5 \cdot 10^{-2}$ м. Следовательно, температура датчика слабо зависит от расстояния между экранами более $0,5 \cdot 10^{-2}$ м, и такое влияние сопоставимо с погрешностью измерения температуры.

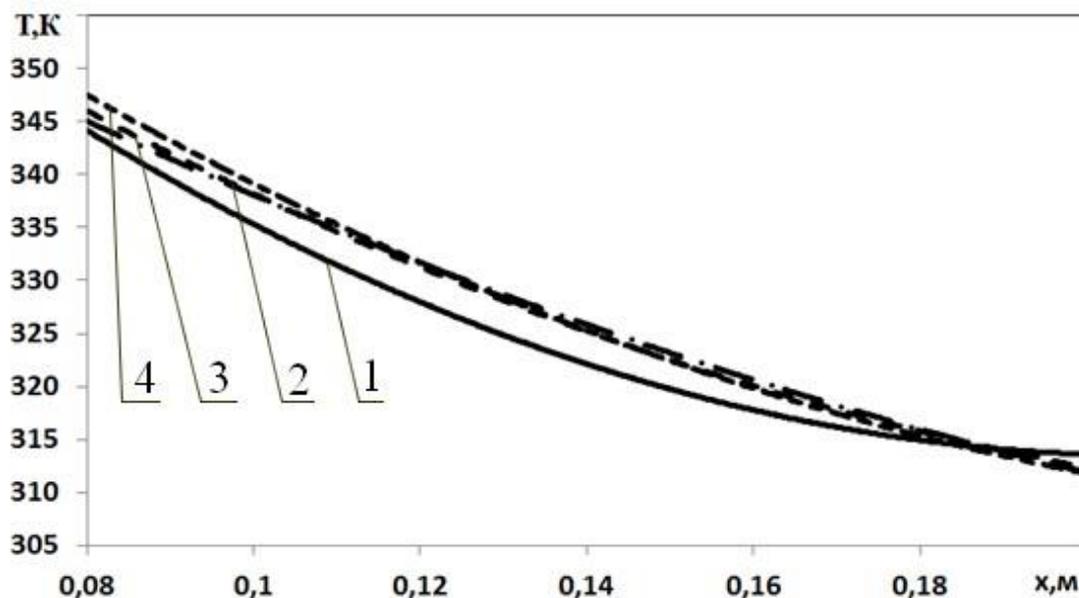


Рис. 3. Графики изменения температуры образца T_2 от расстояния x при h :
 $1 - 0,5 \cdot 10^{-2}$ м, $2 - 2 \cdot 10^{-2}$ м, $3 - 4 \cdot 10^{-2}$ м, $4 - 8 \cdot 10^{-2}$ м

Заключение. Проведено исследование и получены экспериментальные данные по зависимости температуры облучаемого образца от расстояния x до источника теплового излучения, в интервале от $8 \cdot 10^{-2}$ до $20 \cdot 10^{-2}$ м при температуре источника теплового излучения равной 1233,15 К.

Работа выполнена в рамках НИР Госзадания «Наука» (шифр федеральной целевой научно-технической программы 2.1410.2014).

Список литературы:.

1. Валендик Э.Н., Косов И.В. Тепловое излучение лесных пожаров и возможное воздействие его на древостой // Хвойные бореальной зоны. 2008. Т. 25. № 1-2. С. 88-92.
2. URL: <http://forum.vashdom.ru/threads/otopit-zagorodnyj-dom.35246/page-6> 1 (дата обращения: 18.04.2014).
3. Кравченко К.С., Ревинская О.Г. Методы обработки результатов измерений и оценки погрешностей в учебном лабораторном практикуме: учебное пособие. Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2011. 88 с.
4. Кокунин В.А. Статистическая обработка данных при малом числе опытов // Украинский биохимический журнал. 1975. Т. 47. № 6. С. 776-790.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ СОСНОВОГО СЛОЯ ЛЕСНЫХ ГОРЮЧИХ МАТЕРИАЛОВ СТАЛЬНОЙ НАГРЕТОЙ ЧАСТИЦЕЙ

Барановский Н.В., Захаревич А.В., Осотова Д.С.

Томский политехнический университет

E-mail: firedanger@narod.ru

Известно, что одиночные нагретые до высоких температур частицы металлов могут быть источниками зажигания различных конденсированных веществ [1,2] и жидких топлив [3,4]. Теоретические следствия, представленные в [1-4] хорошо подтверждаются результатами экспериментальных исследований зажигания модельных смесевых композиций [5] и жидких топлив [6,7] одиночными нагретыми до высоких температур частицами. Теоретически обоснована и возможность зажигания лесных горючих материалов (ЛГМ) локальными источниками нагрева [8-9]. Но до настоящего времени отсутствуют экспериментальные данные, подтверждающие эти выводы.

Целью настоящего исследования является экспериментальное изучение основных закономерностей и условий зажигания типичных, широко распространенных ЛГМ одиночными нагретыми до высоких температур частицами стали.

Эксперименты проводились на установке и по методике [5,6] с нагретыми частицами металлов в форме цилиндров двух различных размеров: а) диаметр $d=6$ мм; высота $h=13$ мм; масса $m=2,5$ г; б) $d=8$ мм; $h=17$ мм; $m=6,2$ г. Установлено, что при воздействии на слой ЛГМ частиц высотой менее 13 мм зажигания не происходило.

Объект исследования – слой ЛГМ из опада сосновой хвои. Материал для исследований был собран в Тимирязевском лесничестве Тимирязевского лесхоза Томской области осенью 2011 года. Образцы ЛГМ формировались в огнеупорной кювете посредством хаотической укладки хвоинок равномерным по толщине слоем (плотность укладки соответствовала плотности опада хвои в Тимирязевском лесничестве; объемная доля сухого органического вещества в слое составляла около 0.06 [10]). Эксперименты проведены с хвоей побуревшей, частично разложившейся, предварительно высушенной. Размеры отдельных хвоинок составляли 7 – 8 см в продольном и 0.7-1.2 мм в поперечном направлении. Сушка ЛГМ проводилась в сушильном шкафу в течение нескольких часов. Удаление влаги из хвои продолжалось до состояния ее полного высыхания, соответствующего условиям катастрофической пожарной опасности.

По результатам статистической обработки экспериментальных данных определялись доверительные интервалы с доверительной вероятностью $P=0.95$.



Рис. 2. Характерные кадры видеосъемки процесса зажигания ЛГМ нагретой до высоких температур частицей в различные моменты времени: $t=0,20$ с – появление пламени (зажигание ЛГМ).

горючий материал в приповерхностном слое разлагается практически полностью с небольшим коксовым остатком, который выпадает на подложку. В пористой среде ЛГМ происходит фильтрация газообразных продуктов пиролиза к нагреваемой поверхности слоя и их смешивание с окислителем, нагрев газовой смеси с последующим зажиганием. Затем пламя появляется по всему периметру частицы. На рисунке 3 представлены зависимости времени задержки зажигания от начальной температуры частицы. Для каждой частицы определен нижний предел зажигания по температуре. Доверительные интервалы приведены в таблице 1.

Достаточно высокие значения среднеквадратичных отклонений результатов измерений t_{ign} от средних значений обусловлены, очевидно, случайным характером распределения отдельных одиночных хвоинок в приповерхностном слое ЛГМ, который непосредственно нагревается “горячей” частицей. Расстояние между отдельными хвоинками на границе контакта “ЛГМ-частица” в проведенных экспериментах не фиксировалось (как и в реальном ЛГМ) постоянным. Поэтому в отдельно взятом опыте каждая частица могла одновременно нагревать от 3 до 7 хвоинок.

На рис. 2 представлен характерный кадр видеосъемки процесса зажигания слоя ЛГМ нагретой до высоких температур частицей. Установлены следующие закономерности процесса. После короткого периода инертного прогрева слоя ЛГМ начинается термическое разложение материала с выделением газообразных продуктов пиролиза. Лесной

Таблица 1 Доверительные интервалы времен задержки зажигания ЛГМ частицами

Начальная температура частицы Т, К	Доверительный интервал, с (частица d=8 мм; h=17 мм)	Доверительный интервал, с (частица d=6 мм; h=13 мм)
1153	$\pm 0,061$	
1173		$\pm 0,171$
1193	$\pm 0,093$	$\pm 0,115$
1233	$\pm 0,09$	$\pm 0,041$
1273	$\pm 0,137$	$\pm 0,065$
1293	$\pm 0,022$	$\pm 0,057$

Соответственно, по этим причинам отличались в единичном эксперименте и условия теплообмена между источником нагрева и ЛГМ. Так, например, при высокой пористости приповерхностного слоя ЛГМ (малом числе хвоинок, нагреваемых частицей) материал прогревался существенно медленнее по сравнению с вариантом низкой пористости хвои (большое число отдельных хвоинок, на которых лежит “горячая” частица). Соответствующим образом при изменении условий нагрева ЛГМ менялись от опыта к опыту и времена задержки зажигания, вследствие того, что значительная часть энергии частицы расходовалась на нагрев воздуха, заполняющего пористую структуру ЛГМ. Анализ зависимостей изображенных на рис. 3 показывает, что при достижении начальной температуры частицы 1300 К время t_{ign} не зависит от размеров источника возгорания. Зависимость времени задержки зажигания от температуры можно аппроксимировать прямой. Следует отметить, что при зажигании ЛГМ происходит комплекс взаимосвязанных диффузионных и конвективных процессов как в пористой структуре материала, так и над ним. Это приводит к тому, что вид зависимости времен задержки зажигания ЛГМ существенно отличается от кривых, характерных, например, для топливных композиций [1,2]. Так, в частности, высокая пористость хвои приводит к тому, что значительная часть тепловой энергии, аккумулированной в частице металла, излучается во внутривещное пространство, заполненное воздухом. При этом прогрев слоев ЛГМ, расположенных на некотором расстоянии от поверхности раздела сред не стимулирует быструю газификацию приповерхностного слоя хвои.

Проводя анализ механизма зажигания сосновой хвои нагретой до высоких температур частицей необходимо отметить, что если характерный размер пористой структуры ЛГМ был больше максимального характерного размера нагретой частицы, последняя проходила через весь слой хвои (или через его большую часть) без зажигания ЛГМ. Соответ-

ственно, можно сделать вывод о предельных размерах “горячих” частиц стали, при которых выполняются условия зажигания типичного ЛГМ – сосновой хвои.

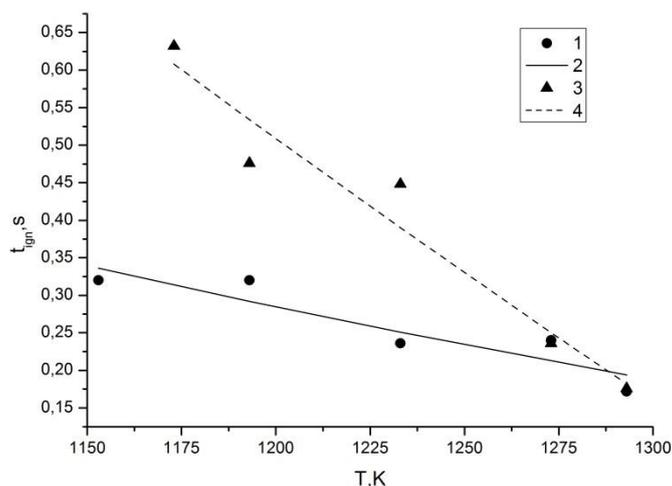


Рис. 3. Зависимости времени задержки зажигания ЛГМ от начальной температуры частицы: 1, 2 – усредненные значения и аппроксимирующая прямая (частица $d=8$ мм; $h=17$ мм; $m=6,2$ г); 3, 4 – усредненные значения и аппроксимирующая прямая (частица $d=6$ мм; $h=13$ мм; $m=2,5$ г)

Проведенные экспериментальные исследования зажигания ЛГМ нагретыми до высоких температур частицами стали в диапазоне температур, типичном для природных пожаров и реальных пожароопасных источников, подтвердили обоснованную ранее теоретически возможность зажигания лесных горючих материалов одиночными “горячими” частицами. Установлены зависимости времен задержки зажигания от начальной температуры частиц. Выделены предельные начальные температуры частиц и их размеры, при которых возможна реализация такого механизма возгорания типичного ЛГМ – опада сосновой хвои.

Работа выполнена в рамках НИР Госзадания «Наука» (шифр федеральной целевой научно-технической программы 2.1410.2014).

Список литературы:

1. Кузнецов Г.В., Мамонтов Г.Я., Таратушкина Г.В. Зажигание конденсированного вещества «горячей» частицей // Химическая физика. 2004. Т. 23. № 3. С. 67 – 72.
2. G.V. Kuznetsov, G.Ya. Mamontov, G.V. Taratushkina, Combustion, Explosion and Shock Waves, 40, 70 (2004)
3. G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak, Journal of Engineering Thermophysics, 17, 244 (2008)

4. Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Нагретые до высоких температур частицы металла как источники локальных возгораний жидких веществ // Пожарная безопасность. 2008. № 4. С. 72 – 76.
5. A.V. Zaharevich, V.T. Kuznetsov, G.V. Kuznetsov, V.I. Maksimov, Combustion, Explosion and Shock Waves, 44, 543 (2008)
6. Кузнецов Г.В., Захаревич А.В., Максимов В.И. Зажигание дизельного топлива одиночной “горячей” металлической частицей // Пожаровзрывобезопасность. 2008. Т. 17. № 4. С. 28 – 30.
7. Захаревич А.В., Кузнецов Г.В., Максимов В.И. Механизм зажигания бензина одиночной нагретой до высоких температур металлической частицей // Пожаровзрывобезопасность. 2008. Т. 17. № 5. С. 39 – 42.
8. Кузнецов Г.В., Барановский Н.В. Численное исследование задачи о зажигании слоя лесного горючего материала нагретой до высоких температур частицей в плоской постановке // Химическая физика и мезоскопия. 2011. Т.13, № 2. С. 173 – 181.
9. Барановский Н.В. Математическое моделирование наиболее вероятных сценариев и условий возникновения лесных пожаров. Дисс. канд. физ.-мат. Наук. Томск: ТГУ, 2007. 153 С
10. A.M. Grishin, V.T. Kuznetsov, A. Skorik, Combustion, Explosion and Shock Waves, 38, 24 (2002)

УДК 533.6

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ПОЧВЫ
ПРИ ВЛИЯНИИ ЛЕСНОГО ПОЖАРА В ТРЕХМЕРНОЙ
ПОСТАНОВКЕ**

Барановский Н.В., Ни А.Э.
Томский политехнический университет
E-mail: firedanger@narod.ru

Для исследования пирогенного влияния на почву [2,3] при лесных пожарах разработана математическая модель [1]. Одно из существенных допущений в данной работе является использования одномерной модели. В действительности же рассматриваемый процесс теплопереноса носит пространственный характер.

Помимо теоретических исследований теплового воздействия лесных пожаров на почву существует множество экспериментальных работ [4,5]. Но следует отметить, что такой вид исследования требует значительных ресурсов и времени, а в случае натурного моделирования пожара, путем искусственного выжигания лесного горючего материала (ЛГМ) [6,7], требование к технике безопасности возрастает многократно.

Методам математического моделирования уделяется недостаточно внимания при решении таких задач, как теплоперенос в слоях почвы

при воздействии локальных очагов возгорания. Как показали работы [4,5], численные результаты относительно простых моделей хорошо согласуются с полученными данными в ходе экспериментов.

Целью работы является численное исследование процесса теплопередачи в слоях почвы при воздействии локального очага возгорания в трехмерной постановке.

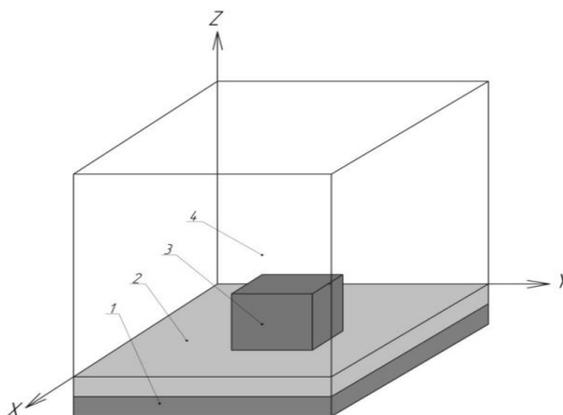


Рис. 1. Схема области решения: 1 – глина, 2 – верхний слой почвы, 3 – ЛГМ, 4 – воздух

Слой почвы рассматривается как двухслойная система [8], в которой могут быть выделены зоны, богатые органикой и глины. Теплопередача в последующие слои в работе учитывается с помощью постановки граничных условий 3-го рода с использованием коэффициента теплопередачи. Полагается, что передача тепла в системе «глина-слой – органики-слой – ЛГМ-воздух» осуществляется только за счет механизма теплопроводности. Рассматривается модельная почва без привязки к конкретному типу почв [9]. Область решения представлена четырьмя слоями: глины, слоя обогащенного органикой, слоя ЛГМ и воздуха над слоем ЛГМ. На границе раздела слоев выставлены граничные условия 4-го рода. На границе расчетной области задаются невозмущенные значения температуры (температуры в глубине почвы и в воздухе соответственно на нижней и верхней границе) с учетом коэффициентов теплопередачи и теплоотдачи. В слое ЛГМ задана область повышенной температуры, соответствующая очагу возгорания. Для слоя ЛГМ учитывается процесс его термического разложения. Область решения представлена на рис. 1.

В такой постановке исследуемый процесс описывается уравнениями теплопроводности для каждого элемента расчетной области.

Уравнение теплопроводности для слоя глины:

$$\rho_1 c_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \cdot \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} \right).$$

Уравнение теплопроводности для слоя почвы, богатого органикой:

$$\rho_2 c_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \cdot \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} \right).$$

Уравнение теплопроводности для слоя ЛГМ:

$$\rho_3 c_3 \frac{\partial T_3}{\partial t} = \lambda_3 \cdot \left(\frac{\partial^2 T_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_3}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_3}{\partial z^2} \right) + q_p k_p \rho_3 \varphi \exp\left(-\frac{E_1}{RT_3}\right)$$

Уравнение теплопроводности для слоя воздуха:

$$\rho_4 c_4 \frac{\partial T_4}{\partial t} = \lambda_4 \cdot \left(\frac{\partial^2 T_4}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_4}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_4}{\partial z^2} \right).$$

Кинетическое уравнение для слоя ЛГМ:

$$\rho_3 \frac{\partial \varphi_3}{\partial t} = -k_p \rho_3 \varphi \exp\left(-\frac{E_1}{RT_3}\right).$$

Начальные условия для уравнений (1) - (5):

$$T_1(x, y, z, 0) = T_c; T_2(x, y, z, 0) = T_{ol}; T_3(x, y, z, 0) = T_{ls}; T_4(x, y, z, 0) = T_a; \varphi(0) = \varphi_0.$$

Граничные условия для уравнений (1) - (5):

Внешняя граница воздуха:

$$T = T_{in};$$

Нижняя граница расчетной области:

$$K_1(T_1 - T_b) = \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y}.$$

На границе раздела сред:

$$\begin{cases} T_i = T_j \\ -\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial x^k} = -\lambda_j \frac{\partial T_j}{\partial x^k}, \text{ где} \end{cases} \begin{cases} i = \overline{1,4} \\ j = \overline{1,4} \\ k = \overline{1,3} \end{cases}$$

где $T_b, \rho_b, c_b, \lambda_i$ – температура, плотность, теплоемкость, теплопроводность (1 – слой глины, 2 – верхний слой почвы с органическим веществом, 3 – слой ЛГМ, 4 – воздух); q_p – тепловой эффект реакции термического разложения ЛГМ; k_p – предэкспонент реакции термического разложения ЛГМ; E_1 – энергия активации термического разложения ЛГМ; R – универсальная газовая постоянная; φ – объемная доля сухого органического вещества в ЛГМ; K_1 – коэффициент теплопередачи; x, y, z – пространственные координаты. t – временная координата.

Уравнения (1) – (4) с соответствующими начальными и граничными условиями решены методом конечных разностей на равномерной сетке [10]. Для аппроксимации уравнений теплопроводности использована локально одномерная схема А.А. Самарского [10]. Одномерные разностные аналоги решены методом прогонки [10]. Нелинейность в уравнении (3) разрешалась методом простой итерации [10].

Следующие исходные данные были использованы: $\rho_1 = 1330 \text{ кг/м}^3$; $\rho_2 = 1070 \text{ кг/м}^3$; $\rho_3 = 500 \text{ кг/м}^3$; $\rho_4 = 0.03 \text{ кг/м}^3$; $c_1 = 801 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$; $c_2 = 976 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$; $c_3 = 1400 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$; $c_4 = 1200 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$; $\lambda_1 = 0.84 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$; $\lambda_2 = 0.5 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$; $\lambda_3 = 0.102 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$; $\lambda_4 = 0.1 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$; $q_p = 1000 \text{ Дж/кг}$; $k_p = 3.63 \cdot 10^4 \text{ 1/с}$; $E_l/R = 9400 \text{ К}$; $\varphi_0 = 1$; $K_l = 20 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$.

Типичные результаты численного моделирования представлены на рис. 2. Размерность на координатных осях указана в метрах (без учета масштаба). Значения температуры поверхностного слоев почвы, воздуха задавались на основе справочных данных. В будущем возможно использование более детальных математических моделей учитывающих неравномерные температурные профили в почве по вертикальной координате [11].

Как видно из рис. 2, при таком непродолжительном воздействии очага лесного пожара достоверные различия в температуре почвы заметны на глубине 1-1.5 см от поверхности раздела сред «почва-ЛГМ». В почве в слое богатом органикой на глубине 1 см среда прогревается свыше $100 \text{ }^\circ\text{C}$ и возможно высокотемпературное испарение почвенной влаги. В верхнем сантиметровом слое почвы возможно его обугливание и пиролиз остатков растительности.

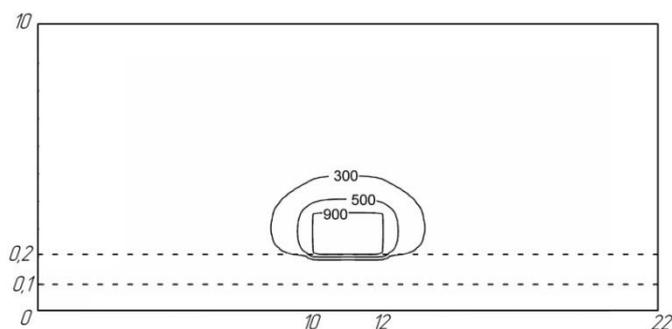


Рис. 2. Распределение температуры в сечении $x=11 \text{ м}$ в течение следующих моментов времени: $t=60 \text{ секунд}$ (a); $t=300 \text{ секунд}$ (b)

При более продолжительном воздействии очага лесного пожара достоверные различия в температуре почвы заметны на глубине 4-5 см от поверхности раздела сред «почва-ЛГМ». В почве в слое богатом органикой на глубине 2-2.5 см среда также прогревается свыше $100 \text{ }^\circ\text{C}$ и

возможно высокотемпературное испарение почвенной влаги. В верхнем двухсантиметровом слое почвы, возможно, его обугливание и интенсивный пиролиз остатков растительности.

Впервые представлена простая трехмерная математическая модель для оценки влияния тепловых режимов лесного пожара на приповерхностный слой почвы. Рассмотрена двухслойная структура почвы. Установлено, что заметные изменения температуры почвы происходят только в слое, богатом органикой. Это будет вести к заметному влиянию на функционирование микробиогеоценозов и свойства почвы.

Список литературы:

1. N.V. Baranovskiy, R.M. Toychuev, *Butlerovskie soobshcheniya*, 34, 136 (2013) (In Russian)
2. Барановский Н.В. Математическое моделирование наиболее вероятных сценариев и условий возникновения лесных пожаров. Дисс. канд. физ.-мат. наук. Томск: ТГУ, 2007. 153 С.
3. Кузнецов Г.В., Барановский Н.В. Прогноз возникновения лесных пожаров и их экологических последствий. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2009. 301 С.
4. L. DeBano, *Journal of Hydrology*, 231-232, 195 (2000)
5. T. Iglesias, V. Cala, J. Gonzalez, *The Science of the Total Environment*, 204, 89 (1997)
6. N.V. Baranovskiy, A.V. Zaharevich, V.I. Maksimov, *Khimicheskaya fizika i mezoskopiya*, 14, 175 (2012)
7. A.V. Zaharevich, N.V. Baranovskiy, V.I. Maksimov, *Ecologicheskie sistemy i pribory*, 7, 18 (2012)
8. C. Matthews, F. Cook, J. Knight, R. Braddock, *Australian Journal of Soil Research*, 43, 945 (2005)
9. Dukarev, *Landscape aspects of taiga soil formation in Western Siberia*. (2005)
10. P. Majumdar, *Computational Methods for Heat and Mass Transfer*. (2005)
11. B. Horton, *Soil Research*, 50, 447 (2012)

УДК 662.62

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕОМЕТРИИ КАПЛИ В ПРОЦЕССЕ СВОБОДНОГО ПАДЕНИЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ОБЪЕМА ДОЗИРОВАНИЯ

Батищева К.А., Орлова Е.Г., Феоктистов Д.В.
Томский Политехнический университет, Томск
E-mail: author@e-mail.org

Деформация капли на твердой поверхности изучалась авторами [1-3], однако исследования с применением высокоскоростных видеокамер проводились относительно недавно [4]. К настоящему времени отсутствуют модели, позволяющие проводить прогностическую оценку изменения формы капли в условиях свободного падения в зависимости от

условий образования капли на дозирующем устройстве. Прогресс в этой области науки сдерживается отсутствием комплексных экспериментальных исследований с применением высокоскоростных видеокамер.

Цель работы: проведение серии экспериментов по изучению изменения геометрической формы капли в условиях свободного падения в зависимости от условий образования капли на дозирующем устройстве.

Принципиальная схема экспериментального стенда представлена на рис.1.

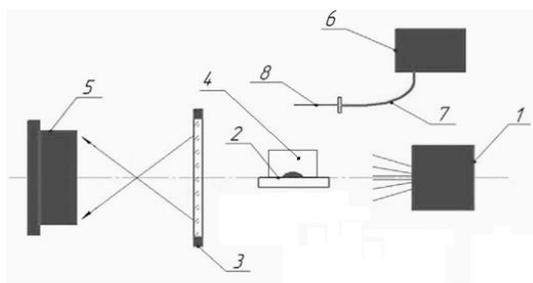


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – источник света; 2– подложка; 3 – конденсирующая линза; 4– прозрачный бокс; 5– высокоскоростная камера; 6 – насос; 7 – патрубок подачи жидкости; 8 – дозатор для образования капли.

Основными элементами установки являются: источник света 1, подложка 2, высокоскоростная камера 5 и дозатор для образования капли 8. Прозрачный бокс 4 предназначен для уменьшения воздействия окружающих факторов, таких как движение воздушных масс, перепад температуры в помещении. Боковые отверстия в прозрачном боксе необходимы для беспрепятственного прохождения параллельных лучей от источника света до объектива камеры. Отверстие, расположенное сверху, необходимо для дозирования исследуемой капли жидкости.

В качестве подложки использовалась круглая пластина рис.2 изготовленная из отожженной меди диаметром 54 мм и толщиной 4 мм.



Рис. 2. Подложка из отожженной меди



Рис. 3. Электронный игольный насос Cole-Parmer Touch Screen

Для регистрации процесса падения капли использовалась теневая методика, описанная в [5-7].

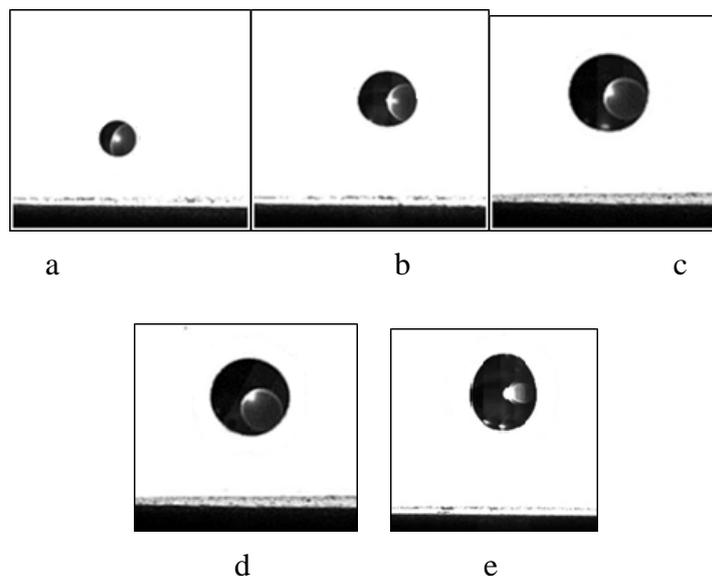


Рис. 4. Падение капль объемом: а) $V=0,006$ мл; б) $V=0,012$ мл; в) $V=0,018$ мл; г) $V=0,023$ мл; д) $V=0,048$ мл.

Капли дозировались на поверхность с высоты от 50 до 300мм. Шаг изменения высоты составлял 50 мм.

В качестве шприцевого дозатора применялись иглы с различными внутренними диаметрами для получения капль объемами: 0,006 мл; 0,012 мл; 0,018 мл; 0,023 мл; 0,048 мл. Фотографии капль с различными объемами в процессе свободного падения представлены на рис. 4.

Установлено, что объем капль является фактором, влияющим на геометрическую форму в условиях ее свободного падения. Капль объемом до 0,023 мл при падении не изменяют сфероидальную форму. Капль объемом 0,048 мл в условиях свободного падения изменяла геометрическую форму хаотично рис. 5.

Установлено, что скорость выдавливания капль шприцевым дозатором влияет на форму капль в условиях ее свободного падения. Стоит отметить, что капль малых размеров (0,006 мл) при скорости образования свыше 0,1 мл/с изменяла геометрическую форму при падении. При малых скоростях образования капль с дозирующего устройства (до 0,1 мл/с) основным фактором, влияющим на геометрическую форму капль, является объем капль.

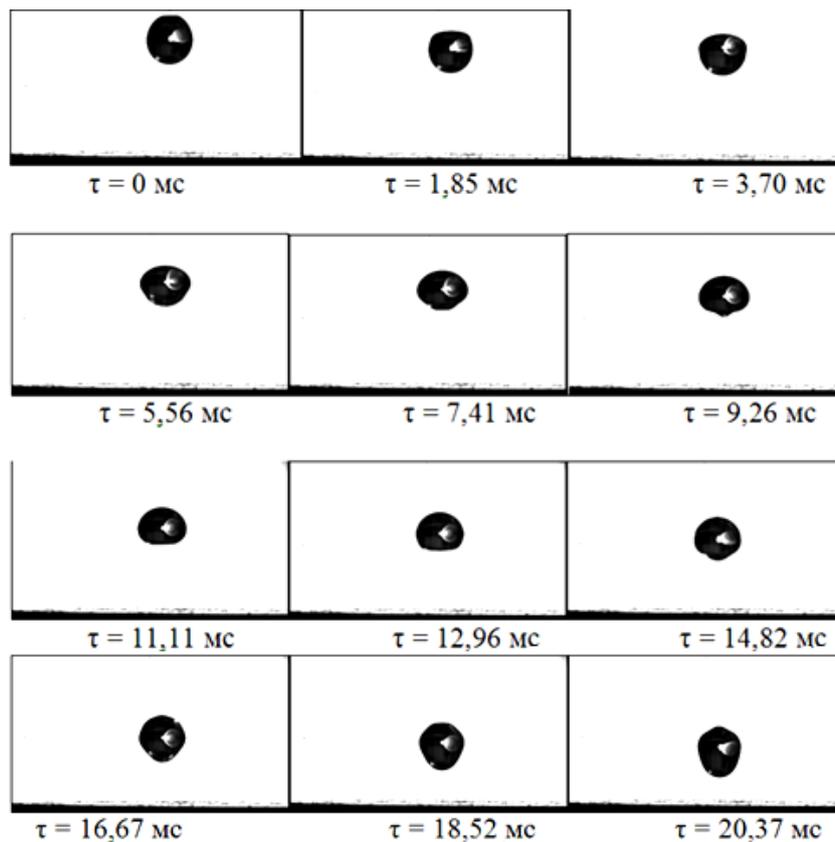


Рис. 5. Фотокадры процесса падения капли объемом $V = 0,048$ мл.

Косвенным методом (при обработке видео) установлены геометрические характеристики падающих капель. Полученные экспериментальные данные сведены в таблицу 1.

Установлено, что условие образования на дозирующем устройстве (в частности, расход жидкости) влияет на геометрическую форму капли в условиях свободного падения.

Таблица 1. Геометрические характеристики капель при различном объеме дозирования

Объем дозирования капли, мл	0,006	0,012	0,018	0,023	0,048
Диаметр капли в процессе падения, мм	2,24	2,88	3,25	3,55	4,5
Масса капли, мг	5,84	12,44	17,97	23,41	47,69
Скорость капли при подлете к подложке с высоты 300 мм, м/с	2,45	2,45	2,45	2,45	2,45

Работа выполнена в рамках НИР Госзадания «Наука» (шифр федеральной целевой научно-технической программы 2.1410.2014).

Список литературы:

1. Бородин С.А. Исследование процесса растекания капли жидкости, наносимой на поверхность подложки // Компьютерная оптика.- 2005. - №28-С.66-68.
2. Авакимян Н.Н., Васильев Н.И., Гугучкин В.В., Трофимов А.С., Хаустов С.А. Экспериментальное исследование теплового взаимодействия осаждающихся капель с нагретой поверхностью// IV Minsk International Forum on Heat and Mass Transfer.- 2000.- ТОМ 10.-С.315-317.
3. Урюков Б.А., Белик В.Д., Ткаченко Г. В. Приближенные модели динамики и теплообмена импактной цилиндрической струи идеальной жидкости// Инженерно-физический журнал.- 2012. -№2-С.299-304.
4. Bartolo D., Josseland C., Bonn D. Singular Jets and Bubbles in Drop Impact// Phys. Rev. E.-2006. – Vol. 62. – P. 756-765.
5. Губарев В.Я., Арзамасцеви А.Г., Испарение капли на высокотемпературной поверхности// Тепловые процессы в технике.- 2010.- №2-С. 63- 66.
6. Испарение капель водного раствора NaCl на твердой подложке/ Е.Г. Орлова, Д. В. Феоктистов // современные техника и технологии: сборник докладов XX Международной юбилейной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. В 3 т. Т. 3. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2014. – 365 с.
7. Gatarova E.Ya., Semenov A.A., Zaitsev D.V., Kabov O.A. Colloids and Surfaces A : Physicochem. Eng. Aspects .- 2014.-V. 441. – С. 776- 785.

УДК 519.95: 629.7

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕПЛОПРОВОДЯЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ГОРЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

Борисов¹ Б.В. , д.ф.-м.н., Бондарчук² С.С. , д.ф.-м.н., Тукаев³ А.М

¹ТПУ, г. Томск, ²ТГПУ, г. Томск, ³НПК «КБМ», г. Коломна

E-mail: bvborisov@tpu.ru

В процессе проектирования различных энергетических установок, использующих в качестве топлива конденсированные системы (КС), для достижения необходимых характеристик часто приходится решать задачу о максимально возможном увеличении скорости его горения. Одним из распространенных путей решения этой проблемы является размещение в заряде металлических проволочек большой длины, ориентированных по направлению перемещения поверхности КС в процессе горения. Металл проволоки обладает коэффициентом теплопроводности на два порядка больше, чем окружающая ее среда. Это приводит к тому, что теплота из зоны горения вблизи поверхности КС распространяется по проволоке вглубь с большей скоростью, чем скорость горения без проволоки. Эта теплота в свою очередь нагревает прилегающие к проволоке слои КС вплоть до условий воспламенения. Тем самым позволяя увеличить скорость перемещения фронта пламени вдоль проволоки и содействуя эволюции поверхности горения из плоской в коническую.

Данное представление о механизме горения КС с теплопроводящими элементами (ТПЭ) используется всеми исследователями при создании моделей горения, позволяющих определять массовую скорость прихода продуктов сгорания в полость энергетической установки. Зачастую эти модели ориентированы на получение конечных соотношений для стационарной скорости перемещения конической поверхности горения [1-5]. Полученные зависимости не слишком удобны для использования в программах расчета изменения геометрии заряда в процессе горения, для которых необходимо определение скорости перемещения выбранной точки, а не конической поверхности. Расчет же нестационарного процесса образования конической или иной формы поверхности горения в таких программах проводится автоматически по единому сквозному алгоритму.

В данной статье представлена математическая модель, позволяющая построить эффективный алгоритм моделирования нестационарного процесса эволюции поверхности горения КС с достаточной точностью, учитывающий влияние особенности продвижения поверхности горения вдоль ТПЭ.

В процессе формулирования математической модели горения в описанных выше условиях учитывались следующие особенности прогрева топлива в области размещения теплопроводящего элемента.

Число Био для оголенной части проволоки, построенное по диаметру $D_M = 2 \cdot r_M$ для коэффициента теплоотдачи α имеет малое значение:

$$Bi = \frac{\alpha D_M}{\lambda_M} \ll 0.1.$$

Соотношение между коэффициентами теплопроводности топлива λ_T и металла λ_M , как было отмечено выше, имеет примерно тот же порядок малости, что и число Био:

$$\frac{\lambda_T}{\lambda_M} \ll 0.1.$$

Для данных соотношений проволока в поперечном направлении может рассматриваться как термически тонкое тело, и в этой связи прогрев проволоки по ее длине x моделируется одномерным уравнением теплопроводности, записанным для произвольного элементарного объема:

$$V \frac{\partial T}{\partial t} = aS \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{F}{c_p} q.$$

В данном уравнении V, S, F – объем, площадь поперечного сечения и площадь боковой поверхности цилиндрической проволоки; a – коэффициент температуропроводности проволоки; q – плотность теплового потока через боковую поверхность, которая определяется для оголенной части проволоки в соответствии с законом Ньютона – Рихмана:

$$q = \alpha(T - T_{\text{горения}}),$$

а для проволоки внутри топлива – законом теплопроводности Фурье, в соответствии с градиентом температуры топлива на боковой поверхности проволоки:

$$q = -\lambda_T \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_M}.$$

Приведенный выше анализ, подтвержденный двухмерными расчетами, показывает, что глубина прогрева топлива на несколько порядков (от 2 до 4) меньше глубины прогрева проволоки. Это дает возможность моделировать прогрев топлива и определять тепловой поток на боковой поверхности проволоки в рамках интегрального подхода.

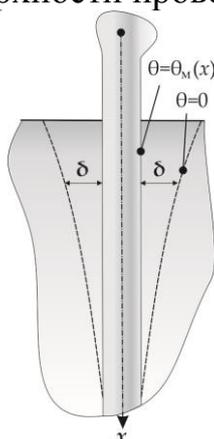


Рис. 1.- Схема области решения

Данный подход основывается на задании температурного профиля в виде известной функции и помогает свести дифференциальное уравнение в частных производных к обыкновенному дифференциальному уравнению.

После анализа результатов двухмерного численного моделирования в качестве функции, определяющей профиль температур в топливе T_T для выбранной области решения (рис. 1), была выбрана кубическая парабола:

$$\theta = \theta_M \left[1 - \frac{\xi}{\delta} \right]^3,$$

где $\xi = r - r_M$; T_0 – начальная температура топлива; r – радиус, индекс «М» относится к поверхности проволоки.

Данный профиль температуры КС отвечает условиям равенства температуры металла на поверхности проволоки и плавному достижению значения начальной температуры T_0 на глубине прогрева $\xi = \delta$:

$$\theta|_{r=r_M} = \theta_M = T - T_0,$$

$$\theta|_{\xi=\delta} = 0; \quad \frac{\partial\theta}{\partial\xi}\Big|_{\xi=\delta} = 0; \quad \frac{\partial^2\theta}{\partial\xi^2}\Big|_{\xi=\delta} = 0.$$

В соответствии с выбранным профилем на границе с проволокой градиент температур определяется по соотношению:

$$\frac{\partial\theta}{\partial\xi}\Big|_{\xi=0} = -\frac{3\theta_M}{\delta}. \quad (1)$$

Глубина прогрева δ за время t соответствует запасенной в КС теплоте:

$$Q = \int_0^t -\lambda_T \frac{\partial\theta}{\partial\xi}\Big|_{\xi=0} dt = \int_0^t \lambda_T \frac{3\theta_M}{\delta} dt. \quad (2)$$

С другой стороны эта теплота определяется интегралом с использованием полученного профиля температур по глубине прогретого слоя, полагая постоянными значения теплоемкости (c_T) и плотности топлива (ρ_T):

$$Q = c_T \rho_T \int_0^\delta 2\pi(\xi + r_M) \theta_M \left[1 - \frac{\xi}{\delta}\right]^3 d\xi.$$

После преобразований данный интеграл записывается следующим образом:

$$Q = 2\pi c_T \rho_T \theta_M \left[\frac{r_M \delta}{4} + \frac{\delta^2}{20} \right].$$

Полученное квадратное уравнение разрешается относительно глубины прогрева и после анализа корней величина δ определяется согласно следующему соотношению:

$$\delta = 2.5 r_M \left[\sqrt{1 + \frac{Q}{12.5 \pi c_T \rho_T \theta_M r_M^2}} - 1 \right]. \quad (3)$$

В процессе расчета на каждом временном шаге по текущему значению градиента температур на границе проволока-КС (1) численным интегрированием (2) определяется текущее значение запасенной в слое δ теплоты, а по ней вычисляется измененное значение глубины прогрева в соответствии с (3).

С помощью данного подхода были проведены расчеты нескольких модельных вариантов, соответствующих расчетам, результаты которых приведены в [1-5]. Достигнуто удовлетворительное согласие в значениях стационарной скорости перемещения поверхности горения вдоль

проволоки. Необходимо отметить, что в качестве критерия времени зажигания принимался момент достижения температуры на границе проволоки с прогретым слоем критического значения, которое выбиралось из диапазона от 500°C до 600°C. Величина оголенного участка проволоки определяется процессами продвижения поверхности горения КС и плавления металла с последующим уносом его потоком продуктов сгорания. В работах [1-5] рекомендуется коэффициент теплоотдачи из зоны горения в ТПЭ определять из рассмотрения течения продуктов сгорания КС в области конической поверхности заряда вокруг оголенного участка проволоки. Данный подход не в полной мере соответствует горению металлизированного состава, при котором в области малых скоростей течения продуктов сгорания у поверхности КС главным механизмом теплопередачи становится лучистый теплообмен. Предлагается использовать коэффициент теплоотдачи как внешний параметр, определяемый в процессе нахождения основных параметров в камере сгорания. Варьирование коэффициента теплоотдачи в пределах от 10 Вт/(м²К) до 500 Вт/(м²К) приводит в случае стальной проволоки с $D_M = 2$ мм к изменению максимального значения толщины δ от 50 мкм до 10 мкм, при этом стационарная скорость продвижения поверхности КС вдоль проволоки превышает скорость ее горения, соответственно, от 2 до 7 раз. Что находится в удовлетворительном согласии с данными натуральных экспериментов.

Список литературы:

1. Golub G. Need for a Variable Burning Rate Solid-Propellant. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 1965, Vol. 2, № 4, 593-594.
2. Caveny L.H., Glick R.L. Influence of Embedded Metal Fibers on Solid-Propellant Burning Rate. *Journal of Spacecraft and Rockets*. Vol. 4, Jan. 1967. Pp. 79-85.
3. Бахман Н.Н., Лобанов И.Н. Влияние теплопроводящих элементов на скорость горения. *ФГВ*, 1975, 11, 3, с. 501-506.
4. Cubota N., Ichida M., Fujisawa T. Combustion Processes of Propellants with Embedded Metal Wires. *AIAA Journal* 20.1 (1981): 116-122. Print.
5. Бахман Н.Н., Лобанов И.Н. Влияние диаметра теплопроводящих элементов на их эффективность при горении конденсированных систем. *ФГВ*, 1983, 19, 1, с. 46-50.

КОЭФФИЦИЕНТ АККОМОДАЦИИ ЖИДКОСТИ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ НИЖЕ ТЕМПЕРАТУРЫ КИПЕНИЯ

Бульба Е.Е.

Томский политехнический университет, 634050 Томск

E-mail: bulba@tpu.ru

Процессы парообразования при нагреве воды до температуры ниже температуры кипения играют важную роль в теплоэнергетике [1], других отраслях промышленности, при тушении различных пожаров [2]. Но выбор технологий подавления возгораний до последнего времени проводится эмпирически в связи с отсутствием постоянных, характеризующих процесс парообразования при умеренных температурах [3] (например, коэффициент аккомодации в математическом выражении закона Герца-Кнудсена). В последнее время выполнены экспериментальные исследования тепломассопереноса в условиях интенсивного испарения капель воды при движении через пламена. Но таких результатов недостаточно для установления эмпирических постоянных испарения.

Целью настоящей работы является экспериментальное изучение закономерностей парообразования при температурах ниже температуры кипения.

Экспериментальные исследования проведены с использованием нагревательной камеры, в которую помещали сосуд с определенной площадью испарения, масса которого измерялась с помощью лабораторных весов. Сосуд наполнялся дистиллированной водой объемом 150 мл. Электроконтактным термометром контролировали температуру в термокамере. Замерялось атмосферное давление и влажность воздуха, при которых проводились экспериментальные исследования. Мультиметр устанавливался в положение «измерение температуры», помещали термopару в исследуемую жидкость и включали термокамеру. По достижению температуры жидкости в сосуде равной температуре в нагревательной камере, извлекали сосуд с водой и измерялась масса. После этого сосуд с жидкостью помещался в сушильную камеру и проводился эксперимент. По окончании заданного интервала времени сосуд взвешивался и определялось количество испарившейся жидкости. Эксперимент повторялся не менее 3 раз для постоянных температур в камере с заданным интервалом времени.

Нагрев обеспечивался проволочными нагревателями, размещенными по контуру нагрева. Такие нагревательные панели имеют хорошую

теплопередачу и обеспечивают равномерный нагрев поверхности рабочей камеры. Сравнивалась естественная вентиляция термокамеры.

В ее нижней части расположены вентиляционные каналы для подачи холодного воздуха. Интенсивность вентиляции регулировалась нижней вентиляционной заслонкой. В верхней части рабочей камеры располагались отверстия для устройства измерения температуры и для сброса паров влаги. Основными величинами, характеризующими процесс испарения, были скорость фазового перехода, площадь поверхности жидкости, с которой происходит испарение, а также температура. Первая характеристика определялась поверхностной плотностью потока пара, поступающего за единицу времени в газовую фазу с единицы поверхности жидкости. Проведены исследования массовой скорости испарения дистиллированной воды в больших интервалах времени при различных температурах с целью обоснованного заключения о стационарности процесса испарения жидкости в условиях выполненных экспериментов. Выбор объекта исследования обусловлен несколькими причинами. Во-первых, в предварительно проведенных экспериментах было установлено достаточно существенное (от 3 до 7%) отклонение скоростей испарения трех видов обычной воды, полученной из различных источников. Скорее всего, это является следствием влияния содержания минеральных веществ на процессы фазовых превращений на границе «жидкость-пар». Минеральные компоненты (например, соли) изменяют конфигурацию межфазной поверхности и силы поверхностного натяжения. Соответственно изменяется и коэффициент аккомодации, характеризующий число молекул пара, отрывающихся от поверхности испарения. Дистиллированная вода была выбрана как определенный эталон для анализа результатов последующих исследований.

Анализируя полученные результаты (табл. 1), можно сделать вывод, что массовая скорость испарения дистиллированной воды с течением времени не изменяется во всем исследуемом диапазоне температур (процесс испарения в данном случае является стационарным).

Здесь T – температура в термокамере, t – продолжительность эксперимента, w (кг/(с·м²)) – массовая скорость испарения жидкости.

На следующем этапе экспериментов получена зависимость массовой скорости испарения от температуры.

На рисунке 1 представлены результаты экспериментов при нагреве в диапазоне от 313 К до 363 К в виде зависимости скорости фазового перехода от температуры. Приведены доверительные интервалы, характеризующие погрешности результатов измерений.

Таблица 1. Зависимость скорости испарения дистиллированной воды от времени

T, К	313				
t, с	1500	3000	4500	6000	7500
$w \cdot 10^3$, кг/(м ² с)	0.11	0.112	0.11	0.11	0.11
T, К	353				
t, с	1500	3000	4500	6000	7500
$w \cdot 10^3$, кг/(м ² с)	1.29	1.29	1.291	1.29	1.291
T, К	363				
t, с	1500	3000	4500	6000	7500
$w \cdot 10^3$, кг/(м ² с)	2.01	2.1	2.1	2.0	2.2

Обработка результатов экспериментов проведена с использованием хорошо апробированных методов [4]. Для каждого значения температуры через заданный интервал времени ($t = 20$ мин.) проводили от трех до пяти измерений. По экспериментальной зависимости $W(T)$ рассчитан коэффициент аккомодации, который зависит от природы и состояния поверхности, а также от свойств пара и температуры.

Из известной формулы для нахождения массовой скорости испарения получено выражение для расчета коэффициента аккомодации (закон Герца-Кнудсена):

$$W = \frac{A \cdot (P^H - P^*)}{\sqrt{\frac{2\pi RT}{M}}} \quad A = \frac{W \cdot \sqrt{\frac{2\pi RT}{M}}}{(P^H - P^*)},$$

где W – массовая скорость испарения, кг/м²•с; P^H – давление насыщенного пара, Па; P^* – парциальное давление испаряющихся компонент, рассчитанное при относительной влажности $\phi = 0,87$, Па; $R = 8,31$ – универсальная газовая постоянная, Дж/моль•К; M – молекулярный вес; T – температура вещества, К; A – коэффициент аккомодации.

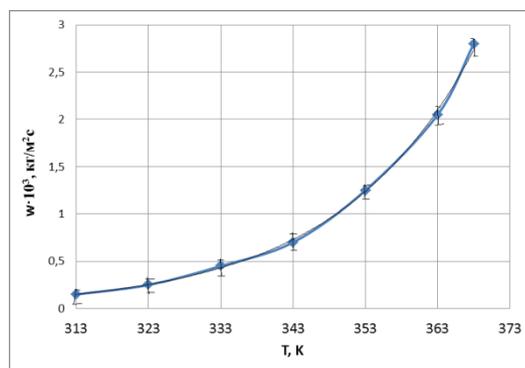


Рис.1. Зависимость массовой скорости испарения дистиллированной воды от температуры

В таблице 2 приведены расчетные значения коэффициента аккомодации в диапазоне температур от 313 К до 363 К для дистиллированной воды.

Таблица 2. – Коэффициент аккомодации дистиллированной воды

$T, \text{ К}$	$W_{\text{исп}} \cdot 10^3, \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$	$P^{\text{н}}, \text{ Па}$	$P^*, \text{ Па}$	Коэффициент аккомодации, $A \cdot 10^3$
313	0.11	7375	6416	0.13
323	0.2	12330	10727	0.15
333	0.43	19920	17330	0.17
343	0.7	311160	27109.2	0.21
353	1.29	47360	41203.2	0.214
363	2.1	70110	60995.7	0.236

Анализируя результаты таблицы 2, можно отметить, что с ростом температуры жидкости растет и коэффициент аккомодации.

Полученные в выполненных экспериментах результаты являются не только эмпирической базой для математического моделирования процессов тепломассопереноса в условиях интенсивного испарения капель воды при движении через высокотемпературные газы [2]. Экспериментальные зависимости массовой скорости испарения исследовавшейся воды от температуры являются объективными предпосылками для определения коэффициента аккомодации в математическом выражении закона Герца-Кнудсена. Знание численного значения этой величины позволяет при проведении аналогичных экспериментов с другими видами воды провести анализ влияния различных минеральных добавок на процессы фазовых превращений. В дальнейшем возможно использование рассматриваемых экспериментальных данных для развития математических моделей интенсивного испарения горючих жидкостей в условиях локального нагрева [5].

Работа выполнена в рамках НИР Госзадания «Наука» (шифр федеральной целевой научно-технической программы 2.1410.2014).

Список литературы:

1. Kuznetsov G.V., Al-Ani, Sheremet M.A. Numerical analysis of convective heat transfer in a closed two-phase thermosyphon// Journal of Engineering Thermophysics. - 2011. – P.201-210.
2. Vysokomornaya O.V., Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. Heat and mass transfer in the process of movement of water drops in a hightemperature gas medium// Journal of Engineering Physics and Thermophysics. - 2013, - P. 1-7.
3. Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. 3D problem of heat and mass transfer at the ignition of a combustible liquid by a heated metal particle//Journal of Engineering thermophysics. - 2009. – Т. 18. № 1. С. 72-79.

4. Архипов В.А., Березиков А.П. Основы теории инженерно-физического эксперимента. – Томск: издательство Томского политехнического университета, 2008 г. –206 с.
5. Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. The influence of heat transfer conditions at the hot particle-liquid fuel interface on the ignition characteristics// Journal of Engineering Thermophysics. 2009. Т. 18. № 2. С. 162-167.

УДК 628.87

ОСОБЕННОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УРОВНЯ КОМФОРТНОСТИ ПОМЕЩЕНИЙ НЕПРОИЗВОДСТВЕННОГО НАЗНАЧЕНИЯ ПО КОМПЛЕКСНОМУ КРИТЕРИЮ КАЧЕСТВА МИКРОКЛИМАТА

Бухмиров В.В., д.т.н., Пророкова М.В., аспирант
Ивановский государственный энергетический университет, г. Иваново
E-mail: buhmirov@tot.ispu.ru

Проводившаяся в XX в. политика «дешевых энергоресурсов», а также недостаток нормативных требований к характеристикам ограждающих конструкций зданий привели к тому, что энергоснабжение жилых, общественных и административных зданий в России одно из самых энергоемких в мире [1]. В настоящее время одним из приоритетных направлений развития науки, техники и технологий является энергосбережение и энергоэффективность [2]. Как показывает анализ результатов энергетических обследований здания, построенные до 2000 г., обладают значительным потенциалом по экономии энергетических ресурсов. Исследования показывают, что более 30% потенциала экономии сосредоточено в коммунальных инженерных системах и до 70% – в конструкции зданий и сооружений [3]. По этой причине в зданиях непромышленного назначения наиболее часто реализуют энергосберегающие мероприятия, направленные на изменение конструктивных особенностей наружных ограждений, такие как замена оконных блоков на ПВХ-стеклопакеты, наложение тепловой изоляции, замена входных дверей и ворот с целью сокращения поступления холодного воздуха и т.п. Как показывает практика внедрения, указанные мероприятия действительно способны обеспечить сокращение потребления энергии на отопление здания. Однако существенным недостатком перечисленных выше энергосберегающих мероприятий является тот факт, что экономия энергоресурсов достигается за счет сокращения тепловых потерь из-за герметизации здания. Для объектов с естественной вентиляцией снижение поступления свежего воздуха за счет инфильтрации может привести к ухудшению качества воздуха в помещении, что в свою очередь влечет снижение работоспособности находящихся в по-

мещении людей и появлению «синдрома хронической усталости». Устранение отрицательного эффекта от герметизации здания требует значительных денежных затрат, которые могут быть больше экономии, полученной от сокращения потребления энергоресурсов.

Очевидно, что оценка качества и комфортности микроклимата до внедрения энергосберегающих мероприятий чрезвычайно актуальна. Среди теплотехнических параметров, определяющих микроклимат помещений и влияющих на работоспособность и самочувствие человека, можно выделить пять наиболее значимых: температура, подвижность и относительная влажность воздуха, величина теплового излучения и температура ограждающих поверхностей. Методики определения данных параметров, а также их допустимые значения для различных типов помещений и работ приведены в нормативных документах. Однако существенными недостатками определения комфортности помещений по отдельным параметрам является, во-первых, пренебрежение взаимным влиянием параметров, во-вторых, фактическое пренебрежение качеством воздуха. Принимая во внимание указанные недостатки существующих методик определения качества микроклимата, в Ивановском государственном энергетическом университете (ИГЭУ) был разработан новый способ определения комфортности микроклимата с использованием комплексного показателя, учитывающего основные факторы, влияющие на организм человека.

В основу метода положено определение коэффициента комфортности теплового состояния человека, основанное на расчете составляющих уравнения теплового баланса с введением поправок на асимметрию радиационных потоков, радиационное охлаждение и качество воздуха. Качество воздуха определяется по уровню содержания двуокси углерода, поскольку вопреки распространенному мнению, причиной снижения работоспособности человека является не уменьшение концентрации кислорода, а быстрый рост концентрации углекислого газа в закрытом помещении [4].

Уровень комфортности W в методике ИГЭУ определяется по выражению:

$$W = k_1 \cdot k_2 \cdot k_3 \cdot k_4,$$

где k_1 – коэффициент комфортности теплового состояния человека; изменяется в пределах от 1 до 0: значение 1 соответствует комфортному состоянию человека, 0 – полному отсутствию комфорта; может иметь положительное (при избытке теплоты) и отрицательное (при недостатке теплоты) значение;

k_2 – коэффициент влияния на комфортность радиационного охлаждения, который изменяется в пределах от 1 до 0,9: значение 1 соответствует комфортному состоянию человека, 0,9 – пониженному уровню комфортности за счет влияния радиационного охлаждения;

k_3 – коэффициент, учитывающий влияние на комфортности асимметрии теплового излучения, который изменяется в пределах от 1 до 0,7: значение 1 соответствует комфортному состоянию человека, 0,7 – пониженному уровню комфортности за счет влияния асимметрии радиационных потоков;

k_4 – показатель соответствия качества воздуха нормам, установленным ГОСТ 30494—2011 [5]; изменяется в пределах от 1 до 0,5: значение 1 соответствует высокому качеству воздуха, 0,5 – низкому качеству воздуха.

Степень комфортности в зависимости от значения уровня комфортности W определяется по таблице 1.

Новизна разработанной в ИГЭУ методики определения уровня комфортности микроклимата заключается в учете основных параметров, оказывающих влияние на микроклимат в помещениях жилых общественных и административных зданий, их взаимного влияния на уровень комфортности, а также качества воздушной среды. Данный способ оценки качества микроклимата может применяться при проектировании и настройке систем отопления, вентиляции и кондиционирования зданий с учетом требований энергосбережения и энергоэффективности, а также позволяет вводить при расчете уровня комфортности новые коэффициенты, учитывающие восприятие микроклиматических параметров различными гендерными группами.

Таблица 1. – Уровень комфортности микроклимата

W	Степень комфортности
$> -0,30$	холодно, дискомфорт
$-0,30 \div -0,65$	прохладно, легкий дискомфорт
$-0,65 \div 1$	прохладно, но комфортно
1	комфорт
$0,65 \div 1$	тепло, но комфортно
$0,30 \div 0,65$	тепло, легкий дискомфорт
$< 0,30$	жарко, дискомфорт

Список литературы:

1. Энергосбережение в ЖКХ: Учебно-практическое пособие / Под.ред. Л.В. Примака, Л.Н. Чернышова.- М.: Академический Проект: Альма Матер, 2011. – 622 с.

2. Указ Президента РФ от 7 июля 2011 г. N 899 "Об утверждении приоритетных направлений развития науки, технологий и техники в Российской Федерации и перечня критических технологий Российской Федерации". – М.: Кремль, 2011.
3. Бухмиров В.В., Махов О.Н., Пророкова М.В. Результаты энергоаудита зданий и сооружений бюджетных учреждений / Сборник научных трудов международной научно-практической конференции «Состояния и перспективы развития электротехнологий» (XVII Бенардосовские чтения). – Иваново: ФГБОУ ВПО ИГЭУ, 2013. Т. 2. – 222– 225 с.
4. Бухмиров В.В., Махов О.Н., Пророкова М.В. О параметрах микроклимата, влияющих на самочувствие и работоспособность / Сборник материалов межвузовской научно-технической конференции аспирантов и студентов с международным участием «Молодые ученые – развитию текстильно-промышленного кластера» (ПОИСК -2014). – Иваново: Иванов. гос. политехн. ун-т, 2014. Ч. 2. - 268 с. – С.28-29
5. ГОСТ 30494—2011 «Здания жилые и общественные. Параметры микроклимата в помещениях»

УДК 621.547

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ РАБОТЫ КАМЕРНОГО НАСОСА

Бухмиров В.В., д.т.н., Родионов Г.А., аспирант.

Ивановский государственный энергетический университет, г. Иваново

E-mail: kafedra@tot.ispu.ru

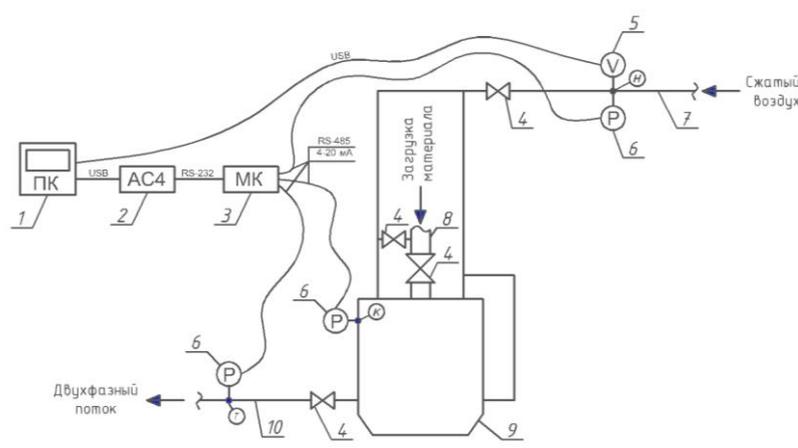


Рисунок 1 – Схема рабочего участка:

1 – персональный компьютер; 2 – автоматический преобразователь интерфейса

Овен АС4; 3 – модуль дискретного ввода-вывода Овен МК110-4ДН; 4 – запорная арматура; 5 – погружной расходомера ЕЕ 776; 6 – датчик давления типа Овен ПД100-ДИ1,0-171-0,5; 7 – воздухопровод; 8 – загрузочный материалопровод; 9 – камера пневмонасоса; 10 – материалопровод

Системы пневмотранспорта сыпучих материалов нашли широкое применение при производстве строительных материалов, в металлур-

гии, а также в ряде других отраслей промышленности. Наиболее распространенными являются системы пневмотранспорта с камерными насосами. В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований систем пневмотранспорта, предназначенных для перемещения известки и цемента (ОАО «Бонолит – Строительные системы», г. Старая Купавна, Московская обл.).

Экспериментальные исследования были выполнены с целью получения достоверных данных о режимных параметрах работы камерных насосов и проверк адекватности математической модели.

Цель эксперимента – определение параметров работы пневмокамерного насоса:

- расхода сжатого воздуха, V , м³/ч;
- температуры сжатого воздуха, T , °С;
- давления на входе в камерный насос, P_H , кПа;
- давления в камере пневмонасоса, P_K , кПа;
- давления в материалопроводе, P_T , кПа.

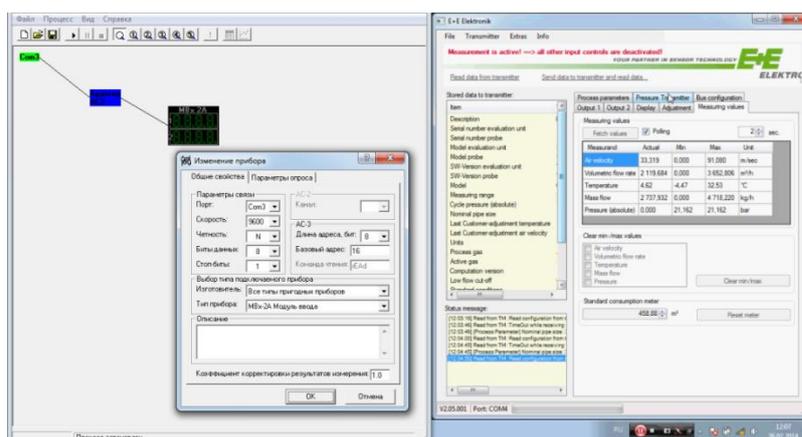


Рисунок 2 – Система сбора данных

Этап подготовки к эксперименту включал в себя установку штуцеров в трубопровод сжатого воздуха и материалопровод для установки датчиков давления. Схема рабочего участка эксперимента приведена на рисунке 1.

Эксперимент начинается с загрузки материала в камеру пневмонасоса 9 трубопроводом 8. Сжатый воздух подается по воздухопроводу 7. Образовавшийся в камере двухфазный поток удаляется по материалопроводу 10. Измерение расхода и температуры сжатого воздуха выполнено при помощи погружного расходомера EE 776 5, установленного в точке «Т» материалопровода.

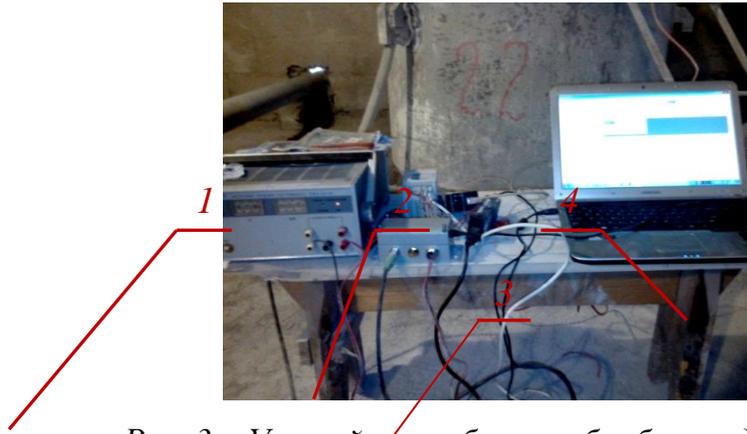


Рис. 3 – Устройства сбора и обработки данных:

1 – блок питания; 2 – модуль дискретного ввода-вывода данных датчиков давления; 3 – модуль дискретного ввода-вывода данных расходомера; 4 – персональный компьютер

Измерение давления выполнено при помощи датчиков давления 6 типа Овен ПД100-ДИ1,0-171-0,5, установленных в точках «Н», «К» и «Т» системы (рисунок 1).

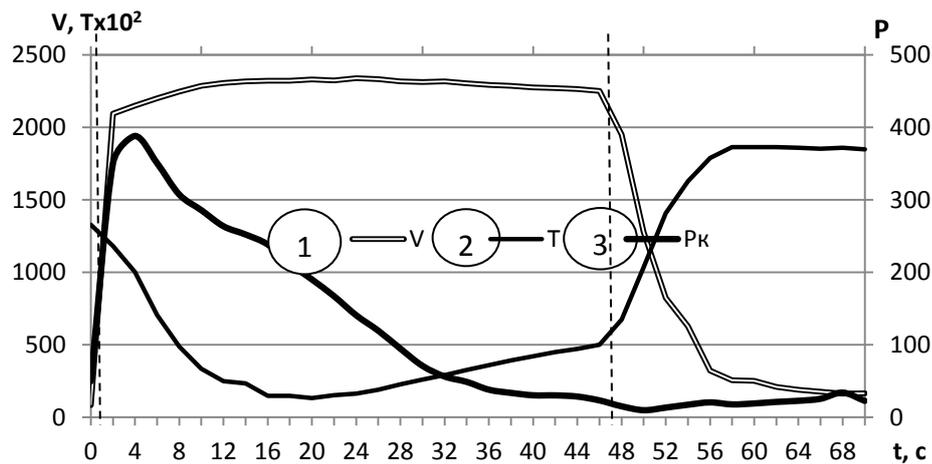


Рисунок 4 – Усредненные параметры цикла разгрузки камерного насоса:
 V – объемный расход сжатого воздуха, $\text{м}^3/\text{ч}$; T – температура сжатого воздуха, $^{\circ}\text{C}$; P_k – давление в камере «Монжуса», кПа

Сбор данных выполнен при помощи модуля дискретного ввода-вывода Овен МК110-4ДН.4Р 3 и автоматического преобразователя интерфейса Овен АС4 2. Окончательная обработка сигнала производилась программой, установленной на персональном компьютере 1. Для обработки данных была использована SCADA – программный пакет, предназначенный для разработки или обеспечения работы в реальном времени систем сбора, обработки, отображения и архивирования информации об объекте мониторинга или управления. В качестве SCADA была выбрана система OWEN PROCESS MANAGER (рисунки 2 и 3).

В процессе проведения эксперимента были получены данные для шести циклов работы пневмокамерного насоса. Для каждого цикла построены разгрузочные диаграммы, которые представляют собой зависимости расхода и температуры сжатого воздуха, а также давления до пневмонасоса, в камере насоса и в материалопроводе от времени.

В результате эксперимента получены зависимости давления в камере пневмонасоса, расхода и температуры воздуха за время разгрузки. Усредненные параметры цикла разгрузки камерного насоса приведены на рисунке 4.

Анализ рисунка 4 показывает, что в процессе разгрузки можно выделить три характерных периода. В первом периоде резко увеличивается расхода воздуха (его скорости) в воздухопроводе и набором давления в камере пневмокамерного насоса типа «Монжус». Продолжительность первого периода 2 - 6 с. Второй период – режим стационарной разгрузки. Давление в камере пневмонасоса монотонно снижается; расход воздуха изменяется незначительно. Во втором периоде удаляется до 90% материала. Продолжительность периода 43 - 52 с. Третий период – режим остаточной разгрузки. Характеризуется постепенным снижением расхода воздуха, транспортирующего сыпучий материал. Давление в камере пневмонасоса изменяется незначительно.

1. Проведены промышленные испытания камерных насосов типа «Монжус».

2. Экспериментальные исследования работы пневмотранспортных установок выполнены при помощи комплекса измерительной аппаратуры на базе микропроцессорных датчиков серии Овен ПД100-ДИ 1,0-171-0,5, контроллеров Овен МК110-4ДН.4Р и автоматического преобразователя интерфейсов Овен АС4, что позволило в реальном времени регистрировать параметры разгрузочного цикла камерных насосов. Расход сжатого воздуха и его температура измерены погружным расходомером ЕЕ 776.

3. Получены уникальные экспериментальные данные об изменении режимных параметров (расход, температура и давление сжатого воздуха) цикла разгрузки пневмокамерных насосов марки «Монжус» НО-324МА.

4. Результаты экспериментального исследования пневмокамерных насосов использованы для наладки режимов работы пневмотранспортных систем и модернизации конструкции пневмотранспортных установок.

5. Экспериментальные данные об изменении расхода, давления и температуры во время цикла разгрузки пневмокамерного насоса

использованы для проверки адекватности и совершенствования математической модели работы пневмотранспортных установок.

УДК 620.9

ПОВЫШЕНИЕ КВАЛИФИКАЦИИ И ИТОГОВАЯ АТТЕСТАЦИЯ ЭНЕРГОАУДИТОРОВ

Бухмиров В. В., д.т.н., Созинова Т.Е., к.т.н.

Ивановский государственный энергетический университет, г. Иваново

E-mail: buhmirov@tot.ispu.ru

Для решения задач, поставленных в Федеральном законе №261-ФЗ от 23 ноября 2009 года «Об энергосбережении ...» [1], в статье 18 части 6 закона определены квалификационные требования к лицам, осуществляющим деятельность в области проведения энергетических обследований – к энергоаудиторам:

«Квалификационным требованием для приема в члены саморегулируемой организации в области энергетического обследования является требование к индивидуальному предпринимателю и (или) к лицу, заключившему с ним трудовой или гражданско-правовой договор, к работникам юридического лица, а равно и к физическому лицу - субъекту профессиональной деятельности, о наличии знаний в области деятельности по проведению энергетических обследований в соответствии с образовательными программами высшего профессионального образования, дополнительного профессионального образования или программами профессиональной переподготовки специалистов в области деятельности по проведению энергетических обследований».

Таким образом, энергоаудитор должен иметь высшее профессиональное образование в области деятельности по проведению энергетических обследований.

Для получения диплома о высшем профессиональном образовании необходимо учиться по очной форме обучения 4 года (диплом бакалавра), 5 лет (диплом инженера) или 6 лет (диплом магистра).

Высшее образование или дополнительное высшее образование в области энергетического обследования с целью повышения энергетической эффективности и энергосбережения в Российской Федерации в настоящее время получить нельзя. Высшее образование можно получить, например, по специальности «Энергообеспечение предприятий», а получить профильное образование энергоаудитора невозможно.

В настоящее время в России для подготовки энергоаудиторов разработаны в основном краткосрочные и среднесрочные программы по-

вышения квалификации объемом от 24 до 100 учебных часов [2], программы переподготовки (свыше 500 часов) [3].

Руководствуясь Административным регламентом [4], обучение энергоаудиторов стали проводить организации, раннее далекие от обучения в области проведения энергетических обследований. В стране было создано более 60 новых учебно-методических центров, как правило, без опыта работы в области энергосбережения и повышения энергоэффективности и без квалифицированного преподавательского персонала [3].

В настоящее время нет и единых квалификационных требований к энергоаудиторам. Эти вопросы требуют незамедлительного решения, поскольку в Российской Федерации в области подготовки энергоаудиторов сложилась следующая ситуация: энергоаудиторов готовят все, кто желает этим заниматься, и учат по несертифицированным программам, зачастую не очень хорошего качества. Есть претензии и к качеству подготовки самих «Учителей» по энергоаудиту [3].

Существует настоятельная потребность в разработке единой системы обучения энергоаудиторов, которая включает в себя единую программу, единые требования к слушателям, требования к квалификации преподавателей и т.д.

По разным оценкам во всех учебных центрах «подготовлено» не менее 10000 энергоаудиторов, профессионализм которых не всегда на высоте. Это объясняется и низким уровнем начальной подготовки будущих энергоаудиторов и отсутствием методического обеспечения. Отсутствует и единый документ, подтверждающий квалификацию энергоаудитора.

Поэтому, на наш взгляд, возникла настоятельная необходимость провести всероссийскую аттестацию лиц, выполняющих энергетические обследования.

Высококвалифицированный энергоаудитор – универсал должен знать и уметь выполнять *все этапы* энергетического обследования *на всех объектах* генерации энергии, транспорта энергии и на объектах её потребления. При этом необходимо учитывать особенности различных форм энергии: тепловой, электрической, механической энергии сжатых газов и энергии иных форм.

Вряд ли это под силу одному пусть даже самому квалифицированному энергоаудитору. Как правило, энергетические обследования выполняет команда людей, в которой существует специализация отдельных лиц как по этапам выполнения энергоаудита, так и по объектам на которых проводят энергоаудит. При этом надо учитывать, что в команде

энергоаудиторов работают специалисты разной квалификации, которая зависит как от уровня образования, так и от стажа работы.

На основании вышеизложенного предлагаем дифференцировать систему оценки квалификации энергоаудиторов в зависимости от его вида деятельности и его профессионализма. Предлагаемая система оценки уровня квалификации основана на личном опыте, опыте функционирования систем добровольной сертификации в области энергосбережения, анализе организации систем аттестации в других областях профессиональной деятельности, а также анализе уже сложившейся в настоящее время ситуации в области проведения энергетических обследований.

Во-первых, на наш взгляд, в зависимости от вида деятельности необходимо выделить три группы энергоаудиторов:

- энергоаудиторы-менеджеры;
- энергоаудиторы-экономисты;
- энергоаудиторы-исполнители.

Во-вторых, энергоаудиторам-экономистам, энергоаудиторам-менеджерам, энергоаудиторам-исполнителям (в дальнейшем энергоаудиторам) в зависимости от их профессионализма (уровень образования + стаж работы энергоаудитора) необходимо ввести категорийность (разрядность, класс, уровень и т.п.) энергоаудиторов. Например, энергоаудитор высшей, первой, второй, третьей категории (разряда, класса, уровня). Для начинающих энергоаудиторов в первый год работы можно присвоить звание энергоаудитор-стажер.

В-третьих, возможна специализация энергоаудиторов по виду энергии (энергоаудитор - теплотехник и энергоаудитор – электрик) и по назначению объекта (объекты генерации энергии, тепловые и электрические сети и потребители энергии). При этом предполагаемая система аттестации не исключает возможность квалификации энергоаудитора широкого профиля для всех видов и форм энергии.

Более подробно об аттестации специалистов в области энергетических обследований изложено в отчете по НИР [5], а именно:

- требования к результатам освоения программы подготовки энергоаудиторов, необходимые для аттестации лиц, проводящих энергетические обследования;
- правила приема и регистрация документов на аттестацию;
- порядок получения информации о процедурах выполнения аттестации лиц, проводящих энергетические обследования;
- принятие решения об утверждении или отказе в утверждении аттестации лиц, проводящих энергетические обследования;

– порядок проведения аттестации и оценка уровня знаний претендента на аттестацию.

Выводы.

1. В настоящее время в федеральном государственном образовательном стандарте не предусмотрена специализация или профиль высшего и дополнительного высшего профессионального образования специалистов (энергоаудиторов) для проведения энергетических обследований.

2. Повышение квалификации энергоаудиторов проводят в более 60 учебных центрах. При этом подготовка энергоаудиторов в РФ осуществляется в основном по краткосрочным программам повышения квалификации по 72 часовой программе.

3. Существует настоятельная потребность в разработке единой системы обучения энергоаудиторов, которая включает в себя единую программу, единые требования к слушателям, требования к квалификации преподавателей и т.д.

4. Предложена дифференцированная система оценок квалификации энергоаудиторов в зависимости от его вида деятельности в области проведения энергетических обследований и уровня профессионализма.

Список литературы::

1. Федеральный Закон №261-ФЗ от 23 ноября 2009 года «Об энергосбережении и о повышении энергетической эффективности и о внесении изменений в отдельные законодательные акты Российской Федерации».
2. Бухмиров В.В., Созинова Т.Е. Энергоаудит нуждается в проверке. // Саморегулирование&бизнес. – Санкт-Петербург, № 4 (48) апрель 2014. С. 58-60.
3. Современная система образования: опыт прошлого и перспектива будущего: монография. // [авт.кол.: Бухмиров В.В., Созинова Т.Е. и др.]– Одесса: КУПИЕНКО С.В., 2014. – 191 с.
4. Приказ Министерства энергетики РФ № 283 от 22 июня 2010 года «Об утверждении Административного регламента исполнения Министерством энергетики Российской Федерации государственной функции по ведению государственного реестра саморегулируемых организаций в области энергетического обследования».
5. Бухмиров В.В., Созинова Т.Е., Костерин А.Ю., Козюлина Е.В. «Разработка квалификационных требований и требований к подготовке и аттестации лиц, проводящих энергетические обследования». Рег. № 01201351995. – 2011 г., 165 с.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТИЦ В КОНУСЕ ЦИКЛОННОГО АППАРАТА

Василевский М. В., Зятиков П.Н., Деева В.С., Дозморов П.С., Никонов Ю.М.
Шишмина Л.Ф.,

Томский политехнический университет, Томск

E-mail: zpavel@niipmm.tsu.ru

Циклонные аппараты являются важнейшим элементом в системах обеспыливания газов в производствах энергетической, химической и других видов продукции. Однако усовершенствование методов расчета

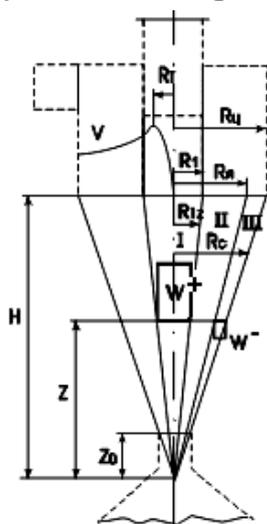


Рис. 1. Схема потоков в циклоне

эффективности по сепарированию частиц в этих аппаратах до сих пор являются предметом многих исследований [1]. На практике широкое распространение получил метод оценки фракционной эффективности сепарации с использованием интеграла вероятности случайной величины [2]. В работе [3] показано, что введение частиц пыли в пристенную область не гарантирует их попадания в пылеприемник и 100% улавливания. Тер-Линден [4] построил кривые равной эффективности сепарации частиц, вводимых в различные точки сепарационного объема. Оказалось, что эти кривые проходят через точки расположенные на оси, т.е. частицы, введенные ниже

входного сечения выходного канала на оси, оказываются пойманными с той же степенью эффективности, что и частицы, введенные на периферии. По данным Кизина [3] частицы, введенные в верхнюю точку оси конической части, улавливаются более эффективно, чем частицы, введенные в периферийную область верхней части циклона.

Приведенные данные показывают, что из центральной области происходит отвод частиц на периферии посредством диффузионного переноса в область высоких центроостремительных ускорений, которая находится в окрестности радиуса $R_m < R_1$ – радиус выходного патрубка. Окрестность радиуса R_m является зоной перехода от квазитвердого вращения газа к квазипотенциальному. Установлено, что центральная область является областью эжекционного воздействия на приосевые течения и областью интенсивного отвода частиц. Интенсивность турбулентности здесь достигает более 40%, тогда как в прямых каналах интенсивность турбулентности потока не превышает 2%. Процесс поступ-

ления высококонцентрированного потока в приемник по периферии и выход из приемника потока с низкой концентрацией в приосевую область также объясняется эжекционными эффектами.

В противоточном циклоне в каждом сечении конуса в приосевой области потоки направлены вверх, в сторону газывыводного патрубка, в периферийной области – вниз, в сторону пылевыводного канала. Схематично области движения потоков через сечения, нормалью к оси, представлены на рис.1. Зона I – приосевое движение из приёмника с присоединёнными токами из сепарационного пространства в газывыводящий газод. Зона II – зона радиального перемещения газа – ядро – из периферийной области в приосевую. Зона III – зона периферийной области – области струйного течения и пристенного слоя.

В зоне I существует подзона квазитвёрдого вращательного движения и квазипотенциального течения, в зоне II – квазипотенциальное вращение. В периферийной области: граница ядра $d^2\Gamma / dR^2 = 0$; граница струйной области $d\Gamma / dR = 0$; пограничный слой $d\Gamma / dR \ll 0$ [5], $\Gamma = R \cdot V$, V – окружная скорость; R – текущий радиус. Суммарный массовый расход газа через каждое сечение, перпендикулярное оси циклона, равен нулю, т.е. расходы газов в нисходящем и восходящем течениях равны между собой. Суммарный расход пыли через каждое сечение постоянен и равен количеству пыли, выделившейся из потока в приёмнике, или, иначе, равен расходу пыли на входе в циклон, умноженному на коэффициент очистки. Последнее утверждение вытекает из условия не накопления пыли в выделенном отсеке конуса при балансе потоков пыли через поверхность замкнутого контура отсека. Для упрощения дальнейших вычислений примем, что аксиальные скорости в восходящем и нисходящем потоках распределены равномерно по радиусам, причём зона нисходящих токов в соответствии с рекомендациями [5] в периферийной области определяется выражением:

$$\frac{R_{\text{ц}} - R_{\text{я}}}{R_{\text{ц}}} = 1 - r_{\text{я}} = 0.235 + 0.07 \cdot b,$$

b – ширина входного патрубка; $\frac{R_{\text{я}}}{R_{\text{ц}}} = r_{\text{я}}$, $R_{\text{ц}}$ – радиус цилиндра циклона.

Для высокоэффективных циклонов $1 - r_{\text{я}} = 0.25 \div 0.26$. Из рис.1 следует, что образующие конических поверхностей, разграничивающих указанные зоны, имеют следующие значения:

$$\frac{R_{1z}}{R_{\text{ц}}} = r_{1z} = r_1 \frac{Z}{H}; \frac{R_{\text{яз}}}{R_{\text{ц}}} = r_{\text{яз}} = r_{\text{я}} \frac{z}{H}; \frac{R_{\text{цз}}}{R_{\text{ц}}} = r_{\text{цз}} = \frac{z}{H}, \frac{R}{R_{\text{ц}}} = r.$$

Расходы газа в каждом сечении:

$$Q_z = W^+ \pi R_u^2 r_1^2 \left(\frac{z}{H} \right)^2 = W^- \pi R_u^2 (1 - r_y^2) \left(\frac{z}{H} \right)^2; \quad \frac{W^-}{W^+} = \frac{r_1^2}{1 - r_y^2} = \text{const.} \quad (1)$$

Расход пыли конкретной фракции в каждом сечении:

$$G_z = Q_{\text{ex}} C_{\text{ex}} \eta_\delta = W^+ \pi r_1^2 R_u^2 C_{\text{ex}} \eta_\delta = 2\pi W^- \int_{R_{\text{яз}}}^{R_{\text{cz}}} CR dR - 2\pi W^+ \int_0^{R_{\text{1z}}} CR dR. \quad (2)$$

Деля левую и правую части (2) на $\pi R_u^2 \cdot U_u C_{\text{ex}} = Q_{\text{ex}} C_{\text{ex}}$, получим

$$\eta_\delta = \frac{2}{1 - r_y^2} \cdot \int_{r_{\text{cz}}}^{r_{\text{cz}}} cr dr - \frac{2}{r_1^2} \int_0^{r_{\text{1z}}} cr dr. \quad (3)$$

В этих уравнениях η – эффективность улавливания частиц размером δ ; C_{ex} – концентрация частиц размером δ в газе; c – текущая концентрация частиц размером δ в газе, Q – расход газа.

Будем полагать, что присутствие частиц не влияет на движение газа, $W^- = \text{const}$; $W^+ = \text{const}$; показатель степени n в распределении окружных скоростей в квазипотенциальной зоне имеет одно и то же значение в различных сечениях, перенос частиц в радиальном направлении оценивается потоком частиц в осреднённом относительном их движении при воздействии на них центробежных сил и турбулентного диффузионного потока. Уравнение переноса в радиальном направлении имеет вид

$$C \Delta u|_z = \varepsilon \frac{dC}{dr} |_z, \quad (4)$$

$$\Delta u = \frac{V^2}{R} \tau, \quad \tau = \frac{\delta^2 \rho_\delta}{18 \nu \rho}, \quad \Delta \bar{u} = \frac{\Delta u}{U_u}; \quad v_{\text{ex}} = \frac{V_{\text{ex}}}{U_u},$$

$$\Delta \bar{u} = k \frac{\nu^2}{r} \text{Stk}; \quad \text{Stk} = \frac{U_u \tau}{R_u}, \quad \nu = \frac{v_{\text{ex}} r}{r_T^{n+1}}$$

при $r < r_T$, $\nu = \frac{v_{\text{ex}}}{r^n}$ при $r > r_T$; $U_u = \frac{Q}{\pi R_u^2}$. Здесь Q – расход газа в цик-

лоне, R_u – радиус циклона; δ – диаметр частиц; ρ_δ , ρ – плотность частицы и газа, ν – коэффициент кинематической вязкости; n – показатель в уравнении $v \cdot r^n = \text{const} = v_{\text{ex}} \cdot 1^n$. $\kappa < 1$ – коэффициент, учитывающий увеличение сопротивления при отклонении от стоксовского обтекания в

условиях воздействия пульсаций [6]. Величина n меняется по высоте в диапазоне 0,2–0,7 [7].

Для упрощения расчёта представим $\Delta \bar{u} = \text{Stk} \cdot A / r$, где A находится

из соотношения $\int_{r_*}^1 \frac{A}{r} r \cdot dr = \int_0^1 \frac{v^2}{r} r \cdot dr \Rightarrow A = \frac{\int_0^1 v^2 \cdot dr}{1 - r_*}$; величина r_* вы-

бирается из условия $\int_0^{r_*} v^2 dr = \int_{r_*}^{r_T} v^2 dr$.

Для сечения z : $r_{*z} = r_* \cdot \frac{Z}{H}$; $r_{Tz} = r_T \cdot \frac{Z}{H}$.

Тогда $A_z = v_{\text{вх}}^2 \left(\frac{H}{z} \right)^{2n} \frac{3 - r_T^{1-2n}(n+1)}{3(1-2n)(1-r_*)}$, $\varepsilon = \frac{V_{\text{вх}} \cdot a \cdot b}{2\pi H(n+1)}$.

здесь a, b – высота и ширина входного патрубка.

Обозначим $\alpha = \frac{\Delta u_z R_{u_i}}{\varepsilon} = \frac{\Delta \bar{u} 2\pi h (n+1)}{v_{\text{вх}} \cdot \bar{a} \cdot \bar{b}}$.

Уравнение переноса (4) в безразмерном виде запишется

$\frac{c \alpha_z}{r} = \frac{dc}{dr}$ при $r > r_{*z}$, $c_z = c_{0z}$ при $r \leq r_{*z}$

$$c_z = c_{0z} \left(\frac{r}{r_{*z}} \right)^{\alpha_z} \quad (5)$$

Расчёт показывает, что в выражении (3)

$\int_0^{r_1(z)} Cr \cdot dr = c_{0z} \left[\frac{r_*^2}{2} + \frac{r_1^{\alpha_z+2} - r_*^{\alpha_z+2}}{r_*(\alpha_z+2)} \right] \left(\frac{z}{H} \right)^2$, и с учётом (5):

$$\frac{c_{0z}}{c_{\text{вх}}} = \frac{\left(\frac{H}{Z} \right)^2 \eta_{\delta} r_*^{\alpha_z} (\alpha_z + 2)}{\frac{1 - r_{\text{я}}^{(\alpha_z+2)}}{1 - r_{\text{я}}^2} - \frac{1}{2r_1^2} (2r_1^{\alpha_z+2} + \alpha_z r_*^{\alpha_z+2})} \quad (6)$$

Таким образом, может быть представлено распределение концентраций по соотношению (5) с учётом (6); например, для циклона СК-ЦН-34 при распределении фракционных эффективностей [2].

$$\rho_{\delta} / \rho = 2000; R_{\eta} = 0.15 \text{ м}; U_{\eta} = 1.7 \frac{\text{м}}{\text{с}}; v = 1.5 \cdot 10^{-5} \frac{\text{м}^2}{\text{с}};$$

$$h_k = 4; r_1 = 0.34; \bar{a} \cdot \bar{b} = 1.3 \cdot 0.43;$$

$$\bar{r}_* = 0.6 \cdot r_1; r_T = 0.8 \cdot r_1; n_{cp} = 0.55; h = H // R_{\eta} = 5,61; k = 1$$

$$\delta(\text{мст}) \quad 1 \quad 3 \quad 5$$

$$\eta \quad 0.41 \quad 0.82 \quad 0.91$$

вверху циклона относительная концентрация частиц размером 3 мкм на оси и периферии равны 0,41 и 1,5 соответственно, а в области пылевыводного отверстия равны соответственно 0,37 и 36.

Эта работа была поддержана в рамках программы повышения конкурентоспособности Томского политехнического университета

Список литературы:

1. М.В. Василевский, Е.Г. Зыков, А.С. Разва, Расчетная модель концентрирования частиц в противоточном цилиндрическом циклонном аппарате. Теоретич. основы хим. технологии, **45**, № 3, 7 (2011)
2. Под ред. А.А. Русанова, Справочник по пыле- и золоулавливанию (Энергия, Москва, 1983)
3. М.Г. Кизин, Методы расчета и рекомендации по газовым циклонным аппаратам (Владимир. исследовательский институт синтетических смол, Владимир, 1970)
4. A.J. Ter Linden, Cyclone Dust Collectors for boilers, Trans. ASME. **75**, (1953)
5. А.Н. Штым, Аэродинамика циклонно- вихревых камер (Дальневосточный ун-т, Владивосток, 1985)
6. Е.П. Медников, Турбулентный перенос и осаждение аэрозолей (Наука, Москва, 2009)
7. М.В. Василевский. Обеспыливание газов инерционными аппаратами (Изд. Томск. Политех. Универ, Томск, 2008)

СЕПАРАЦИЯ ЧАСТИЦ В КАНАЛАХ РОТАЦИОННОГО АППАРАТА

Василевский М.В., к.т.н., Зятиков П.Н.¹, д.т.н., Деева О.С., Бурыкин А.Ю., маг.
Томский политехнический университет, г. Томск,
Томский государственный университет¹, г. Томск
E-mail: zpavel@tpu.ru

Центробежные пылеотделители с дополнительной сепарацией частиц в каналах ротора исследованы в [1, 2] с противоречивыми выводами об эффективности процессов. Сепарация частиц исследована в каналах с относительной длиной, не превышающей $l/h = 5 \div 6$. В работе [3] приведены сведения, что на этой длине происходит интенсивное затухание «внешней» турбулентности и очевидно, что эффективная сепарация должна осуществляться в каналах с относительной длиной $l/h > 7$. Расчеты сепарации частиц с учетом затухания турбулентности сравниваются с экспериментом. В [3,4] описаны различные типы ротационных

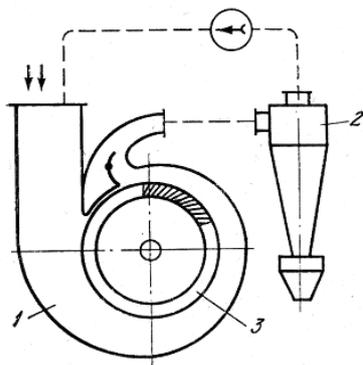


Рис. 1 Схема центробежного сепаратора: 1 – корпус, 2 – выносной отделитель, 3 – ротор.

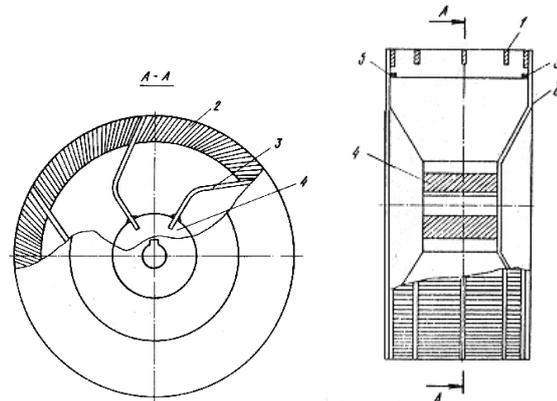


Рис. 2. Ротор пылеуловителя: 1 – кольцевые диски; 2 – пластины, образующие каналы; 3 – несущие лопасти; 4 – ступица; 5 – фиксаторы; 6 – крышка

аппаратов и приведены результаты экспериментального и теоретического исследования сепарации влаги из проточных частей турбин, анализируется эффективность внутриканальной сепарации и из пространства над рабочими лопатками при переменных геометрических параметрах ступеней. В [5] дано описание конструкции и схема компоновки турбосепаратора для выделения из природного газа газового конденсата. Отмечается хорошая работоспособность, высокая эффективность по сравнению с гравитационными сепараторами, причем вес турбосепаратора в 52 раза меньше гравитационного при одних и тех же условиях работы.

На рис. 1 приведена схема ротационного сепаратора [5].

Схема ротора приведена на рис. 2 [5].

На рис. 3 показана схема движения частицы в канале

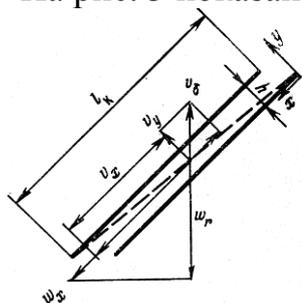


Рис. 3. Скорость частицы в канале.

Компоненты скорости частиц в канале за счет центробежной силы и увлекающей силы газового потока показаны на рис.3. Кориолисовы силы, вследствие их малости, не учитываются. Принимается, что коэффициенты турбулентной диффузии для частиц и газа одинаковы, величины v_y , W_x не зависят от x , y .

Турбулентное движение аэрозоля в канале описывается уравнением, аналогичным [6] (знак осреднения опускается)

$$\frac{\partial}{\partial x}(c v_x) + \frac{\partial}{\partial y}(c v_y - D_y \frac{\partial c}{\partial y}) = 0 \quad (1)$$

с граничными условиями $c v_y - (D_y \frac{\partial c}{\partial y})|_{y=0} = 0$, $\frac{\partial c}{\partial y}|_{y=h} = 0$, $c(0, y) = c_0$, где $v_\delta \sin \alpha$; $v_x = W_x - v_\delta \cos \alpha$; $v_\delta = \omega^2 R \tau$; $\tau = \delta^2 \rho_\delta / 18 \mu$. Здесь v_y , v_x — осредненные компоненты скорости частиц в канале; x , y — координаты; α — угол наклона канала к радиальному направлению; ω — угловая скорость ротора; W_x , W_y — осредненные компоненты скорости газа в x -ом и радиальном направлениях; δ , ρ_δ — диаметр и плотность частицы;

μ — коэффициент динамической вязкости газа; R — радиус ротора;

c — концентрация частиц с размером δ ; c_0 — концентрация частиц с размером δ_0 на входе в ротор; D_y — коэффициент турбулентной диффузии частиц, определяемый как $D_y = l_y \sqrt{v_y'^2}$ [10], где l_y — характеристическая длина турбулентного течения, по порядку равная высоте канала h . Последнее утверждение связано с тем обстоятельством, что при входе в ротор внешние вихри дробятся и имеют масштаб, равный расстоянию между пластинами канала. На входе в канал

$D_{y0} = h \sqrt{v_y'^2} = h W_*$, где $W_* = \sqrt{\tau_{r\phi} / \rho}$ — динамическая скорость, выраженная через напряжение трения на границе ротора. Интенсивность турбулентности на входном участке канала значительно меняется по его длине. Затухание «внешней» турбулентности происходит быстро и при относительной длине канала $x/h = 15$ ее проявление незначительно при всех уровнях начальных возмущений [7]. Выразив длину канала в долях расстояния l_T т. е. расстояния затухания внешней турбулентности, мож-

но представить зависимость затухания турбулентности по длине канала в обобщенном виде

$$D_y/D_{y0} = B(\bar{x}) = a + (1 - \bar{x})^b, \quad \text{где } \bar{x} = x/l_r, \quad a \approx 0,01, \quad b \approx 2.$$

Коэффициент турбулентной диффузии $D_{y0} = hW_*$ может быть определен следующим образом. В проточной части аппарата между корпусом и ротором реализуется турбулентное течение газа типа вихресточка, где имеется ядро с квазипотенциальным распределением тангенциальных скоростей. Для плоского и симметричного течения уравнение момента количества движения газа имеет вид

$$\rho \frac{1}{r} w_r \frac{\partial(w_\phi r)}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\tau_{r\phi} r^2)$$

уравнение неразрывности газа $w_r r = K_1 = \text{const}$,

где w_r, w_ϕ , – радиальная, тангенциальная компоненты скорости газа; $\tau_{r\phi}$ – турбулентное напряжение трения; ρ – плотность газа.

Интеграл уравнения момента импульса запишется в форме

$$\frac{1}{\rho} r^2 \tau_{r\phi} - K_1 r w_\phi = K_2 \quad (2)$$

Основываясь на общих положениях полуэмпирической теории турбулентности, положим

$$|\tau_{r\phi}| = -\rho \varepsilon r \frac{d}{dr} \left(\frac{w_\phi}{r} \right) \quad (3)$$

В области течения, где $r w_\phi = K_3 = \text{const}$ из (2) и (3) следует, что $\varepsilon = \text{const}$ и соотношение (3) принимает вид

$$\left(-\frac{K_1}{\varepsilon} + 2 \right) K_3 = K_2$$

причем при $K_1/\varepsilon \rightarrow 2$, $K_2 \rightarrow 0$ и при $K_1 l \varepsilon = 2$ величина ε однозначно зависит от K_1 . При этом во всей области между вращающимся ротором и внешней поверхностью $K_2 = 0$.

Уравнение (3) перепишем в виде

$$\frac{1}{\rho} r^2 \tau_{r\phi} - r w_r r w_\phi = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\tau_{r\phi}}{\rho} = w_r w_\phi = w_*^2,$$

и на границе ротора

$$W_* = \sqrt{W_r U_p} \quad (4)$$

где $U_p = \omega R$, W_r – радиальная компонента скорости газа на границе ротора.

Эффективность выделения частиц из потока газа в канале ротора определяется из соотношения

$$\eta_1 = 1 - \bar{c}^*, \quad \bar{c}^* = \int_0^1 \bar{c} d\bar{y}, \quad (5)$$

где $\bar{y} = \frac{y}{h}$; $\bar{c} = \frac{c}{c_0}$.

Таблица 1. Эффективность сепарации частиц в канале ротора

l_k/h	$\omega\tau$	W_r/U_p	
		0.05	0.1
3	$5 \cdot 10^{-3}$	0.05	0.098
	10^{-2}	0.3(0.33)	0.15 (0.16)
	0.1	0.96	0.66 (1)
	0.5	0.99	0.96
9	$5 \cdot 10^{-3}$	0.4 (0.48)	0.22
	10^{-2}	0.66 (1)	0.4 (0.48)
	0.1	0.99	0.96 (1)
	0.5	0.999	0.99
18	$5 \cdot 10^{-3}$	0.65 (0.95)	0.4 (0.48)
	10^{-2}	0.9 (1)	0.65 (0.95)
	0.1	0.995	0.99 (1)
	0.5	0.999	0.999

В таблице 1. приведена эффективность сепарации частиц в канале для угла $\alpha = \pi/4$ при турбулентном течении аэрозоля, в скобках указаны значения эффективности без учета перемешивания частиц.

В таблице видно, что в диапазоне $\eta_1 = 0,4—0,99$ проявляется существенное различие эффективностей.

Работа была поддержана в рамках программы повышения конкурентоспособности Томского государственного университета, Томского политехнического университета и Российского фонда фундаментальных исследований (проект 14-08-00367/14 НК).

Список литературы:

1. Пречистенский С.А. Центрифугирование аэрозолей в ЦРП. – М.: Атомиздат, 1960. –144 с.
2. Кучерук В.В. Очистка вентиляционного воздуха от пыли М.: «Машиностроение», 1963. –144 с.
3. Василевский М.В. Обеспыливание газов инерционными аппаратами. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2008.– 248 с.
4. Филиппов Г.А., Поваров О.А. Сепарация влаги в турбинах АЭС. М.: Энергия, 1980, 320 с.
5. А.С. (СССР) 1009495 Ротор центробежного сепаратора для очистки газа / Василевский М.В., Анисимов Ж.А., Виклов В.Ю., Малкин А.И. // Б.И. 1983, № 13.
6. Фортье А. Механика суспензий. Пер. с франц. Мир, 1971, 264 с. Сукомел А.С., Величко В.И., Абросимов Ю.Т., Гуцев Д.Ф. Затухание турбулентности на входном

УДК 621.928.93

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЯЗНОСТИ ДИСПЕРСНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Василевский М.В., к.т.н., Разва А.С., к.т.н., Гребеньков Я.А.

Томский политехнический университет, г. Томск

E-mail: razva@mail.ru

Существующие методы определения структурно-механических характеристик порошкообразных материалов направлены на выявление их технологических свойств в конкретных производствах продукции. Поведение порошка в технологических процессах определяется его способностью оказывать сопротивление изменению объема, формы, нарушению целостности [1]. Эксплуатационная надежность систем пыле- и золоулавливания зависит от аутогезионных свойств (сцепления частиц друг с другом, связность). В технике газоочистки аутогезионным свойствам присвоен термин «слипаемость». С целью прогнозирования поведения порошка изучаются его прочностные, реологические характеристики. Реальные порошки характеризуются неоднородностью, наличием агломератов, различаются плотностью упаковки частиц. С уменьшением размера частиц пористость увеличивается. При увеличении размеров частиц в 10 раз при одних и тех же условиях формирования материала относительная плотность возрастает в 2–3 раза [2]. Одним из показателей связности является прочность на разрыв слоя T . В зависимости от этой прочности дисперсные материалы разделены на группы по слипаемости. По Е.И. Андрианову, пыль неслипающаяся, если прочность разрыва менее 60 Па; слабо слипающаяся $60 < T < 300$ Па; среднеслипающаяся, если $300 < T < 600$ Па; сильнослипающаяся – прочность разрыва более

600 Па [3]. Другим показателем является сцепление частиц при сдвиге. Предельное сопротивление сыпучего материала сдвигу τ пропорционально нормальному давлению на плоскость скольжения σ_n . Нормальное давление определяется внешней нагрузкой или массой частиц. Частицы, между которыми проходит плоскость скольжения при сдвиге, испытывают еще и взаимное притяжение под действием сил аутогезии. Эта сила численно равна прочности на разрыв T . При нулевом значении нормального давления в плоскости скольжения продолжает действовать сжимающее напряжение, численно равное прочности на разрыв T . Это напряжение в отсутствие нормального давления создает сопротивление сдвигу, называемом сцеплением C . Закон Кулона для связных материалов имеет вид $\tau=C+\sigma_n \cdot \operatorname{tg}\varphi_\tau$, где φ_τ – угол внутреннего трения для сыпучего материала, $C=T \operatorname{tg}\varphi_\tau$. Однако для тонкодисперсных материалов применимо другое выражение $(\tau/C)^n = \sigma_n/T + 1$, где n -индекс сдвига $n = 1 \div 2$. Кривые сдвиговых испытаний снимают на приборе Дженике [1]. Прибор дает неоднозначные показания, которые зависят от степени предварительного уплотнения порошка в приборе, равномерности укладки и уплотнения в режиме сдвига. Работа с прибором требует высокой квалификации оператора.

С увеличением аутогезионной способности и внутреннего трения порошкообразный материал приобретает прочность, достаточную для

Таблица 1. Показатели, характеризующие связность порошка M1

	M1			
$m_n(z)$	0,9			
	P1	P2	P3	P4
$T (z/cm^2)$	0,21	0,63	1,15	4,56
$m_y(z)$	1,3	1,8	2	2,2
$P_\tau(z)$	6,5	63	102	163
P (кПа)	1	10	20	50
$T (z/cm^2)$	0,21	0,63	1,15	4,56
$m_y(z)$	1,3	1,8	2	2,2
$P_\tau(z)$	6,5	63	102	163

того, чтобы противостоять разрушению под действием собственной тяжести. Чем выше прочность и чем меньше плотность порошка, тем большей может быть высота образца с вертикальным откосом. Для определения высоты вертикального откоса порошка используют открытый сверху ящик, одна из боковых стенок которого откидывается на шарнирах. В ящик загружают послойно материал до определенной высоты, разравнивают поверхность каждого слоя и медленно опускают боковую стенку. Если боковая грань образца не обрушивается, опыты

повторяют, увеличивая величину засыпки до тех пор, пока не произойдет ее обрушение. Высота вертикального откоса является комплексной характеристикой. Она отражает соотношение между аутогезионной способностью порошка, которая определяет прочность порошкового тела, его внутренним трением и плотностью, которые определяют напряженное состояние у открытой стенки [1]. Такой метод определения сцепления требует значительного количества материала.

Цель данной работы – анализ и сравнение показателей, характеризующих аутогезионные свойства частиц дисперсного материала.

Расклассифицированные материалы корунда и цемента просеивались через сито 1 мм, проходили стадии уплотнения, определения разрывной прочности, плотности, усилия выдавливания. В табл.1 приведены данные для порошка М1 (80% массы порошка содержит частицы не более 1мкм). В качестве датчика разрывной прочности слоя применялся прибор, в котором был применен метод разрыва слоя с использованием липкой смазки (вазелин). Поверхность, покрытую липкой смазкой, приводят в соприкосновение со слоем порошка и затем отрывают вместе с прилипшей к смазке частью слоя [1]. Диаметр диска – 9 мм. В качестве силоизмерительного устройства применялось уравновешенное коромысло, одно плечо которого соединено с диском, а к другому подвешен сосуд для воды, которая подавалась через дозатор с необходимой скоростью [1]. Разрывное напряжение смазки при контакте диска с твердой поверхностью без порошка составляло 3,1 кПа.

Масса цилиндра 15,31 г; диаметр цилиндра 1,5 см; высота цилиндра 1,2 см; уплотняющая нагрузка: $P_1=1$ кПа, $P_2=10$ кПа, $P_3=20$ кПа, $P_4=50$ кПа; насыпной вес материала, заполняющего объем цилиндра: $m_{нМ1}=0,90$ г, $m_{нМ2}=1,20$ г, $m_{нМ5}=1,69$ г, $m_{нцемент}=2,11$ г; T , m_y , P_τ – разрывная прочность, вес объема уплотненного материала, усилие выдавливания материала из цилиндра ($1 \text{ г/см}^2 \approx 100 \text{ Па}$).

При использовании метода липкой смазки необходимо учитывать, что после уплотнении слоя поверхность этого слоя может находиться в разрыхленном состоянии. Это объясняется тем, что при отъеме уплотнительного диска (плунжера) частицы на поверхности слоя находятся в контакте с поверхностью диска (торцевой плунжера) и поверхность подвергается растягивающим усилиям. Поэтому этот слой перед началом измерений необходимо удалить. Поскольку при подаче материала в форму происходит сегрегация частиц, слой материала представляет неоднородную структуру, причем на поверхности слоя адгезионные свойства слоя по сечению неодинаковы (присутствуют образовавшиеся агломераты при отъеме уплотняющей поверхности плунжера). Кроме то-

го, необходимо учитывать, что на поверхности слоя проявляются силы поверхностного напряжения (поверхностная энергия), которые также могут проявляться при формировании образца. Все эти факторы могут приводить к погрешностям и даже грубым ошибкам измерения величины T .

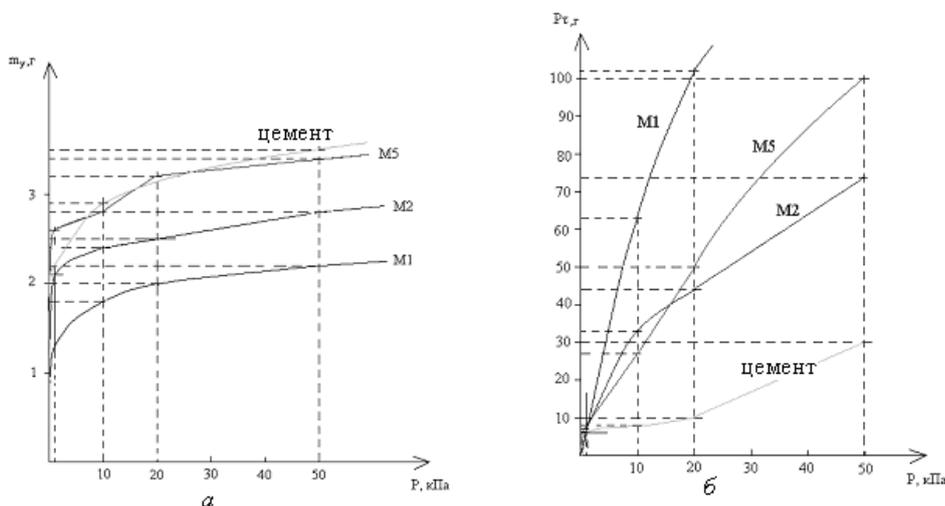


Рис.1: а – зависимость веса объемов порошков от уплотняющей нагрузки; б – зависимость силы выдавливания порошков от уплотняющей нагрузки.

Как видно из таблицы 1, наибольшее изменение претерпевает величина P_r , причем эта величина измеряется гораздо с меньшей погрешностью, чем T . При этом не требуется специальной аппаратуры. На рис. 1а и 1б показаны зависимости веса объемов порошков и выдавливающей силы от уплотняющей нагрузки.

В пределах изменения уплотнительной нагрузки 1÷20 кПа происходит быстрое увеличение плотности материала. Сыпучее тело после уплотнения находится в напряженном состоянии, которое определяется аутогезионными силами. Рост прочности осуществляется как за счет увеличения числа контактов, так и за счет увеличения поджима частиц друг к другу. При выталкивании материала из цилиндра нагрузка передается всем слоям тела, находящегося в объеме матрицы. Изменение выталкивающего напряжения по высоте цилиндра равно элементарной силе сопротивления, приходящейся на единицу боковой поверхности:

$$d\sigma\pi R^2 = -dh2\pi R\sigma_{бок}f_1; \quad \sigma_{бок} = n\sigma; \quad \sigma = P \exp\left(-\int_0^h 2f_1 n d\frac{h}{R}\right),$$

где σ , $\sigma_{бок}$ – нормальное и боковое давления, f_1 – коэффициент внешнего трения, n – коэффициент бокового давления, h – переменная

высота, R – радиус цилиндра. В общем случае величины f_1 , n не постоянны.

Как следует из приведенных зависимостей, показателем связности может являться величина отношения изменения величины выталкивающей силы к изменению величины уплотнения.

Список литературы:

1. Андрианов Е.И. Методы определения структурно-механических характеристик порошкообразных материалов. М.: Metallurgia, 1982. 256 с.
2. Зимон А.Д., Андрианов Е.И. Аутогезия сыпучих материалов. М.: Metallurgia, 1978. 288 с.
3. Справочник по пыле- и золоулавливанию // Под ред. М.И. Биргер, А.Ю. Вальдберг, Б.И. Мягков и др. Под общей ред. А.А. Русанова – 2 изд. М.: Энергоатомиздат, 1983. 312 с.
4. Зенков Р.Л. Механика насыпных грузов. М.: Недра, 1964. 251 с.

УДК 533.6:931.928.3

МЕТОД ОЧИСТКИ ВОЗДУХА ОТ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В УСТАНОВКАХ ПНЕВМОТРАНСПОРТА

Василевский М.В., к.т.н., Разва А.С., к.т.н., Киреев А.В.

Томский политехнический университет

E-mail: razva@mail.ru

Пневмотранспорт тонкодисперсных материалов используется почти во всех отраслях промышленности. В приемном узле транспортирующий поток освобождается от материала и направляется на доочистку. Чаще всего для окончательной очистки используют фильтры. Однако они не надежны: либо разрушаются, либо забиваются и создают большое противодействие в системе, нарушающее работу транспортной линии.

В июле 2002 г. нами было проведено обследование приемного узла цемента пневмотранспортной линии бетоно-смесительного узла завода ЖБИ-27 с целью определения аэродинамических характеристик, эффективности осаждения цемента и проектирования газоочистой установки (ГОУ) в случае возникновения такой необходимости. На заводах ЖБИ отработана схема устойчивой транспортировки и выделения цемента из потока, в которой часть потока в приемном узле проходит в бункер накопитель, в этом случае цемент не зависает в разгрузителе. Поэтому в приемном узле имелось два патрубка вывода отработанного воздуха: из верхней части разгрузителя $d=70$ мм и из бункера накопителя $d=120$ мм. Из этих патрубков воздух с неосевшей пылью выходил в атмосферу через рукава (на высотах 20...23 м).

Визуальные наблюдения показали, что в рабочих режимах транспортирования потоки с пылью из патрубков выходят периодически с невысокой концентрацией. Перерывы между выбросами составляли 5...15 сек. Длительность выбросов (с невысокой скоростью) также находилась в этих пределах. В редких случаях наблюдались более продолжительные выбросы с более высокой концентрацией частиц. Выбросы резко возрастали при переполнении бункера – накопителя. Производительность пневмотранспортной линии колеблется в пределах 10...20 т/час (2800-5600 г/с). В период опорожнения силосов расход воздуха увеличивается, и транспортировка цемента происходит в аэрозольном виде.

Были проведены замеры давлений в разгрузителе, бункере – накопителе, а также был проведен отбор проб с использованием циклончика типа СК-ЦН-34 $d=90$ мм и рукавного фильтра после него. Пыль собиралась в стеклянный приемник под циклоном и в рукавном фильтре. Давления в разгрузителе и бункере – накопителе колебались в пределах 20...120 мм в.ст. (0,2-1,2 кПа). Расход воздуха через циклончик определялся по известному гидравлическому сопротивлению и давлению на входе. Взвешивалась пыль в приемнике циклончика и привес рукавного фильтра после циклончика. Проводился микроскопический анализ уловленной пыли.

Исходный материал – цемент марки М 400; для него медианный диаметр частиц $\delta_m = 20...23$ мкм, дисперсия $\sigma = 3$ [1, 2]. Такой цемент в циклоне СК-ЦН-34 диаметром 300 мм в стационарных условиях улавливается с эффективностью 96,5...97,5 %. Циклончик диаметром $d=90$ мм, что использовали для отбора проб, должен был иметь еще более высокую эффективность. Однако при отборе проб обнаружилось, что его эффективность не превышает 40 %. Микроскопический анализ уловленной пыли показал, что диаметр частиц не превышает 1 мкм. Поскольку содержание частиц менее 1 мкм в исходном цементе составляет менее 0,5 % можно сделать вывод: в циклончик поступала пыль после ее вторичного образования в разгрузителе или бункере-накопителе, а на вход в разгрузитель поступали поршни из частиц, что характерно для подобного вида пневмотранспорта тонкодисперсного материала [3]. Наблюдения за работой пневмотранспортной линии показало, что цемент движется поршнями, причем длина поршня составляет 5...20 м, и на вход в разгрузитель поступают поршни весом 50...200 кг, т.е. реализуется беспылевой транспорт. Однако в момент переполнения бункера – накопителя выброс увеличивается в сотни и тысячи раз. Также проис-

ходит повышенный выброс в случае нарушения пробкового режима, когда реализуется транспорт с повышенным расходом воздуха.

Поэтому было решено выполнить ГОУ с комбинацией циклонов и фильтрующих приемников с элементами для регулировки потоков в приемники. За основу была взята аэродинамическая схема циклона, которая была отработана в сублиматном производстве СХК, и на основе которой были выполнены реконструкции с заменой металлокерамических фильтров на циклоны [4].

Циклоны ГОУ соединены с фильтрующими приемниками, у которых фильтрующая поверхность составляла более 6 м^2 , т.е. соответствовала нормальной фильтрации всего воздуха, поступающего в ГОУ. Емкость объемов приемников позволяли накапливать в них цемент в количестве 1,4 т (1400 кг).

Оказалось, что в открытом положении при нормальном поршневом режиме пневмотранспорта циклоны выполняют роль эффективных уловителей пыли, которые реагируют на изменение режима транспортировки: если режим отклоняется от поршневого, в циклоны поступает пыль, близкая по фракционному составу к исходной, она собирается в приемниках. Наблюдения показали, что заполнение фильтрующих приемников цементом все же случается. При этом ГОУ выполняет полезную функцию, поскольку уже предотвратила выброс нескольких тонн цемента.

В закрытом положении работа ГОУ осуществляется пропуском отработанного воздуха в фильтрующие приемники. В этом случае фильтры приемника работают в облегченных условиях, поскольку в них поступает пыль из циклонов в виде жгутов. Однако требуется встряхивание фильтров один раз в смену после закачки цемента в бункер – накопитель.

Наши оценки показывают, что потери цемента в открытом положении запорного элемента циклона в транспортной линии составляют не более 1,5-2,0 кг/сутки, тогда как без ГОУ они составляют десятки килограмм. Предполагается провести работы по регулированию режимов работы ГОУ, ее оптимизации, оформлению инструкции по эксплуатации с целью обеспечения стабилизации работы пневмотранспорта и дальнейшего снижения выбросов.

Список литературы:

1. Циклоны НИИОГАЗ. Руководящие указания по проектированию, изготовлению, монтажу и эксплуатации. Ярославль, 1971. – 95 с.

2. Справочник по пыли- и золоулавливанию / Под. ред. М.И. Биргер, А.Ю. Вальдберг, Б.И. Мягков и др. Под общей ред. А.А. Русанова. – 2 изд. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 312 с.
3. Руководящие технические материалы. Пневмотранспорт сыпучих материалов МХП СССР, Томск, 1987. – 188 с.
4. Василевский М.В., Никульчиков В.К., Анисимов Ж.А., Ледовских А.К., Сохареv В.Г. Применение циклонных пылеуловителей в производстве радиоактивных материалов. // Фундаментальные и прикладные проблемы охраны окружающей среды: Докл. Международной конф. – Томск: Изд-во Томского университета, 1995. – Т.3. – С. 312

УДК 66.067.1

ХАРАКТЕРИСТИКИ СОСТОЯНИЯ ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЫ НА ФИЛЬТРУЮЩЕЙ ПОДЛОЖКЕ

Василевский М.В., к.т.н., Разва А.С., к.т.н., Саттаров У.С.

Томский политехнический университет, г. Томск

E-mail: razva@mail.ru

В процессе фильтрации газа через пористую перегородку осажденная пыль находится в агломерированном состоянии. Уплотнение слоя при накоплении частиц связано с переформированием агрегатов. Уравнение Козени - Кармана отражает связь между скоростью фильтрации,

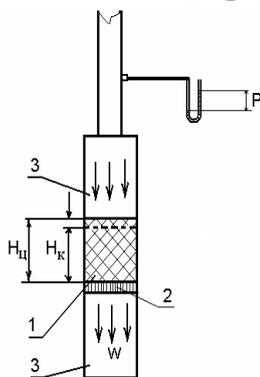


Рис.1 Устройство для определения параметров дисперсного материала: 1 – рабочая секция, 2 – фильтр, 3 – вспомогательные секции.

пористостью слоя, перепадом давления, удельной поверхностью частиц в слое, толщиной слоя. Удельная поверхность частиц в слое является неизвестной величиной, поэтому предлагается ее определять из соотношения Козени - Кармана по полученным из эксперимента всем другим величинам.

Процесс фильтрации в экспериментальной установке проводят на заранее сформированных сжимаемых слоях из частиц различной крупности. При этом фиксируется скорость фильтрации, изменение пористости, перепад давления, толщина слоя. Полагается, что величина удельной

поверхности частиц остается неизменной при осуществлении процессов фильтрации в аналогичных условиях производства.

В системах газоочистки фильтрация газа через слой частиц является самым эффективным средством обеспыливания газов. В качестве обеспыливателей применяют гибкие перегородки из тканей, металлических сеток. Процесс обеспыливания газа осуществляется в сформиро-

ванном слое из отфильтрованных частиц, [1]. Механические характеристики сформировавшегося слоя частиц определяют методы регенерации фильтровальных перегородок, от которых зависит эффективность, устойчивость обеспыливания, надежность функционирования фильтра.

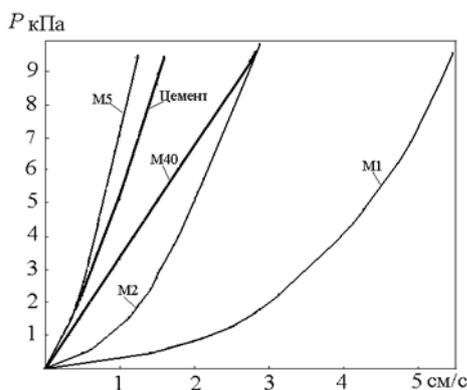


Рис.2. Давление воздуха перед рабочим цилиндром высотой 4.8 см. от скорости фильтрации.

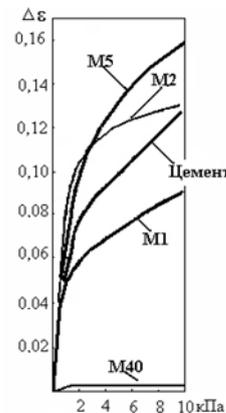


Рис.3. Изменение средней пористости от давления

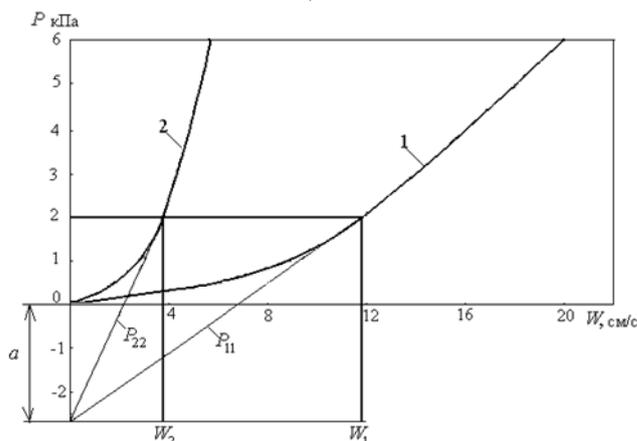


Рис. 4. Зависимость давления на входе в цилиндры от скорости воздуха в цилиндрах. P11, P22 - линии давлений, аппроксимирующие реальные изменения в диапазоне 1,5 - 2,5 кПа. с начальной координатой в точке «а».

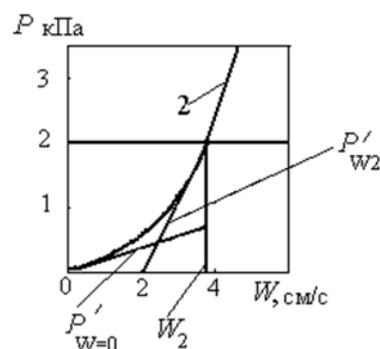


Рис.5. Схема определения производных

В [2] приведен анализ способов определения удельного сопротивления осадка.

Суммарное сопротивление $R_{\Sigma} = R_{\text{сл}} + R_{\text{ф}}$, 1/м. Для несжимаемого слоя и фильтрующей перегородки $P_{\Sigma} = \mu R_{\Sigma} W$, Па, где μ – коэффициент динамической вязкости, Па·с. Величина $R_{\text{сл}} = r_0 H_{\text{к}}$, где r_0 – величина удельного сопротивления слоя, 1/м². В [2] не рассмотрен вопрос о напряжениях, возникающих в сформированном на пористой перегородке слое, кото-

рые зависят от перепада давления. Напряжение в дисперсном теле увеличивается по направлению к перегородке, следовательно, уменьшается порозность слоя и увеличивается удельное сопротивление. В [2] величина удельного сопротивления по высоте слоя принимается осредненной, постоянной, но зависит от давления. Определены механические характеристики дисперсных тел, сформированных засыпкой в цилиндры тонкодисперсных порошков, состоящих из агломератов частиц (рис.1). Выяснилось [3], что насыпная плотность в цилиндре зависит от метода подготовки материала к засыпке, относительной влажности воздуха, от материала цилиндра, от высоты цилиндра. На рис. 2, 3 показаны экспериментальные зависимости изменения давления от скорости фильтрации и изменение порозности от давления для различных порошков в цилиндре из металлопластика высотой 48 мм с одним и тем же фильтром из ткани, который после каждого опыта освобождался от слоя частиц. Материал после просеивания через сито с ячейкой 1 мм^2 состоит из агломерированных частиц и после засыпки в рабочий цилиндр имеет насыпную плотность, которая обуславливается аутогезионными взаимодействиями между частицами.

Оценку перераспределения сопротивлений между слоем и фильтром рассмотрим на примере фильтрации воздуха через слой порошка М2 в цилиндрах высотой 10 и 40 мм [3]. На рис.4 показаны кривые 1 и 2 зависимости давления от скорости для цилиндров высотой 10 и 40 мм.

Кривые 1 и 2 показывают, что слой сжимаем. Проведем линию $P = S = \text{const}$ таким образом, чтобы касательные к линиям 1 и 2 в точках пересечения пересекали ось ординат при $a_1 \approx a_2 \approx a = 2.68 \text{ кПа}$ (рис.4). Проведем аппроксимацию кривых в диапазоне давлений $P = 1.5\text{--}2.5 \text{ кПа}$ следующим образом:

$$\frac{dP_2}{dW} \Big|_{p=s} = \mu R_{\Sigma 2} = \frac{S}{W_2}; \quad \frac{dP_1}{dW} \Big|_{p=s} = \mu R_{\Sigma 1} = \frac{S}{W_1}.$$

В диапазоне давлений $P = 1.5\text{--}2.5 \text{ кПа}$ эта линия соответствует значению $P = S \approx 2 \text{ кПа}$. Кривые изменения давления от скорости для несжимаемых слоев представим линейными зависимостями $P_{11} = \mu R_{\Sigma 1} W$, $P_{22} = \mu R_{\Sigma 2} W$, P_{11} , P_{22} – давления воздуха перед слоем высотой $H_{к1}$ и $H_{к2}$ с начальной координатой линейных аппроксимаций в точке a , $R_{\Sigma 1}$, $R_{\Sigma 2}$ – сопротивление слоя высотой $H_{к1}$ и $H_{к2}$ соответственно. Из этих соотношений следует:

$$R_{\Sigma 1} = \frac{P_{11}}{\mu W}, \quad R_{\Sigma 2} = \frac{P_{22}}{\mu W}, \quad r_0 = \frac{R_{\Sigma 2} - R_{\Sigma 1}}{H_{\kappa 2} - H_{\kappa 1}}, \quad R_{\phi} = \frac{R_{\Sigma 1} H_{\kappa 2} - R_{\Sigma 2} H_{\kappa 1}}{H_{\kappa 2} - H_{\kappa 1}}. \quad (1)$$

Имеем следующие данные для расчета: $H_{\kappa 1} = 10 \cdot (1 - \Delta \epsilon) \cdot 10^{-3} = 10 \cdot (1 - 0,1) \cdot 10^{-3} = 9 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; аналогично $H_{\kappa 2} = 40 \cdot (1 - \Delta \epsilon) \cdot 10^{-3} = 40 \cdot (1 - 0,1) \cdot 10^{-3} = 36 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $\mu = 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$. Согласно рисунку 4 имеем следующие данные параметров: $W_1 = 11,8 \cdot 10^{-2} \text{ м/с}$; $W_2 = 3,8 \cdot 10^{-2} \text{ м/с}$; $P_{22s} = (a+2) \cdot 10^3 = P_{11s} = 4,68 \cdot 10^3 \text{ Па}$. Подставляя эти данные в величины, входящие в формулу (1), получим $R_{\Sigma 1} = 2,2 \cdot 10^9 \text{ 1/м}$; $R_{\Sigma 2} = 6,8 \cdot 10^9 \text{ 1/м}$; $R_{\phi} = 0,67 \cdot 10^9 \text{ 1/м}$; $r_0 = 1,7 \cdot 10^{11} \text{ 1/м}^2$. Отметим, что давление в диапазоне $P = 1,5 - 2,5 \text{ кПа}$ определяется по соотношениям $P_2 = P_{22} - 2,68 \text{ кПа}$; $P_1 = P_{11} - 2,68 \text{ кПа}$.

Положим, что после проведения процесса фильтрации дисперсное тело состоит из уплотненной и неуплотненной частей. Для оценки распределения уплотненной и неуплотненной частей по длине дисперсного тела воспользуемся кривой 2 на рис.4. Обозначим $P'|_{W=0} = (dP/dW)|_{W=0}$, $P'|_{W_2} = (dP/dW)|_{W_2}$ – производная при $W=W_2$ (рис.5).

Запишем соотношения фильтрации для неуплотненного и уплотненного дисперсного тела в виде $P'|_{W=0} = H_{\kappa} \mu r_{0н}$, $P'|_{W_2} = H_{\kappa} \mu r_{0у}$. Общее давление складывается из потерь давления на участке неуплотненной части дисперсного тела и потерь давления на участке уплотненной части тела. $P = W_2(h_{н} \mu r_{0н} + (H_{\kappa} - h_{н}) \mu r_{0у})$ или

$$h_{н}/H_{\kappa} = [P'|_{W_2} - (P/W_2)] / [P'|_{W_2} - P'|_{W=0}]. \quad (2)$$

Например, из рисунка 5 следует $P'|_{W_2} = 2 / (3,8 - 2,2) = 1,25$; $P'|_{W=0} = 0,75 / 4 = 0,19$; $P/W_2 = 2 / 3,8 = 0,52$. Подставляя эти величины в формулу (2), получим $h_{н}/H_{\kappa} = 0,69$. Следовательно, высота уплотненной части дисперсного тела составляет менее трети высоты цилиндра. Эти данные позволяют провести оценку напряжений в слое частиц.

Список литературы:

1. Фильтры для улавливания промышленных пылей /М.Г. Мазус, А.Д. Мальгин, М.Л. Моргулис.– М.: Машиностроение. 1985.– 240 с.
2. Жужиков В.А. Фильтрование: Теория и практика разделения суспензий. – М.: Химия, 1980, 400 с.
3. Василевский М.В., Романдин В.И., Разва А.С., Зыков Е.Г., Полюшко В.А.. Метод определения характеристик слоя дисперсного материала на пористой фильтрующей перегородке //Материалы восемнадцатой Всеросс. науч.-техн. конференции "Энергетика: эффективность, надежность, безопасность." – Томск: Изд-во ТПУ, – 2012. С. 303–306.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ОКСИДОВ АЗОТА В ТОПКЕ КОТЛА БКЗ-320-140

Визгавлюст Н.В.¹, Старченко А.В.², Гиль А.В.¹, Тайлашева Т.С.¹

¹ Томский политехнический университет, г. Томск

² Томский государственный университет, г. Томск

Загрязнение атмосферного воздуха является одной из главных проблем современности из-за несовершенной хозяйственной деятельности человека. Искусственные антропогенные источники загрязнения воздуха представляют наибольшую опасность, и в первую очередь, связанные с процессами сжигания натуральных топлив [1].

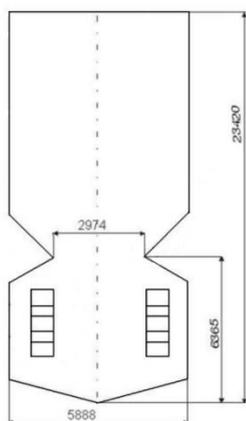


Рис. 1 Геометрические характеристики топки котла БКЗ–320–140

Примерно 40 % от общего количества загрязняющих атмосферу оксидов азота генерируется тепловыми электрическими станциями, сжигающим органическое топливо. Предсказание образования вредных веществ при сжигании органического топлива в котлах тепловых электростанций является одной из основных задач для энергетики. Использование методов численного исследования не только облегчает решение задач, но и позволяет проработать несколько вариантов рассматриваемой проблемы, для оценки конструктивных изменений и оптимизации инженерных решений для исследуемых объектов.

В данной работе используется численное моделирование процесса генерации оксидов азота при горении угольной пыли на базе модели созданной Митчеллом и Тэрбеллом [2]. Эта кинетическая модель проста в использовании, т.к. включает 13 реакций, учитывает процессы выхода и горения летучих, горение коксовой частицы. Модель [2] дает современное представление об аэромеханике процессов, ведущих к генерации оксидов азота при сжигании пылевидного топлива [3].

Аналитическое исследование модели Митчелла–Тэрбелла проведено в топке котла БКЗ–320–140 с последующей верификацией полученных результатов с экспериментальными данными натурального эксперимента [4].

Котел БКЗ–320–140ПТ (рис. 1) сжигает бурые угли Канско-Ачинского бассейна [4]. Спроектирован котел в однокорпусном исполнении П–образной компоновки с жидким шлакоудалением. На

отметке 11 400 м от нулевой находится «пережим», разделяющий камеру горения и камеру охлаждения. Каждый из двух восьмигранных предтопок, составляющих камеру горения, оборудован четырьмя щелевыми горелками [4].

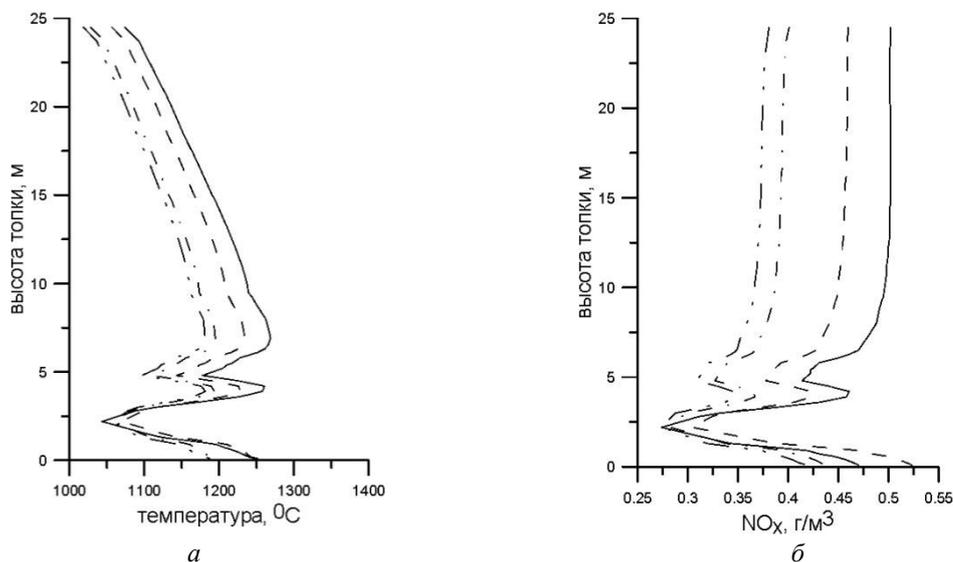


Рис. 2 Распределение по высоте топki:

а – средней в сечении температуры, *б* – концентрации оксидов азота:
 -••••• – $\delta=0,72$, -••• – $\delta=0,62$ - - - - - $\delta=0,55$, ———— $\delta=0,38$

Расчеты выполнялись с использованием: аэротермодинамических и температурных полей, полученных с помощью пакета прикладных программ (ППП) FIRE 3D [5]; концентрации оксидов азота – ППП FIRE 3D–NO_x [6], в зависимости от ступенчатой подачи топлива при постоянных избытке воздуха на выходе из топki 1,27 и нагрузке котла 300 т/ч. В качестве показателя организации ступенчатого сжигания принято отношение $\delta=V_1/V_p$, где V_1 – расход топлива на нижний ярус горелок, V_p – расход топлива на котел.

На рис. 2 представлено распределение по высоте топочной камеры температур и концентрации оксидов азота, осредненные в горизонтальных сечениях.

Максимальное количество оксидов азота NO_x образуется в зоне активного горения (рис. 2 б), характеризующейся повышенными значениями температуры двухфазного потока (рис. 2 а). Процесс образования оксидов идет в двух сравнительно не больших зонах, расположенных ниже и выше уровня горелочного пояса. Концентрация оксидов азота по ходу факела существенно не изменяется, это говорит о том, что образование оксидов в основном происходит на стадии выгорания летучих. Образование оксидов азота в камере охлаждения в

небольших количествах (10–15 %) от конечной концентрации на выходе из топки происходит за счет остаточного азота топлива в частицах, выносимых из камеры горения.

На рисунке 3 приведено сравнение полученных численных результатов с натурными исследованиями [4] и расчетной методикой [7] в зависимости от ступенчатой подачи топлива на выходе из топки.

Из рисунка 3 видно, что разработанная численная модель имеет высокую достоверность предсказания генерации оксидов азота. В дальнейшем может использоваться для предпроектной проработки конструктивных решений и модернизации котельных агрегатов, а организация ступенчатого сжигания является результативным методом внутритопочного подавления оксидов азота в топках промышленных котлоагрегатов.

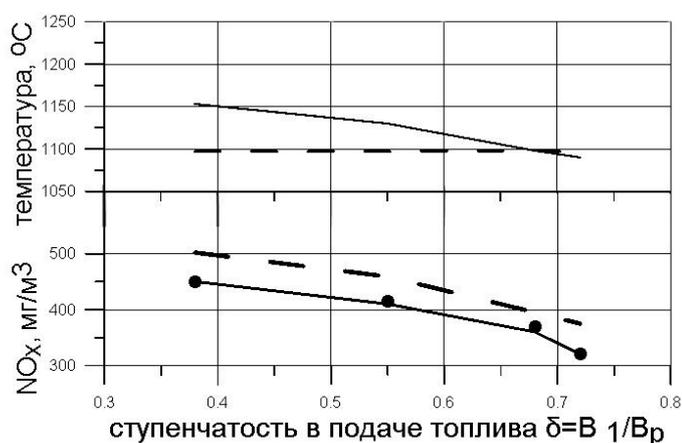


Рис. 3 Распределение на выходе из топки температуры и концентрации оксидов азота в зависимости от ступенчатости подачи топлива:

- – экспериментальные измерения [4], — — — — расчет с помощью ППП FIRE 3D- NO_x , — — — — расчет по нормативному методу [7]

Список литературы:

1. Котлер В.Р. Оксиды азота в дымовых газах котлов – М.: Энергоатомиздат, 1987 – 144 с., ил.
2. Mitchell J.W., Tarbell J.M. A kinetic model of nitric oxide formation during coal combustion // American Institute of Chemical Engineers Journal. – 1982. – V. 28. – № 2. – P. 302–310.
3. Иванова Н.В., Старченко А.В. Моделирование образования оксидов азота при горении угольной пыли. // Известия ТПУ, – Томск: ТПУ, 2002, Т. 305, № 2. – С. 147–151.
4. Будилов О.И., Заворин А.С. Опыт улучшения экологических характеристик тепловой электростанции. – Томск.: Издательство «Красное знамя», 1994. – 100 с.

5. Заворин А.С., Красильников С.В., Старченко А.В. Программный комплекс для расчета и визуализации трехмерных реагирующих турбулентных течений в топках котлов // Проблемы использования канско-ачинских углей на электростанциях: Матер. Всеросс. научно-практ. конф. – Красноярск: СибВТИ, 2000. – С. 369–371.
6. Визгавлюст Н.В., Старченко А.В. Программа для расчета концентрации монооксида азота в пылеугольной топке котлоагрегата // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2014611378. Бюлл. прогр. – 2014. – № 1.
7. Безгрешнов А.Н., Липов Ю.М., Шлейфер Б.М. Расчет паровых котлов. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 240с.

УДК 536.4

КРОССКОРРЕЛЯЦИОННАЯ ВИДЕОФИКСАЦИЯ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ГАЗОПАРОКАПЕЛЬНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Волков Р.С., Высокоморная О.В., Жданова А.О., Стрижак П.А.
Томский политехнический университет, Томск
E-mail: pavelspa@tpu.ru

В последние годы активно обсуждаются вопросы повышения эффективности современных технологий пожаротушения. Выдвигаются идеи использования диспергированных флегматизаторов горения (в особенности тонкораспыленной воды) в борьбе с пожарами. Существуют разные взгляды на применение тонкораспыленной воды при локализации возгораний. Однако последние результаты не только теоретических, но и экспериментальных исследований [1-7] показали особую эффективность применения данных систем в сравнении с традиционными технологиями пожаротушения. Особый интерес вызвала интенсификация процесса испарения тонкораспыленной воды в области пламени, повышающая эффективность ее использования в борьбе с возгораниями. На данный момент с помощью современных методов диагностики можно детально рассмотреть, как могут воздействовать начальные параметры (начальная температура, скорость, состав, размеры капель в потоке) на сам процесс.

Цель настоящей работы – экспериментальное изучение влияния начальных параметров тонкораспыленной воды на основные характеристики формирования двухфазных газопарокапельных потоков при их движении в области высокотемпературных продуктов сгорания.

Экспериментальный стенд и методы исследований

Схема экспериментального стенда, использованного при проведении исследований, представлена на рисунке 1. Экспериментальная установка представляет собой высокоскоростную измерительную систему диагностики двухфазных газо-, парожидкостных потоков, работающую на базе оптических методов «Particle Image Velocimetry» (PIV) и «Interferometric Particle Imaging» (IPI) [8-10]. Основными элементами экспериментальной установки (аналогично 5-7) являются: кросскорреляционная видеокамера 3 с форматом изображения – 2048×2048 пикселей, кадровой частотой – не менее 1,5 Гц, минимальной задержкой между двумя последовательными кадрами – не более 5 мкс; двойной

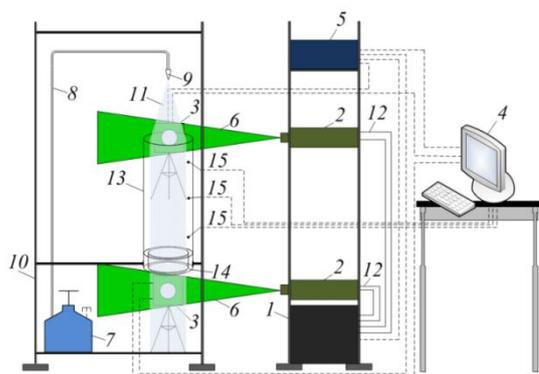


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 – генератор лазерного излучения; 2 – двойной импульсный твердотельный лазер; 3 – кросскорреляционная видеокамера; 4 – ПК: персональный компьютер; 5 – синхронизирующий процессор; 6 – световой «нож»; 7 – емкость с рабочей жидкостью; 8 – канал подачи рабочей жидкости; 9 – распылитель; 10 – штатив; 11 – капилляр тонкораспыленной жидкости; 12 – канал охлаждения лазера; 13 – светопрозрачный жаростойкий цилиндр; 14 – полый цилиндр с горючей жидкостью; 15 – термопары.

внутренней и внешней стенок – 0,1 м и 0,18 м соответственно) устанавливался в основание светопрозрачного жаростойкого цилиндрического канала 13 (высота 1 м, диаметр 0,2 м). В межстеночное пространство цилиндра 14 заливался керосин – горючая жидкость со стабильными свойствами. Перед началом экспериментов производилось зажигание керосина. В процессе горения во внутреннем пространстве цилиндрического канала 13 формировалось пламя и, как следствие, поток высокотемпературных продуктов сгорания. После прогрева внутренней полости цилиндра 13 до постоянных температур (около 1100 К), рабочая

импульсный твердотельный лазер 2 с активной сферой «алюмо-иттриевый гранат» и добавками неодима, имеющий длину волны – 532 нм, энергию в импульсе – не менее 70 мДж, длительность импульса – не более 12 нс, частоту повторений – не более 15 Гц; синхронизирующий процессор 5 с дискретизацией сигналов – не более 10 нс и поддерживающий режимы внешнего и внутреннего запуска.

Эксперименты проводились следующим образом. Полый цилиндр 14 (высота 0,1 м, диаметр

жидкость, находящаяся под давлением в емкости 7, по каналу 8 подавалась на вход распылителя 9. Выставлялись необходимые параметры распыления жидкости. Распылителем 9 осуществлялась подача капель рабочей жидкости в канал 13, заполненный высокотемпературными продуктами сгорания. При помощи светового «ножа» 6 лазера 2 частицы потока многократно освещались. Процедура видеорегистрации проводилась кросскорреляционной камерой 3. Видеоизображения передавались на персональный компьютер (ПК) 4, где выполнялась их обработка.

Последующая обработка изображений в установленных регистрационных областях (на входе и выходе цилиндрического канала 13) позволяла рассчитать смещения частиц за время между вспышками источника света и построить поля скорости «трассеров» с помощью метода PIV. Также были определены размеры капель с помощью метода IPI.

Для повышения качества видеоизображений при подсветке лазером в рабочую жидкость (аналогично опытам [5-7]) добавляли частицы диоксида титана (около 0,5 % по массе).

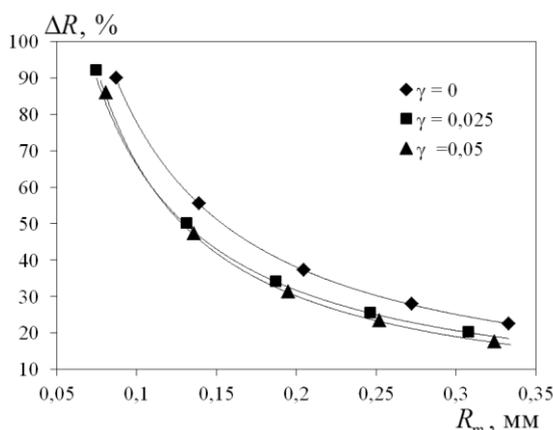


Рис. 2. Зависимость параметра ΔR от средних начальных размеров капель R_m при различных массовых долях соли γ в растворе рабочей жидкости ($T_w=293$ K, $U_m=0,8$ м/с).

Все эксперименты проводились в три этапа. На первом этапе в рабочую жидкость добавлялась соль NaCl (массовая доля γ в растворе изменялась в пределах $0 \div 0,05$) и оценивалось влияние примесей соли в жидкости на полноту ее испарения при прохождении через высокотемпературные газы. На следующем этапе определялось влияние начальной температуры рабочей жидкости ($293 \div 323$ K) на характеристики ее испарения. На третьем этапе производилась оценка влияния изменения начальных скоростей ($0,8 \div 1,4$ м/с) потока диспергированной жидкости на процесс ее испарения.

Для оценки полноты испарения рабочей жидкости при прохождении ей зоны пламени был введен интегральный параметр ΔR :

$$\Delta R = \frac{R_m^{\text{вх}} - R_m^{\text{вых}}}{R_m^{\text{вх}}} \cdot 100 ,$$

где $R_m^{\text{вх}}$, $R_m^{\text{вых}}$ – значение среднего характерного радиуса капель жидкости на входе и выходе из цилиндрического канала $I3$ соответственно, мм.

Температура газов (продуктов сгорания) в канале $I3$ контролировалась хромель-алюмелевыми (диапазон измеряемых температур $273 \div 1373$ К, допустимое отклонение $\Delta = 3,3$ К) термопарами на разных по высоте уровнях (0,15 м, 0,5 м, 0,85 м) и составляла 1070 ± 30 К. Начальная температура рабочей жидкости контролировались хромель-копелевыми (диапазон измеряемых температур $233 \div 573$ К, допустимое отклонение $\Delta = 2,5$ К) термопарами. Использовались известные методики термопарных измерений [11].

Систематические ошибки в измерениях температуры газа и жидкости не превышали 2,5 % [12], «трассирующих» скоростей – 2 % [8, 9], размеров капель – 1,5 % [10].

В ходе проведения серии экспериментов была произведена оценка влияния указанных выше факторов на полноту испарения капель жидкости в зоне пламени. На рисунке 2 показано влияние примесей соли на интенсивность испарения капель распыленной воды.

Так установлено, что при росте массовой доли γ соли NaCl в составе рабочей жидкости интенсивность ее испарения снижается незначительно (в пределах 10 %). В природных водоемах солесодержание может колебаться в диапазоне 0-100 г/л, поэтому нет необходимости выбора водоема, забора большого (часто избыточного) количества жидкости воздушными судами, ее специальной подготовки и других сопутствующих затратных операций при тушении лесных пожаров.

На рисунке 3 показано влияние начальной температуры воды на интенсивность ее испарения при прохождении через зону пламени. При изменении начальной температуры T_w ($293 \div 323$ К) в несколько раз интенсифицирует испарение распыленной воды.

В действительности же при разработке систем пожаротушения данный фактор не учитывается, хотя температура T_w тушащей жидкости в зависимости от температуры окружающей среды способна меняться в широком диапазоне.

Начальная скорость U_m потока распыленной жидкости также должна являться немаловажным фактором на этапах проектирования систем пожаротушения. Из результатов проведенных экспериментов,

представленных на рисунке 4 видно, что начальная скорость капель умеренно влияет (в пределах 5 %) на полноту их испарения в диапазоне скоростей (0,8÷1,5 м/с). В реальных же системах пожаротушения можно спрогнозировать значительное увеличение вклада скоростей U_m в полноту испарения скоростей U_m , т.к. скорость потока может составлять десятки метров в секунду.

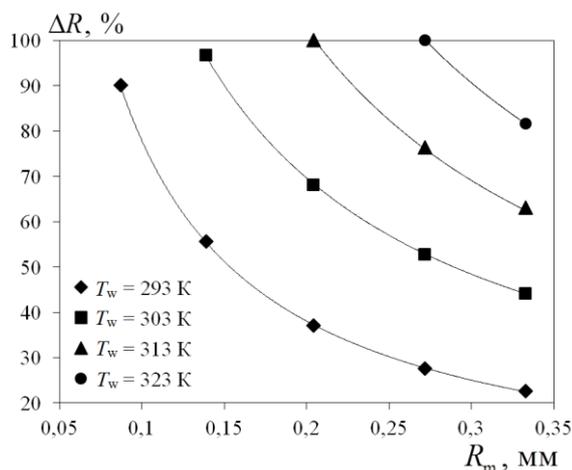


Рис. 3. Зависимость параметра ΔR от средних начальных размеров капель R_m при различных начальных температурах T_w рабочей жидкости ($\gamma=0$, $U_m=0,8$ м/с).

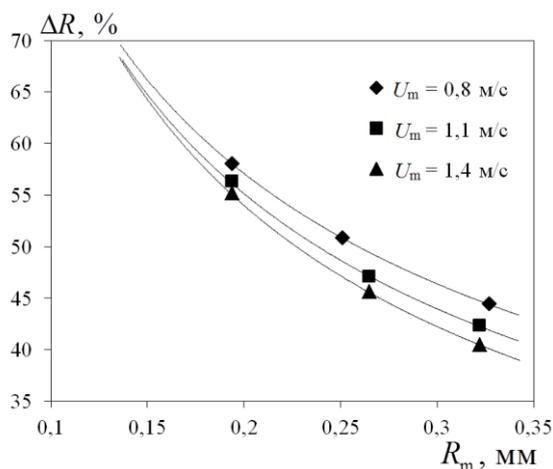


Рис. 4. Зависимость параметра ΔR от средних начальных размеров капель R_m при различных начальных скоростях движения U_m потока жидкости ($\gamma=0$, $T_w=298$ K).

Также, в результате проведенных экспериментов получено, что для помещений, где высота пламени, как правило, не превышает 1-2 м, скорость восходящих продуктов сгорания составляет 0,3÷2 м/с, а температура тушащей жидкости в системе пожаротушения соответствует комнатной, капли с размерами $R_m > 0,3$ мм проходят сквозь пламя практиче-

ски не испарившись (рис. 2-4), а капли с размерами $R_m \leq 0,15$ мм практически в полном объеме подвержены развороту и последующему уносу с высокотемпературными продуктами сгорания.

На основании полученных данных при тушении возгораний в помещениях можно рекомендовать использование полидисперсного капельного потока, более 50 % должны составлять капли с размерами $0,15 < R_m \leq 0,25$ мм. Капли с данным размером при продолжительном воздействии на пламя проникают в зону горения, и, испарившись там полностью, снижают температуру пламени ниже температур начала термического разложения горящих материалов и конструкций.

В результате проведенных экспериментальных исследований составлена математическая модель, которая описывает движение групп капель воды в высокотемпературной газовой среде. Математическая модель включает следующую систему нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных ($0 < \tau < \tau_d$):

$$0 < R < R_L, 0 < Z < Z_1, Z_2 < Z < Z_3, Z_4 < Z < Z_L; R_1 < R < R_L, Z_1 < Z < Z_2, Z_3 < Z < Z_4$$

$$\frac{1}{Fo_1} \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2}; \quad \frac{\partial \gamma_w}{\partial \tau} = \text{Gp}_3 \left(\frac{\partial^2 \gamma_w}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \gamma_w}{\partial R} + \frac{\partial^2 \gamma_w}{\partial Z^2} \right);$$

$$\gamma_f + \gamma_w = 1;$$

$$0 < R < R_1, Z_1 < Z < Z_2, Z_3 < Z < Z_4$$

$$\frac{1}{Fo_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2}; \quad Fo_1 = \frac{\lambda_1 t_m}{\rho_1 C_1 z_m^2}, Fo_2 = \frac{\lambda_2 t_m}{\rho_2 C_2 z_m^2}, \text{Gp}_3 = \frac{D_3 t_m}{z_m^2}, \dots$$

Начальные ($\tau=0$) условия (рис. 1, а): $\Theta = \Theta_0$ при $0 < R < R_L, 0 < Z < Z_1, Z_2 < Z < Z_3, Z_4 < Z < Z_L; R_1 < R < R_L, Z_1 < Z < Z_2, Z_3 < Z < Z_4; \Theta = \Theta_f, \gamma_f = 1, \gamma_w = 0$ при $0 < R < R_1, Z_1 < Z < Z_2, Z_3 < Z < Z_4$.

Граничные условия (рис. 1, а): на границах «жидкость – газ» ($R=R_1, Z_1 < Z < Z_2, Z_3 < Z < Z_4; Z=Z_1, Z=Z_2, Z=Z_3, Z=Z_4, 0 < R < R_1$) для уравнения диффузии задавались краевые условия II рода с учетом вдува паров воды; на внешних границах ($R=0, R=R_L, 0 < Z < Z_L; Z=0, Z=Z_L, 0 < R < R_L$) для всех уравнений принималось условие равенства нулю градиентов соответствующих функций. В отличие от модели [13] для учета влияния вдува паров воды на условия теплообмена на границах «жидкость – газ» в соответствии с заключениями [14] для уравнений энергии выставлялись следующие краевые условия:

$$R=R_1, Z_1 < Z < Z_2, Z_3 < Z < Z_4,$$

$$\frac{\partial \Theta_2}{\partial R} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} - Q_e W_e \frac{z_m}{\Delta T \lambda_2} - \rho_3 C_3 V_e (\Theta_{3s} - \Theta_{2s}) \frac{z_m}{\lambda_2},$$

$$Z=Z_1, Z=Z_2, Z=Z_3, Z=Z_4, 0 < R < R_1,$$

$$\frac{\partial \Theta_2}{\partial Z} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} - Q_e W_e \frac{z_m}{\Delta T \lambda_2} - \rho_3 C_3 V_e (\Theta_{3s} - \Theta_{2s}) \frac{z_m}{\lambda_2}.$$

Уравнение движения капли в условиях парообразования с учетом действия сил сопротивления и тяжести согласно представлениям [15–17] имеет следующий вид:

$$\frac{dv_d}{dt} = \frac{3\rho_3}{4\rho_2 2r_d} c_\chi |v_d - v_e| (v_d - v_e) + g, \text{ где } v_d(0) = v_0.$$

Таким образом, полученные в результате проведенных экспериментов и полученная на их основе математическая модель способны довольно подробно описать процесс испарения капель тонкораспыленной жидкости, движущихся через высокотемпературный газовый поток, с учетом целого ряда различных факторов.

В результате серии проведенных экспериментов получены зависимости влияния изменения основных параметров капель распыленной воды (начальная скорость, содержание примесей, размеры капель, температура тушащей жидкости) на процесс и степень их испарения при прохождении через высокотемпературные продукты сгорания.

Выбран полидисперсный капельный поток (не менее 50% которого составляют капли с размерами $0,15 < R_m \leq 250$, мкм), как наиболее эффективный при ликвидации возгораний в помещениях.

Разработана математическая модель, которая описывает процессы испарения капель жидкости при их движении в высокотемпературной газовой среде, позволяющая с учетом выявленных экспериментально особенностей производить прогностическую оценку доли испарившейся воды. Данная модель должна применяться для определения основных параметров оборудования, работающего в системах пожаротушения на базе тонкораспыленной воды.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект 14-39-00003).

Список литературы:

1. B. Yao, B.H. Cong, J. Qin, W.K. Chow, Fire Safety Journal 47, 32 (2012)
2. Na Meng, Longhua Hu, Shuai Liu, Long Wu, Longfei Chen, Binghai Liu. Journal of Fire Sciences 30, 138 (2012)
3. M. Guptaa, R. Rajoraa, S. Sahaia, R. Shankar, A. Ray, S.R. Kale, Fire Safety Journal 54, 130 (2012)
4. D.O. Glushkov, G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak, Math. Prob. Eng. 2014, 920480 (2014)
5. R.S. Volkov, G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak, Journal of Engineering Physics and Thermophysics 87, 450 (2014)
6. P.C. Волков, О.В. Высокоморная, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак, Инженерно-физический журнал 86 (2), 1327 (2013)

7. R.S. Volkov, O.V. Vysokomornaya, G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak, *Adv. Mech. Eng.* 2014, 865856 (2014)
8. R.D. Keane, R.J. Adrian, *Applied Scientific Research* 49, 191 (1992)
9. J.M. Foucaut, M. Stanislas, *Measurement Science and Technology* 13, 1058 (2002)
10. T. Kawaguchi, Y. Akasaka, M. Maeda, *Measurement Science and Technology* 13, 308 (2002)
11. Ю.В. Полежаев, Ф.Б. Юревич, *Тепловая защита (Энергия, Москва, 1976)*
12. А.Н. Зайдель, *Элементарные оценки ошибок измерений (Наука, Ленинградское отделение, 1968)*
13. П.А. Стрижак, *Инженерно-физический журнал* 86 (4), 839 (2013)
14. Б.М. Панкратов, Ю.В. Полежаев, А.К. Рудько, *Взаимодействие материалов с газовыми потоками (Машиностроение, Москва, 1975)*
15. Basset A.V. *On the motion of a sphere in a viscous liquid (Phil. Trans. Roy. Soc. Lond, 1888)*
16. Boussinesq J.V. *Sur la resistance d'une sphere solide (C.R. Hebd. Seanc. Acad. Sci. Paris, 1885)*
17. Oseen C.W. *Hydromechanik (Akademische Verlagsgem, Leipzig, 1927)*

УДК 621.311

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ВОЗДУШНОГО КОНДЕНСАТОРА НА ОСНОВЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Галашов Н.Н., к.т.н., Цибульский С.А.

Томский политехнический университет, г. Томск

E-mail: gal@tpu.ru

Применение воздушных конденсаторов (ВК) на ТЭС вместо водяных дает ряд существенных преимуществ: сокращение площади, занимаемой ТЭС, из-за отсутствия системы технического водоснабжения; уменьшение затрат и сроков строительства ТЭС; независимость расположения ТЭС от источника водоснабжения; улучшение экологической обстановки в районе расположения ТЭС. Главной проблемой применения ВК является то, что они имеют большие габариты при работе турбин ТЭС на водяном паре.

Одним из способов снижения этой проблемы является использование в цилиндре низкого давления турбин не водяного пара, а низкокипящих веществ (НКВ), пар которых имеет значительно большую плотность, чем водяной. При этом ВК будет надежно работать при отрицательных температурах в зимнее время года, что позволяет повысить КПД цикла за счет снижения температуры отвода теплоты.

Для исследования работы ВК на НКВ на основе методик, описанных в [1, 2], была разработана математическая модель, которая представляет систему уравнений, позволяющих по заданным геометрическим характеристикам теплообменной поверхности и режимным параметрам конденсируемого вещества и охлаждающего воздуха определить

теплогидравлические характеристики и параметры эффективности. На основе модели разработана программа расчета ВК в пакете электронных таблиц Excel, где теплофизические параметры всех веществ определяются с помощью функций динамической библиотеки «REFPROP» [3].

В модели в качестве исходных данных задаются: материал труб и ребер; тип ребер – круглые или прямоугольного сечения; диаметр оребренной трубы D ; высота ребра h ; диаметр трубы у основания ребер d_n ; толщина стенки трубы δ ; средняя толщина ребра Δ ; шаг ребер S ; поперечный шаг труб S_1 ; длина труб L ; ширина секции трубного пучка B ; число рядов труб в секции по ходу движения воздуха z ; число ходов теплоносителя z_x .

В качестве режимных параметров задаются: температура наружного, входящего в ВК, воздуха $t_{нв}$; барометрическое давление $p_б$; скорость охлаждающего воздуха ω_2 ; температура конденсации теплоносителя в ВК $t_к$; температура (или степень сухости) теплоносителя на входе в ВК $t_{вх}$ ($x_{вх}$); степень сухости теплоносителя на выходе из секции ВК, $x_{вых}$; расход G или скорость ω_1 теплоносителя.

В результате расчета определяются: объемный $V_в$ и массовый $G_в$ расход воздуха; тепловой поток от теплоносителя к воздуху Q , кВт; нагрев воздуха в секции ВК Δt_2 , °С; поверхность теплообмена оребренных труб секции F , м²; коэффициент теплопередачи K , Вт/(м²К); коэффициент теплосъема $\epsilon=Q/(LB(t_к-t_{нв}))$, кВт/(м²К); удельный тепловой поток от пара к воздуху через единицу оребренной поверхности $q=Q/F$, Вт/м²; аэродинамическое сопротивление пучка труб секции Δp_2 , кПа.

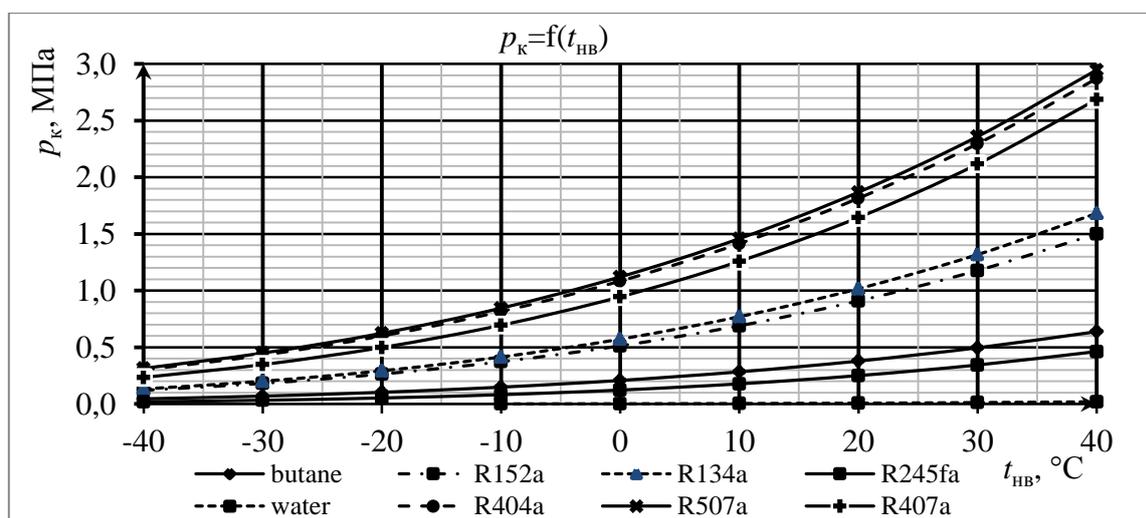


Рис. 1. Зависимость $p_к$ от $t_{нв}$

С помощью модели исследована работа ВК на ряде веществ в интервале температур наружного воздуха $t_{нв}$ -40...40 °С. Для исследования

были выбраны вода (water), фреоны (R152a, R134a, R245fa, R404a, R507a и R404a), а также бутан (butane). Выбранные фреоны являются озононеразрушающими и неогнеопасными. Бутан выбран, как наиболее рекомендуемое в последнее время рабочее тело для бинарных циклов паротурбинных установок.

Рассматривалась работа ВК при $\omega_2=6$ м/с и постоянном расходе теплоносителя в секции. Для фреонов и бутана $G=4$ кг/с, а для водяного пара 0,1 кг/с, т.к. при большем расходе получаются слишком большие скорости (>180 м/с), особенно при низких температурах конденсации.

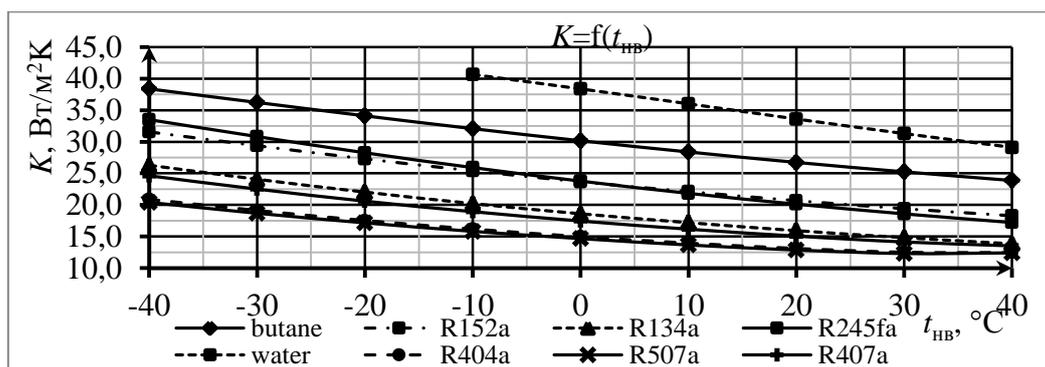


Рис. 2. Зависимость K от t_{HB}

В качестве исходных данных приняты параметры стандартной секции [2]: материал труб – сталь 20, ребер – дюраль; тип ребер – круглые; $D = 0,057$ м; $h = 0,015$ м; $d_H = 0,027$ м; $\delta = 0,002$ м; $\Delta = 0,000735$ м; $S = 0,0025$ м; $S_1 = 0,084$ м; $L = 12$ м; $B = 2$ м; $z = 8$; $z_x = 1$; число труб в секции 190; $F = 3876$ м². Температура конденсации теплоносителя принималась на 20 °C выше t_{HB} .

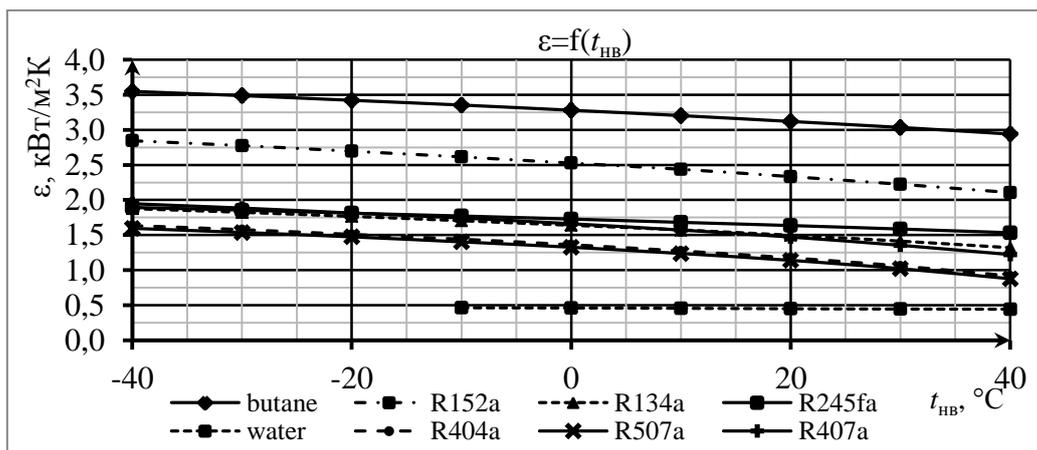


Рис. 3. Зависимость ε от t_{HB}

Результаты исследований приведены на рис. 1–4.

Рис. 1 показывает, что по давлению конденсации наилучшими являются R245fa и бутан, на втором месте стоят R152a и R134a, остальные фреоны имеют слишком большое давление, что приведет к увеличению капитальных затрат в ВК. При этом бутан будет работать с давлением выше атмосферного при $t_{\text{нв}} > -20$ °С, а R245fa – при $t_{\text{нв}} > -7$ °С, ниже этих температур в трубах ВК будет разрежение и возможен присос воздуха, что ухудшает теплообмен и может потребовать необходимость установки воздухоотсасывающих устройств. При одинаковых $t_{\text{нв}}$ давление R152a в два раза выше, чем у бутана.

На рис. 2 видим, что наибольший коэффициент теплопередачи у водяного пара, на втором месте стоит бутан, а на третьем при положительных $t_{\text{н}}$ – R152a, а отрицательных – R245fa.

Как видно на рис. 3, при одинаковых расходах пара и режимных параметрах наибольший коэффициент теплосъема у бутана, на втором месте находится R152a, а на третьем – R245fa.

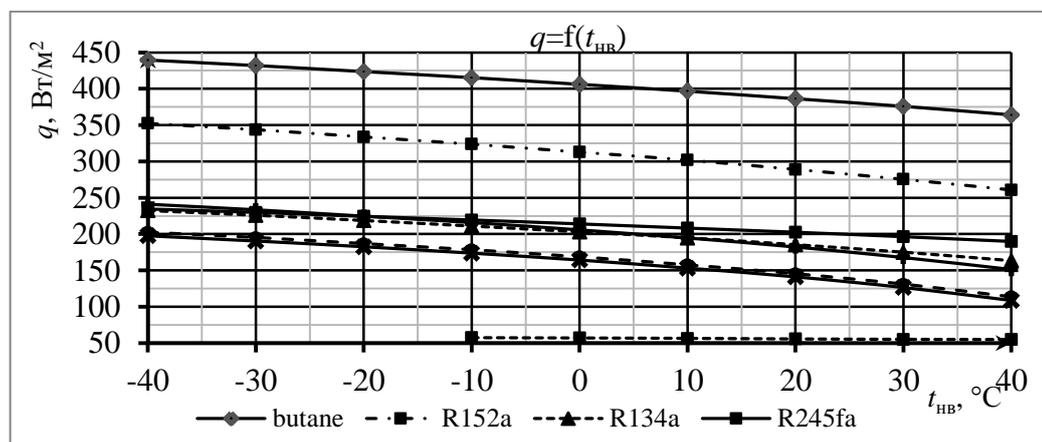


Рис. 4. Зависимость q от $t_{\text{нв}}$

Рис. 4 показывает, что у бутана при одинаковых условиях удельный тепловой поток на 90 Вт/м^2 выше, чем у R152a, и на 200 Вт/м^2 выше, чем у R245fa. Также видим, что с ростом температуры наружного воздуха удельный тепловой поток падает примерно на 10 Вт/м^2 на каждые 10 °С.

Проведенные исследования показывают, что наилучшие показатели по эффективности работы ВК имеет бутан, на втором месте находится R152a, а на третьем – R245fa. Эффективность воды по всем показателям, кроме коэффициента теплопередачи, существенно хуже, чем у НКВ.

Применение НКВ в бинарном цикле позволит существенно уменьшить число выхлопов и габариты ЦНД турбины, а также диаметры паропроводов от турбины к конденсатору.

Список литературы:

1. Мильман О.О., Федоров В.А. Воздушно-конденсационные установки. – М.: Издательство МЭИ, 2002. – 208 с.
2. Бессонный А.Н., Дрейнер Г.А., Кунтыш В.Б. Основы расчета и проектирования теплообменников воздушного охлаждения: Справочник: Под общ. ред. В.Б. Кунтыша, А.Н. Бессоного. – СПб.: Недра, 1996. – 512 с.
3. URL: <http://www.nist.gov/srd/nist23.cfm> (Дата последнего обращения: 15.09.2014).

УДК 621.311

ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВОЗДУШНЫХ КОНДЕНСАТОРОВ НА ТЭС

Галашов Н.Н., к.т.н., Цибульский С.А., Ставронский С.А.

Томский политехнический университет, г. Томск

E-mail: gal@tpu.ru

В настоящее время в качестве основных аппаратов для конденсации выхлопного пара турбин применяются конденсаторы поверхностного типа, в которых охлаждение пара производится потоком воды. Эти конденсаторы имеют целый ряд достоинств: высокий коэффициент теплопередачи, компактность и удобную компоновку с турбиной, малые потери давления в тракте турбина–конденсатор, из-за чего и нашли широкое применение на тепловых электростанциях (ТЭС). Но при применении этих конденсаторов имеется ряд недостатков и проблем: для конденсации 1 кг пара требуется 50–100 кг охлаждающей воды; необходима система подвода, отвода и охлаждения воды; необходима система очистки трубок конденсатора от механических, солевых и биологических загрязнений; при эксплуатации этих систем происходит загрязнение водоемов, земли и атмосферы; насыщение воздуха паром при испарении воды в зимнее время приводит к обмерзанию и возможным нарушениям работы оборудования; при нарушениях работы системы водоснабжения возможна аварийная остановка турбины; при эксплуатации прямоточной и оборотной системы с прудами-охладителями возникают проблемы во время паводка и мелководья, а для систем с градирнями – в зимнее время; при водяном охлаждении нельзя получить температуру конденсации пара ниже 10 °С; поскольку конденсация водяного пара происходит при давлении ниже атмосферного, требуется система отвода воздуха из конденсатора и затраты на ее установку и эксплуатацию.

Большинство этих проблем можно решить при применении конденсаторов с воздушным охлаждением пара.

При использовании воздушных конденсаторов (ВК) ТЭС становится независимой от источника воды, отпадает необходимость в сооружении и эксплуатации водозаборных и очистных сооружений, строительстве градирен и других систем водоснабжения. В экологическом отношении ВК позволяют избежать загрязнения природы солями и насыщения атмосферного воздуха водяными парами. Сокращается число систем ТЭС, и улучшаются условия и надежность ее эксплуатации. Конденсацию паров многих веществ можно производить при температурах ниже 0 °С.

Применение ВК особенно выгодно на энергоблоках с бинарным циклом, когда в нем конденсируется низкокипящее вещество (НКВ) с большой плотностью пара. При этом размеры ВК и паропроводов существенно уменьшаются. Конденсация пара НКВ даже при отрицательных температурах происходит при давлениях выше атмосферного, что препятствует присосу воздуха в конденсатор и не приводит к снижению теплообмена в нем. Также не требуется специальная система отсоса воздуха из конденсатора, что упрощает схему турбоустановки и облегчает ее эксплуатацию. Большинство НКВ не вызывают коррозии оборудования, что увеличивает надежность и ресурс его работы, а также снижает затраты на ремонт.

Таким образом, воздушные конденсаторы по сравнению с водоохлаждаемыми имеют следующие преимущества:

- независимость расположения ТЭС от источника водоснабжения;
- уменьшение экологического влияния на человека, природу и атмосферу в районе расположения ТЭС;
- существенное сокращение площади, занимаемой ТЭС, из-за отсутствия системы технического водоснабжения;
- сокращение затрат и сроков строительства ТЭС;
- сокращение затрат электроэнергии на собственные нужды ТЭС в зимнее время путем отключения части или всех вентиляторов подачи воздуха;
- при применении НКВ – возможность конденсации их пара при отрицательных температурах в зимнее время года, что позволяет повысить КПД цикла за счет снижения температуры отвода теплоты.

Главными недостатками ВК являются:

- большие габариты из-за низкого коэффициента теплопередачи;
- применение оребренных труб, часто с цветными металлами для ребер;
- необходимость установки вне машинного зала ТЭС;

- длинные трубопроводы большого диаметра и существенные потери давления при транспортировке пара от турбины к конденсатору.

Из-за больших габаритов ВК продолжительное время использовались на блоках малой мощности (до 15 МВт). Впервые на ТЭС ВК был применен на энергоблоке мощностью 160 МВт в маловодном районе Испании в 1970 г [1]. В процессе проектирования, сооружения и эксплуатации данного ВК были созданы условия для технических решений, которые позволили в дальнейшем применять подобные конденсаторы на турбинах большей мощности и в более сложных климатических условиях. В настоящее время имеются блоки с ВК мощностью выше 600 МВт.

Воздушные конденсаторы уже нашли широкое применение в таких странах, как США, Германия, Франция, ЮАР, Нидерланды. Опыт эксплуатации и исследований ВК в данных странах позволяет оценить стоимость воздушно-конденсационной установки в районе 80–100 % стоимости системы обратного водоснабжения, а расход электрической энергии на привод вентиляторов и циркуляционных насосов примерно сопоставимы [2].

Результаты многолетней эксплуатации воздушных конденсаторов свидетельствуют о возможности их надежного использования в диапазоне температур от -55 до +55 °С в условиях резкоконтинентального климата. Эти факты подтвердила продолжительная эксплуатация энергоблока мощностью 365 МВт в США (с 1978 г.) [1].

При эксплуатации ВК выявлены следующие проблемы:

- возможность замерзания конденсата в трубах в зимнее время и разрушение труб, в основном, в районе неоребранных гибов;

- неравномерность распределения пара по отдельным трубам, что особенно проявляется для рядов труб по ходу потока воздуха, т.к. трубы на выходе воздуха более горячие, их конденсирующая способность падает;

- большое влияние наличия неконденсирующихся газов, что приводит к сильному падению коэффициента теплоотдачи при конденсации пара в трубе, поэтому в конденсаторах, работающих с давлением ниже атмосферного, необходима система отвода неконденсирующихся газов;

- необходимость очистки поверхностей теплообмена от отложений на ребрах, путем смывания водой.

Проблема замерзания конденсата в трубах ВК в зимнее время при работе на водяном паре является одной из наиболее серьезных, поскольку приводит к разрушению труб и необходимости ремонта конденсатора и остановки турбины. Поэтому ВК для водяного пара выпол-

няют обычно двухступенчатыми. В первой ступени конденсируется до 85 % пара, и он движется вниз, а во второй ступени пар движется вверх, а конденсат вниз, при этом пар подогревает конденсат и не дает ему замерзнуть. Так же для решения этой проблемы применяются трубы овальной формы, т.к. они при замерзании воды деформируются, но не разрушаются. В ВК для НКВ проблема замерзания обычно отсутствует.

Одной из важных проблем применения ВК является отсутствие надежной методики их расчета. При этом наиболее неотработанным является вопрос конденсации пара внутри вертикальных и наклонных труб. Имеется большое количество публикаций по этому вопросу, но надежной методики расчета нет, поэтому в основном используются экспериментальные данные [3, 4].

Рассмотрим перспективные направления применения ВК на ТЭС.

Поскольку основным недостатком ВК является низкий коэффициент теплопередачи и, в результате, большие размеры, то применять их выгодно на ТЭС, где установлены турбины с невысокими расходами пара в конденсатор. Это, в первую очередь, турбины ТЭЦ и утилизационные парогазовые установки (ПГУ). При этом для ТЭЦ немаловажно также то, что они строятся либо в черте города, либо рядом с ним и при этом имеются большие проблемы с источником водоснабжения и экологическим загрязнением. Мощность паровых турбин утилизационных ПГУ составляет треть мощности энергоблока, и, таким образом, расход пара в конденсатор у них в три раза меньше, чем у обычных паротурбинных энергоблоков одинаковой единичной мощности. При этом ТЭС с ПГУ становится выгодно устанавливать в районе топливодобычи, где обычно нет воды для использования конденсаторов водяного охлаждения, а потери энергии на перекачку газа на ТЭС значительно выше потерь при передаче электроэнергии.

Значительное повышение эффективности при применении ВК можно получить на ПГУ тринарного типа [5] при установке их в северных районах России, где в основном расположены районы добычи газа, а температуры наружного воздуха ниже 0 °С стоят 7–8 месяцев в году.

Список литературы:

1. Клевцов А.В., Пронин В.А. Анализ применения воздушных конденсаторов в энергетике. URL: <http://nst.e-apbe.ru/book/6.4.1.pdf> (Дата последнего обращения: 10.09.2014).
2. Юшков Б.В. Разработка воздушного конденсатора нового поколения и исследование его характеристик // Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук, Москва, 2001 г., 234 с. URL: <http://www.dissercat.com/content/razrabotka-vozdushnogo-kondensatora-novogo>

pokoleniya-i-issledovanie-ego-kharakteristik (Дата последнего обращения: 10.09.2014).

3. Мильман О.О., Федоров В.А. Воздушно-конденсационные установки. – М.: Издательство МЭИ, 2002. – 208 с.
4. Бессонный А.Н., Дрейнер Г.А., Кунтыш В.Б. Основы расчета и проектирования теплообменников воздушного охлаждения: Справочник: Под общ. ред. В.Б. Кунтыша, А.Н. Бессоного. – СПб.: Недра, 1996. – 512 с.
5. Галашов Н.Н., Цибульский С.А. Анализ влияния основных параметров паротурбинного цикла на эффективность тринарных парогазовых установок // Известия Томского политехнического университета. 2013. – Том 323. № 4. С. 14–21.

УДК 536.253

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ЯДРА КОНДЕНСАЦИИ НА ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ КИСЛОТНЫХ ОСАДКОВ В РАЙОНАХ РАБОТЫ ТЭС

Гвоздяков Д.В., Губин В.Е.

Томский политехнический университет, г. Томск

E-mail: dim2003@tpu.ru; gubin@tpu.ru

Современная атмосфера Земли представляет собой совокупность множества газообразных соединений природного [1] (кислород, азот и т.д.) и антропогенного (оксиды азота, серный ангидрид и т.д.) происхождения [1–2].

Известно [3], что в процессе движения неоднократно изменяются геометрические характеристики атмосферных капель. При диаметре (d) от 10^{-6} м до $100 \cdot 10^{-6}$ м последние, как правило, имеют сферическую форму [4], если $100 \cdot 10^{-6} < d < 1 \cdot 10^{-3}$ м эллипсоидную. Основываясь на результатах [4] можно предположить, что геометрические параметры капель повлияют на ареал их выпадения на поверхности Земли, так как движение капель несферической формы отличается от движения шарообразных не только количественными характеристиками (более высокими значениями коэффициента сопротивления – C_D), но и механизмом движения.

Проведенные ранее исследования [5] иллюстрируют механизм формирования седиментационных кислотных осадков в атмосфере, прилегающей к тепловой электрической станции.

Целью настоящей работы является численный анализ результатов процесса формирования седиментационных кислотных осадков в атмосфере, прилегающей к тепловой электрической станции, на поверхности

ядер конденсации цилиндрической и сферической форм с учетом основных значимых факторов.

Рассматривается область решения задачи, соответствующая атмосфере, прилегающей к источнику выброса в воздушный бассейн продуктов сгорания твердых топлив, содержащих SO_3 . Механизм формирования седиментационных капель протекает аналогично [6].

При решении задачи принято допущение: по каждой траектории движения к поверхности Земли может пройти одна частица (при ее образовании расходует весь серный ангидрид и водяной пар, присутствующий в окрестной зоне траектории). Аналогично [4] влияние несферичности капли характеризовалось коэффициентом несферичности Γ , как отношение площади поверхности реальной капли к площади поверхности сферы аналогичного объема.

Уравнения теплопроводности и движения для капли (цилиндрической и сферической форм) в рамках принятой физической модели исследуемого процесса имеют вид:

$$\rho_1 \cdot C_P \cdot \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{\lambda}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \cdot \left(r \cdot \frac{\partial T_1}{\partial r} \right), \quad (1)$$

$$\rho_1 \cdot C_P \cdot \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial T_1}{\partial r} \right), \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{dV_X}{dt} &= \frac{3 \cdot \Gamma \cdot C_D \cdot \rho_1 \cdot (V_X - U_0) \cdot (V_X - U_0)}{8 \cdot \pi \cdot \delta \cdot \rho_2} \\ \frac{dV_Y}{dt} &= g + \frac{3 \cdot \Gamma \cdot C_D \cdot \rho_1 \cdot (V_Y - V_0) \cdot (V_Y - V_0)}{8 \cdot \pi \cdot \delta \cdot \rho_2} \end{aligned} \right\}, \quad (3)$$

где $\rho_{1,2}$ – плотность, кг/м^3 ; C_P – изобарная теплоемкость, $\text{Дж}/(\text{мкг} \cdot ^\circ\text{C})$; λ – коэффициент теплопроводности, $\text{Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})$; T – температура, К ; t – время, с ; V_X, V_Y – скорости капли в направлении осей x и y , соответственно, м/с ; C_D – коэффициент сопротивления; g – ускорение свободного падения, м/с^2 ; r – радиус, м ; δ – характерный геометрический размер капли (рис. 1), м ; U_0, V_0 – компоненты скорости внешней среды, м/с .

Начальные и граничные условия для уравнения (1)–(2) имеют вид:

$$\begin{cases} t=0: T=T_0, \quad 0 \leq r \leq \delta; \\ r=0: -\lambda_1 \cdot \frac{\partial T_1}{\partial r} + Q \cdot W_K = -\lambda_2 \cdot \frac{\partial T_2}{\partial r}, \quad T_1=T_2; \quad r=\frac{\delta}{2}: \frac{\partial T_1}{\partial r}=0. \end{cases} \quad (4)$$

где δ – характерный размер капли, м .

Скорость конденсации рассчитывалась по формуле Герца-Кнудсена [7].

Использовался итерационный алгоритм, разработанный для решения нелинейных задач теплопроводности в условиях локального теплового воздействия [8–9] методом конечных разностей. Для оценки достоверности результатов численного моделирования проводилась проверка консервативности разностной схемы по методике [10–11].

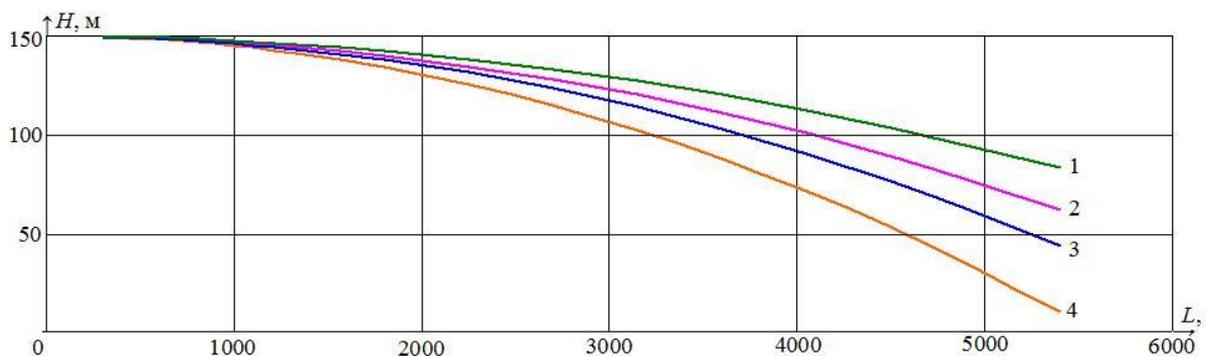


Рис. 1. Траектории движения капель:
1-2 капли цилиндрической формы в зимний и летний период;
3-4 капли в форме сферы в зимний и летний период

Математическое моделирование выполнено при следующих значениях параметров, характеризующих начальные условия рассматриваемого процесса: $U_0=5$ м/с; $V_0=0,5$ м/с; температура капли в начальный момент времени: лето – 294 К; зима – 262 К.

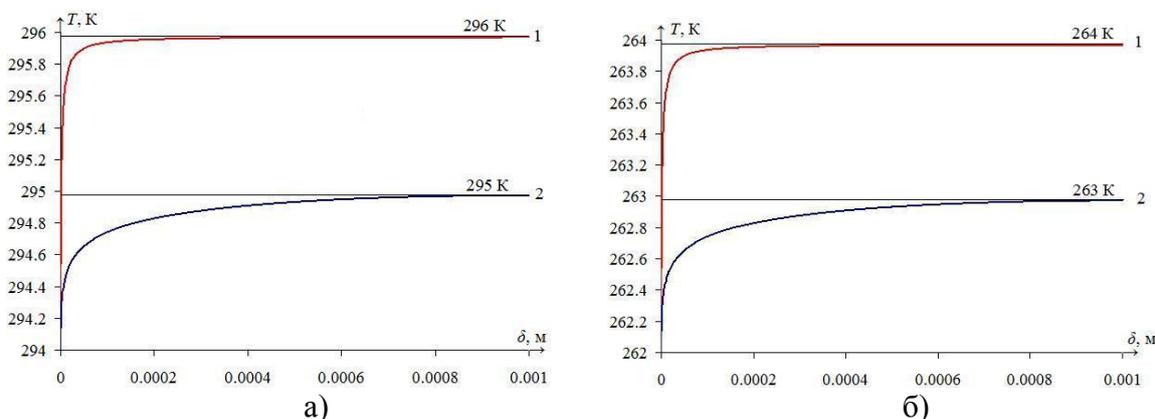


Рис. 2. Температурные поля капли в момент времени $t=600$ с:
а) – в летний период; б) – в зимний период
1 – капли в форме сферы; 2 – капли цилиндрической формы

Исследования влияния геометрических характеристик, формирующихся капель кислоты выполнен для диапазона времени 6000 с на поверхности ядер конденсации размером от $5,00 \cdot 10^{-6}$ м.

На рис. 1 представлены траектории движения капель в воздушном пространстве в зимнее и летнее время года. Результаты численного моделирования показывают, что траектории движения частиц различной формы отличаются существенно. Так, частицы сферической формы в летний период года за рассматриваемый временной интервал достигают приземных слоев атмосферы (рис. 1 кривая 4). Капли, геометрическая форма которых представляет собой цилиндр, за период 6000 с способны распространяться на расстояния до 5500 м на высоте от 50 до 100 м.

Представленные на рис. 2 результаты математического моделирования позволяют сформулировать следующие выводы: во-первых, в рассматриваемом временном интервале значения температур поверхности конденсации (зимой и летом) сопоставимы с температурой атмосферного воздуха; во-вторых, в летнее время года за рассматриваемый временной интервал приповерхностные слои капли прогреваются, как правило, до температур окружающей среды.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 гг.» Мероприятие 1.4. ГК 14.581.21.0001.

Список литературы:

1. Заиков, Г.Е. Кислотные дожди и окружающая среда [Текст] / Г.Е. Заиков, С.А. Маслов, В.Л. Рубайло – М., Химия, 1991. – 144 с.
2. Волков, Э.П. Газоотводящие трубы ТЭС и АЭС [Текст] / Э.П. Волков, Е.И. Гаврилов, Ф.П. Дужих – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 280 с.
3. Гегузин, Я.Е. Капля [Текст] / Я.Е. Гегузин – М.: Наука, 1973. – 161 с.
4. Терехов, В.И. Тепломассоперенос и гидродинамика в газочапельных потоках: монография [Текст] / В.И. Терехов, М.А. Пахомов – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2008. – 284 с.
5. Гвоздяков, Д.В. О влиянии конвекции на формирование капель серной кислоты в атмосфере, прилегающей к району расположения тепловой электрической станции [Текст] / Д.В. Гвоздяков, В.Е. Губин // Известия ТПУ. – 2013. – Т. 323 – №4. – С. 185–189.
6. Gvozdyakov, D.V. The formation of acid rain in the atmosphere, adjacent to the TTP with the joint-condensing sulfur dioxide and water vapor [Text] / D.V. Gvozdyakov, V.E. Gubin, A.A. Matveeva // EPG Web of Conference. – 2014. – V. 76.
7. Лабунцов А.Д. Физические основы энергетики. Избранные труды по теплообмену, гидродинамике, термодинамике. – М.: Изд-во МЭИ, 2000. – 388 с.
8. Kuznetsov, G.V. Mathematical modeling of complex heat transfer in a rectangular enclosure [Text] / G.V. Kuznetsov, M.A. Sheremet // Thermophysics and Aerodynamics. – 2009. – V. 16. – №1. – P. 119–128.
9. Kuznetsov, G.V. New approach to the mathematical modeling of thermal regimes for electronic equipment [Text] / G.V. Kuznetsov, M.A. Sheremet // Russian Microelectronics. – 2008. – V. 37. – №2. – P. 131–138.

10. Kuznetsov, G.V. 3D problem of heat and mass transfer at the ignition of a combustible liquid by heater metal particle [Text] / G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak // Journal of Engineering Thermophysics. – 2009. – V. 18. – №1. – С. 72–79.
11. Kuznetsov, G.V. The influence of heat transfer conditions at the hot–liquid fuel interface on the ignition characteristics [Text] / G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak // Journal of Engineering Thermophysics. – 2009. – V. 18. – №1. – С. 162–167.

УДК 621.181

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ТОПКАМ С ЦИРКУЛИРУЮЩИМ КИПЯЩИМ СЛОЕМ

Гиль А.В., Гиль А.Ю.

¹Томский политехнический университет, Томск

²Томский государственный университет

E-mail: andgil@tpu.ru

Постоянное увеличение производства тепловой и электрической энергии в мире ставит перед обществом ряд проблем по перспективному развитию энергетических технологий. Прежде всего, это повышение эффективности, надежности и технологического совершенствования ТЭС, а также снижение негативного влияния ТЭС на окружающую среду.

Поэтому, не смотря на консерватизм генерации тепловой и электрической энергии, и достижения казалось бы предельных параметров рабочего тела с применением парового цикла, в котором основными элементами представляются котельный агрегат и паровая турбина наблюдается активное внедрение новых технологий для более эффективной генерации.

При этом можно отметить, что в последние десятилетия во многих странах мира идет процесс становления открытого постиндустриального общества, которое радикально преобразует социокультурное пространство бытия человека в мире. Внедрение и использование новых инженеринговых, информационных и коммуникационных технологий имеет глобальный характер. И при этом возрастающий уровень технологичности производства, использования новых форм управления процессом производства, основанных на инновационных методах ставит перед современным инженером и управленцем требование мыслить междисциплинарными и межнаучными категориями. Основным ресурсом развития личности в современном обществе становятся информация и знания. Умение работать с базами данных, объем и качество освоенной информации, способность производить новое знание, внедрять новые методы в традиционные технологические цепочки [1].

В энергетике наиболее перспективно совершенствовать и развивать угольные технологии, поскольку в мире существуют большие его запасы, которые в будущем будут более конкурентоспособны по цене по отношению к нефти и природному газу.

В США ведутся работы по разработке материалов способных обеспечить надежную эксплуатацию энергоблоков с давлением 35 МПа и температурами до 870 °С.

В странах Евросоюза разрабатывают пылеугольные котельные агрегаты на суперсверхкритические параметры пара с давлением острого пара 37,5 МПа и перегревом до 720 °С. При этом к 2030 году намереваются достичь КПД до 55 % с температурой пара до 800 °С.

Технологии использования твердого топлива на основе газификации позволяют добиться высоких экологических показателей и при этом, несмотря на все сложности технологического процесса, в последние годы в США введены в эксплуатацию опытные установки мощностью 250 и 350 МВт с КПД на уровне 46–48 %.

При этом процесс воздушной или паровоздушной газификации наиболее перспективно организовывать с использованием технологии циркулирующего кипящего слоя. Данная технология активно внедряется и на котлах с прямым сжиганием угля.

В 2009 году в Польше запущен в эксплуатацию первый энергоблок 460 МВт с котлом ЦКС производства компании Фостер–Уиллер, рассчитанный на сверхкритические параметры острого пара (265 бар/560 °С). Данный блок обеспечивает лучший в мире КПД для блоков с котлами с ЦКС – 43,3 %, что в совокупности с очень низким уровнем выбросов удовлетворяет требованиям директивы Евросоюза по крупным установкам сжигания топлив [2].

Эффективность работы котла с ЦКС зависит от ряда факторов, влияющих на распределение, выгорание, внутреннюю и внешнюю циркуляцию частиц. Поскольку качественное проектирование мощных энергетических котлов с циркулирующим кипящим слоем в значительной степени зависит от представления и анализа газодинамических процессов, то их наиболее перспективно исследовать с учетом уровня развития современной вычислительной техники, используя методы численного анализа, имеющие ряд широко известные преимуществ по отношению к теоретическим и экспериментальным методам.

В качестве примера приведено численное исследование газодинамики на основе модели топки котла с циркулирующим кипящим слоем высотой 5,4 м, диаметром 0,14 м. Скорость подачи воздуха снизу – 10,5 м, расход топлива – 0,02 кг/с.

Численное описание движения полидисперсных частиц топлива в топке котла выполнено при помощи лагранжевого подхода. Основная идея этого способа представления поведения дисперсной фазы заключается в том, что весь спектр частиц пылеугольного топлива, поступающего в топочную камеру, разбивается на N групп. При этом считается, что поведение каждой группы частиц может быть охарактеризовано поведением ее представителя – пробной одиночной частицы – маркера. Т.е. свойства, которыми в настоящий момент времени обладает частица-маркер, распространяются на все частицы группы, которые представляет частица-маркер [3, 4, 5].

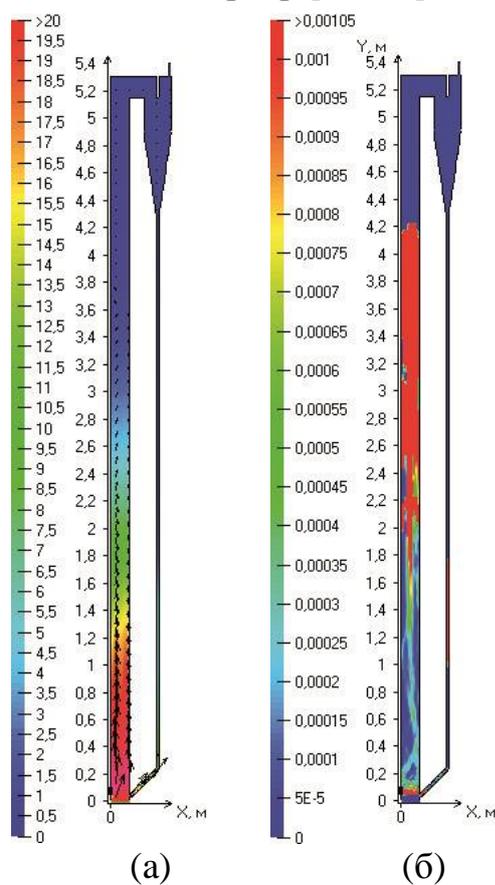


Рис. 1. Результаты численного моделирования установки с циркулирующим кипящим слоем (а) распределение скоростей (б) концентрация частиц

Для определения положения компонент скорости, массы и температуры топливных частиц-представителей при их движении по топочному объему и обратного влияния дисперсной фазы на несущую среду в данной работе использовался подход, опирающийся на применение формул приближенного аналитического решения системы ОДУ для параметров частицы-маркера.

На рис.1 представлены результаты численного расчета модели топки котла с циркулирующим кипящим слоем с использованием пакета прикладных программ FIRE 3D [3, 4, 6].

В нижней части топки наблюдаются максимальные значения скоростей. С увеличением высоты скорость потока снижается. Поскольку происходит интенсивное накопление частиц на высоте от 2 до 4 м. По высоте топку можно разбить на три участка со скоростями потока 15–20 м/с, 7,5–15 м/с и 1–7,5 м/с. При этом наблюдается начало накопления твердой фазы при снижении скорости потока до 7,5 м/с.

На рис. 2 представлено изменение скорости по глубине топки на высоте 3,5 м. Вблизи стен топки значения скоростей близки к нулю. На расстоянии 20 мм от стен скорость потока возрастает до 1,12 м/с, а в

центральной части снижается до 1,08 м/с. В центральной части топки происходит более интенсивный вынос частиц на данной высоте (рис. 3).

Концентрация частиц в горизонтальном сечении топки на высоте 3,5 м в средней зоне достигает максимального значения и составляет $0,18 \text{ кг/м}^3$. В периферийных зонах концентрация снижается, а непосредственно у стен возрастает до значений $0,08 \text{ кг/м}^3$. Данный факт может свидетельствовать о наличии внутренней циркуляции частиц. В центральной зоне частицы поднимаются вверх, а у стен топки медленно опускаются вниз.

Выводы

Предложенные численные подходы позволяют получить визуальную картину и интегральные характеристики физических процессов в топках с циркулирующим кипящим слоем.

На основании анализа численных результатов можно отметить, что скорость потока резко снижается на высоте примерно $2/3$ от полной высоты вследствие накопления твердых частиц выше данного участка и обратного движения частиц у стен.

Полученные результаты свидетельствуют о необходимости пересмотра дисперсного состава топлива или об изменении конструкции топки. Поскольку газодинамические процессы, полученные в модели, не характерны для стабильной работы котлов с циркулирующим кипящим слоем.

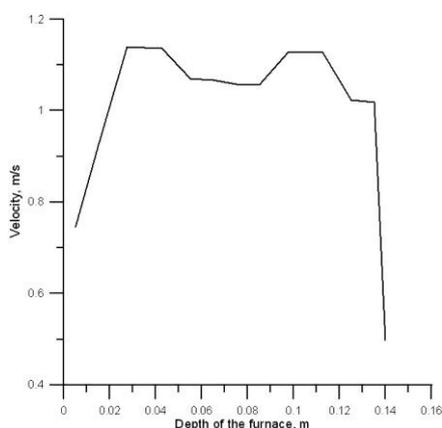


Рис. 2. Изменение скорости потока по глубине топки на высоте 3,5 м

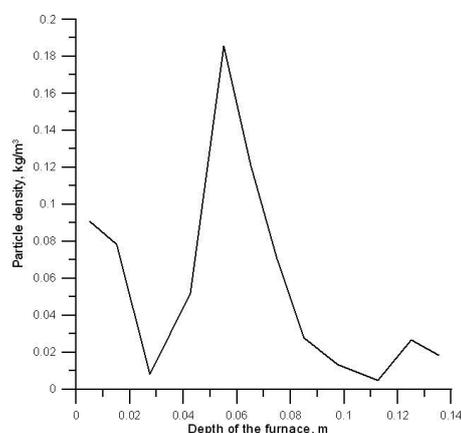


Рис. 3. Изменение концентрации частиц по глубине топки на высоте 3,5 м

Список литературы:

1. L.I. Korobeynikova, A.Y. Gil. Bulletin of the Tomsk Polytechnic University, 316, 105 (2010)
2. G.A. Ryabov, O.M. Folomeev, D.A. Sankin, K.V. Khaneev, I.G. Bondarenko and D.A. Mel'nikov. Power Technology and Engineering, 44, 137, (2010)

3. A.V. Gil, A.V. Starchenko. *Thermophysics and Aeromechanics*, 19, 503 (2012)
4. Gil A.V., Zavorin A.S., Starchenko A.V., Obukhov S.V. *Power Technology and Engineering*, 45, 42 (2011)
5. A.M. Bubenchikov and A.V. Starchenko, *Numerical Models of the Dynamics and Combustion of Aerodisperse Mixtures in Channels*, (Tomsk State Univ., Tomsk, 1998)
6. A S Zavorin1 A V Gil1 P S Khaustov1 R B Tabakaev1 and D A Buslov. IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 66 012038 (2014)

УДК 536.4

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ ЗАЖИГАНИИ СИСТЕМЫ «ТКАНЬ – ГОРЮЧАЯ ЖИДКОСТЬ – ОКИСЛИТЕЛЬ» ЛОКАЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ ЭНЕРГИИ

Глушков Д.О., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А.
Томский политехнический университет, Томск

В последние годы выполнены численные исследования процессов теплопереноса при зажигании твердых [1–4], жидких [5–8] конденсированных веществ и полимерных материалов [9, 10] источниками ограниченной энергоемкости (металлические и неметаллические частицы, проволоочки, стержни, концентрированные потоки излучения и т.д.).

Целью настоящей работы является математическое моделирование процессов теплопереноса в системе «ткань – горючая жидкость – окислитель» и численное исследование предельных условий зажигания паров жидких горючих веществ (топлив), поступающих с поверхностей пропитанных ими тканей, при локальном нагреве.

Рассматривались физико-химические процессы в системе «ткань – горючая жидкость – окислитель». Принималось, что в начальный момент времени ($\tau=0$) нагретая до высоких температур частица осаждается на ткань, пропитанную жидким горючим веществом, объемная доля которого (φ) известна. При локальном нагреве ткани компоненты горючей жидкости начинают интенсивно испаряться. Образующиеся пары горючего перемешиваются с окислителем – воздухом и нагреваются за счет энергии разогретой частицы. При достижении предельных температур парогазовой смеси и концентраций в ней горючего происходит воспламенение.

Исследования выполнены для типичных жидких топлив (бензин, керосин, дизельное топливо) и широко распространенных тканей (шерсть, шелк, лен). В качестве источника нагрева выбрана стальная частица в форме цилиндрического диска малых размеров R_p и Z_p .

В качестве условий воспламенения приняты [11]:

1. Теплота, выделяемая в результате химической реакции паров горючего с окислителем, больше теплоты, передаваемой от частицы системе «жидкость – ткань» и в среду окислителя.

2. Температура парогазовой смеси превышает начальную температуру частицы.

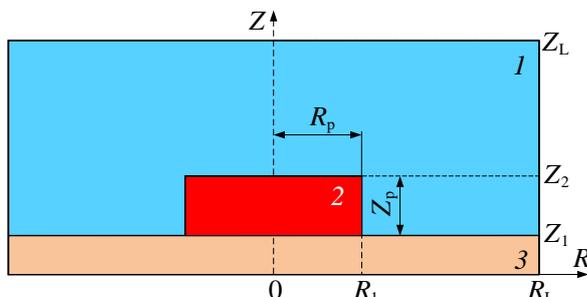


Рис. 1. Условная схема области решения задачи $\tau=0$: 1 – воздух, 2 – горячая частица, 3 – ткань, пропитанная горючей жидкостью.

Математическая модель (аналогичная [1–10]), описывающая взаимосвязанные процессы теплопереноса в ткани, испарения горючей жидкости, диффузионно-конвективного теплопереноса и окисления в газовой фазе, представлена системой нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений. Эта система с соответствующими начальными и граничными условиями решена методом конечных разностей. Для решения разностных аналогов дифференциальных уравнений использован локально-одномерный метод. Одномерные разностные уравнения решены методом итераций с применением метода прогонки на каждой итерации при использовании неявной четырехточечной разностной схемы. Для повышения точности вычислений задавалось не менее 400 узлов разностной сетки по каждой из координат и использовался шаг по времени 10^{-6} с.

Достоверность полученных результатов проверялась сравнением с экспериментальными данными. Также реализована проверка закона сохранения энергии в области решения согласно алгоритмам, приведенным в [5–8]. Погрешность выполнения закона при варьировании температуры и размеров «горячей» частицы не превышала 2.5 %.

Переход к безразмерным переменным ($R=r/z_L$, $Z=z/z_L$, $\tau=t/t_m$, $\Theta=(T-T_0)/(T_m-T_0)$) был выполнен при использовании следующих масштабных величин: характерный размер области решения $z_L=0.02$ м; масштаб времени $t_m=1$ с; масштаб температуры $T_m=1000$ К.

Численное моделирование выполнено для следующих значений теплофизических и кинетических параметров:

воздух: $C=1006$ Дж/(кг·К), $\rho=1.161$ кг/м³, $\lambda=0.026$ Вт/(м·К);

сталь: $C=470$ Дж/(кг·К), $\rho=7831$ кг/м³, $\lambda=49$ Вт/(м·К), $Q_c=205 \cdot \kappa$ Дж/кг;

лен: $C=1580$ Дж/(кг·К), $\rho=1500$ кг/м³, $\lambda=0.088$ Вт/(м·К);

шелк: $C=1386$ Дж/(кг·К), $\rho=1560$ кг/м³, $\lambda=0.06$ Вт/(м·К);

шерсть: $C=1721$ Дж/(кг·К), $\rho=1320$ кг/м³, $\lambda=0.052$ Вт/(м·К);

бензин: $C=2060$ Дж/(кг·К), $\rho=751$ кг/м³, $\lambda=0.116$ Вт/(м·К), $Q_e=29.4 \cdot \kappa$ Дж/кг, $M=100$ кг/кмоль;

пары бензина: $C=2280$ Дж/(кг·К), $\rho=2.5$ кг/м³, $\lambda=0.027$ Вт/(м·К), $Q_o=45 \cdot 10^6$ Дж/кг, $E=130 \cdot 10^3$ Дж/моль, $k_0=7 \cdot 10^6$ с⁻¹, $\beta=0.0012$ К⁻¹, $D=14.12 \cdot 10^{-6}$ м²/с; $v=1.21 \cdot 10^9$ м²/с;

керосин: $C=2190$ Дж/(кг·К), $\rho=885$ кг/м³, $\lambda=0.117$ Вт/(м·К), $Q_e=26.1 \cdot \kappa$ Дж/кг, $M=166.2$ кг/кмоль;

пары керосина: $C=2370$ Дж/(кг·К), $\rho=2.8$ кг/м³, $\lambda=0.028$ Вт/(м·К), $Q_o=43.8 \cdot 10^6$ Дж/кг, $E=190 \cdot \kappa$ Дж/моль, $k_0=7 \cdot 10^7$ с⁻¹, $\beta=0.00096$ К⁻¹, $D=8.07 \cdot 10^{-6}$ м²/с; $v=0.66 \cdot 10^9$ м²/с;

дизельное топливо: $C=2980$ Дж/(кг·К), $\rho=887.7$ кг/м³, $\lambda=0.1169$ Вт/(м·К), $Q_e=25 \cdot 10^3$ Дж/кг, $M=150$ кг/кмоль;

пары дизельного топлива: $C=3230$ Дж/(кг·К), $\rho=3.1$ кг/м³, $\lambda=0.029$ Вт/(м·К), $Q_o=42 \cdot 10^6$ Дж/кг, $E=250 \cdot 10^3$ Дж/моль, $k_0=9 \cdot 10^8$ с⁻¹, $\beta=0.0009$ К⁻¹, $D=5.29 \cdot 10^{-6}$ м²/с; $v=1.15 \cdot 10^9$ м²/с.

Размеры частицы $R_p=0.15-0.25$, $Z_p=0.15-0.25$; толщина пленки $Z_1=0.15$; размеры области решения $R_L=Z_L=1$; начальная температура частицы $\Theta_p=1-1.5$; начальная температура воздуха и ткани, пропитанной горючим $\Theta_0=0.3$.

Здесь: C – удельная теплоемкость; D – коэффициент диффузии; E – энергия активации; k_0 – предэкспоненциальный фактор; Q_c – тепловой эффект кристаллизации материала частицы; Q_e – тепловой эффект испарения жидкости; Q_o – тепловой эффект реакции окисления паров горючего в среде окислителя; Θ_0 – безразмерная начальная температура воздуха и ткани, пропитанной горючим; Θ_p – безразмерная начальная температура частицы; β – коэффициент термического расширения; λ – коэффициент теплопроводности; ρ – плотность; v – коэффициент кинематической вязкости; ϕ – объемная доля.

При численном моделировании значение объемной доли ϕ варьировалось в диапазоне от 5 до 50 %. Численно установлено, что стабильное зажигание рассматриваемой гетерогенной системы происходит при высокопористой структуре ткани (до 30 ÷ 40 % массы

гетерогенной системы составляет жидкое конденсированное вещество). Поэтому вне зависимости от температуры локального источника нагрева Θ_p и его размеров R_p и Z_p можно заключить, что для реализации зажигания в системе «ткань – горючая жидкость – окислитель» должно выполняться необходимое условие $\varphi > 30\%$.

Таблица 1. Зависимость безразмерного времени задержки зажигания от безразмерной начальной температуры частицы Θ_p .

Θ_p	1.50	1.45	1.40	1.35	1.30	1.25	1.20
τ_d^*	0.031	0.041	0.063	0.099	0.152	0.228	–
τ_d^{**}	0.030	0.039	0.058	0.081	0.127	0.187	–

τ_d^* – безразмерного времени задержки зажигания, установленного в результате математического моделирования;

τ_d^{**} – безразмерного времени задержки зажигания, установленного в результате аппроксимации экспериментальных данных.

В таблицах 1 и 2 приведены полученные зависимости интегральных характеристик зажигания (времен τ_d) от температуры Θ_p и характерного размера R_p (при фиксированном Z_p) металлической частицы для тканей, пропитанных несколькими видами жидких топлив (бензин, керосин, дизельное топливо). Для вычисления этих характеристик использовалась разработанная математическая модель. Ранее было установлено [5, 6], что именно соотношение площадей контакта локального источника энергии с конденсированным веществом и газовой средой определяет возможность реализации условий зажигания. Поэтому варьировался поперечный размер частицы R_p , определяющий площадь ее контакта с тканью.

В таблице 1 также приведены экспериментальные значения τ_d и полученная с использованием метода наименьших квадратов аппроксимационная кривая. Видно достаточно хорошее соответствие результатов выполненных численных и экспериментальных исследований. Отклонения экспериментальных значений τ_d (по аппроксимационной кривой) от численных не превышают 18 %. При этом с ростом температуры Θ_p эти отклонения уменьшаются до 11 % (при $\Theta_p=1.45$). Установленную особенность можно объяснить тем, что при моделировании использовались известные [12, 13] значения кинетических параметров реакций окисления ($k_0=\text{const}$ и $E=\text{const}$). Для приближения теоретических моделей к реальным приложениям целесообразно, согласно [12, 13], учитывать зависимость k_0 и E от температуры. В работах [12, 13] показано, что эта особенность важна при локальном нагреве малых капель, тонких пленок и больших

массивов жидких конденсированных веществ источниками нагрева ограниченного теплосодержания. В тоже время следует подчеркнуть, что такие задачи требуют отдельного изучения. Поэтому особенности физико-химических процессов, связанные с зависимостями $k_0=f(\Theta_p)$ и $E=f(\Theta_p)$, не проанализированы в настоящей работе.

Таблица 2. Зависимость безразмерного времени задержки зажигания тканей, пропитанных различными горючими жидкостями, от характерного размера источника нагрева R_p при $Z_p=0.4$, $\Theta_p=1.35$.

R_p	0.150	0.175	0.200	0.225	0.250
τ_d^*	0.102	0.094	0.090	0.089	0.087
τ_d^{**}	0.095	0.091	0.088	0.087	0.086
τ_d^{***}	0.087	0.080	0.076	0.075	0.073

τ_d^* – безразмерное время задержки зажигания ткани, пропитанной бензином;

τ_d^{**} – безразмерное время задержки зажигания ткани, пропитанной керосином;

τ_d^{***} – безразмерное время задержки зажигания ткани, пропитанной дизельным топливом.

Зависимости $\tau_d=f(R_p)$ (таблица 2) показывают, что характерные размеры источника (в частности R_p) менее масштабно влияют на интегральные характеристики зажигания по сравнению с Θ_p (таблица 1). Это обусловлено тем, что даже относительно малой площади контакта частицы с пропитанной тканью достаточно для достижения высоких скоростей фазового перехода и ускорения реакции окисления (при $\Theta_p > 1$).

В результате проведенных численных исследований в гетерогенной системе «ткань – горючая жидкость – окислитель» установлены отличия интегральных характеристик процессов зажигания тканей, пропитанных несколькими типичными жидкими топливами (бензин, керосин, дизельное топливо). Эти характеристики хорошо соответствуют результатам ранее выполненных экспериментальных исследований процессов зажигания гомогенных систем – жидких топлив [14]. В частности, выявлено, что времена τ_d для систем с парами бензина минимальны, а для дизельного топлива максимальны (таблица 2) при прочих равных условиях. Времена τ_d для систем с парами керосина имеют некоторые промежуточные значения (таблица 2). Это обусловлено закономерностями испарения (температуры фазового перехода, кинетика, химический состав и т.д.) рассматриваемых топлив [14].

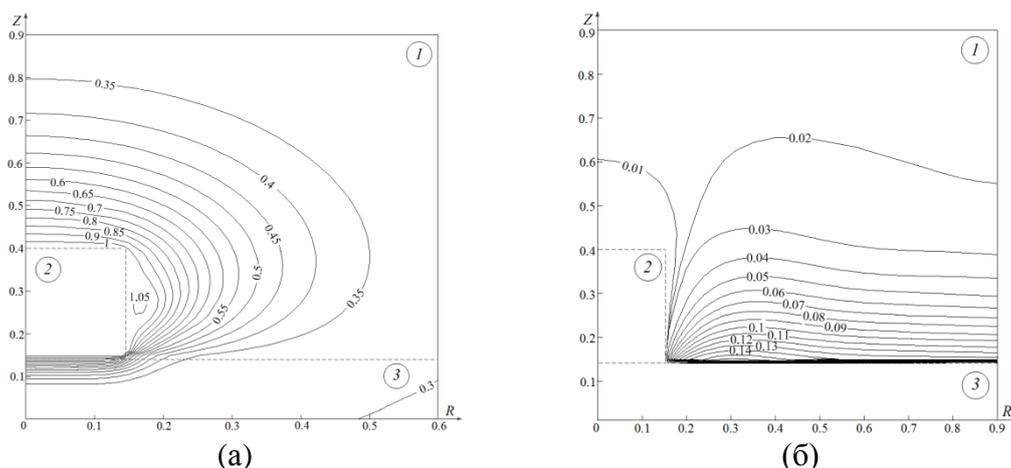


Рис.2. Изотермы Θ (а) и изолинии концентраций горючего C_f (б) в системе «стальная частица – шерстяная ткань, пропитанная керосином – воздух» в момент воспламенения ($\tau_d=0.314$) при $\Theta_p=1.15$, $R_p=0.15$, $Z_p=0.25$, $\varphi=0.35$: 1 – парогазовая смесь, 2 – металлическая частица, 3 – ткань, пропитанная горючей жидкостью.

Также установлено, что для системы «ткань – жидкое горючее вещество» при локальном нагреве возможна реализация трех режимов зажигания. Однако в отличие от гомогенных жидких топлив [5–8] наиболее типичным режимом при варьировании Θ_p , R_p , Z_p , φ в достаточно широких диапазонах является режим, при котором зона ведущей экзотермической реакции формируется в малой окрестности боковой поверхности источника нагрева (рис. 2).

Это обусловлено тем, что площадь контакта источника нагрева с веществом в системе «ткань – горючая жидкость – частица» меньше, чем в системе «горючая жидкость – частица» (при взаимодействии с жидкостями происходит погружение частицы и возрастает площадь теплоотвода в приповерхностный слой вещества). Поэтому локальный источник энергии остывает более интенсивно при взаимодействии с жидкостью по сравнению с системой, включающей пропитанную ткань.

В результате выполненных численных исследований установлены необходимые ($\varphi > 30\%$) и достаточные ($\Theta_p > 1$) условия зажигания сложных гетерогенных систем – широко распространенных тканей (шерсть, шелк, лен), пропитанных типичными горючими жидкостями (бензин, керосин, дизельное топливо), при локальном нагреве. Определены масштабы влияния на интегральные характеристики зажигания температуры и размеров локального источника энергии, а также объемной доли жидкости в ткани. Установлено, что доминирующую роль играют значения Θ_p и φ .

Результаты исследований позволяют сделать заключение о высокой вероятности реализации условий зажигания при взаимодействии типичных локальных источников нагрева не только с горючими и легковоспламеняющимися жидкими и твердыми конденсированными веществами, но и сложными гетерогенными структурами, в частности, тканями, пропитанными жидкими конденсированными веществами. При этом в случае малых толщин тканей и их высокой пористости процессы зажигания характеризуются относительно небольшой инерционностью ($\tau_d < 0.1$), близкой к гомогенным жидким топливам.

Исследования выполнены при поддержке гранта Президента Российской Федерации (МК-2391.2014.8).

Список литературы:

1. Кузнецов Г.В., Мамонтов Г.Я., Таратушкина Г.В. Зажигание конденсированного вещества горячей частицей // Химическая физика. 2004. Т. 23. № 3. С. 67–72.
2. Захаревич А.В., Кузнецов Г.В., Максимов В.И., Кузнецов В.Т. Зажигание модельного смесового состава одиночной частицей, нагретой до высоких температур // Физика горения и взрыва. 2008. Т. 44. № 5. С. 543–546.
3. Глушков Д.О., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Численное исследование твердофазного зажигания металлизированного конденсированного вещества разогретой до высоких температур частицей // Химическая физика. 2011. Т. 5. № 6. С. 1000–1006.
4. Глушков Д.О., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Численное исследование зажигания металлизированного конденсированного вещества источником, внедренным в приповерхностный слой // Химическая физика. 2013. Т. 7. № 3. С. 269–275.
5. Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Numerical Solution of the Problem of Ignition of a Combustible Liquid by a Single Hot Particle // Combustion, Explosion and Shock Waves. 2009. Т. 45. № 5. С. 42–50.
6. Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Влияние формы нагретой до высоких температур частицы на газофазное зажигание пленки жидкости // Химическая физика. 2010. Т. 4. № 2. С. 249–255.
7. Высокоморная О.В., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Моделирование зажигания жидкого топлива локальным источником при учете выгорания топлива // Химическая физика. 2011. Т. 5. № 4. С. 668–673.
8. Глушков Д.О., Стрижак П.А. Тепломассоперенос при зажигании растекающейся капли жидкого топлива по нагретой поверхности // Успехи машиностроения. 2014. Т. 2014. ID 269321. 9 с. doi:10.1155/2014/269321.
9. Глушков Д.О., Стрижак П.А. Тепломассоперенос при зажигании твердого конденсированного вещества с относительно низкой теплопроводностью локальным источником энергии // Журнал инженерной термодинамики. 2012. Т. 21. № 1. С. 69–77.

10. Григорьева М.М., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Свободноконвективный тепломассоперенос при газофазном зажигании кабельной изоляции в результате перенапряжения // Журнал инженерной термофизики. 2011. Т. 20. № 2. С. 192–200.
11. Вилунов В.Н., Зарко В.Е. Зажигание твердых веществ. Амстердам, Эльсевер, 1989.
12. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплоперенос в химической кинетике. Нью-Йорк, Пленум пресс, 1969.
13. Дагаут П., Казоннет М. Зажигание, окисление и горение керосина: Обзор экспериментальной и кинетической моделей // Успехи в энергетике и науке о горении. 2006. Т. 32. С. 48–92.
14. Кузнецов Г.В., Захаревич А.В., Максимов В.И. О механизме зажигания бензина одиночной металлической частицей, разогретой до высоких температур // Пожаровзрывобезопасность. 2008. Т. 17. № 5. С. 39–42.

УДК 620.197

АНАЛИЗ НА ОСНОВЕ ДИФФУЗИОННОЙ МОДЕЛИ НАСЫЩЕНИЯ СИЛИКАГЕЛЯ ПАРАМИ ВОДЫ ПРИ КОНСЕРВАЦИИ АГРЕГАТОВ ПАРОВОДОЯНОГО ТРАКТА ТЭС

Голдаев С. В., д. ф-м. н., Хушвактов А. А.
Томский политехнический университет, г. Томск
Таджикский технический университет, г. Душанбе
E-mail: SVGoldaev@tpu.ru

Опыт эксплуатации ТЭС показывает, что при некачественном проведении консервации их агрегатов, конденсация влаги, содержащейся в воздухе и газах, во время останова со снижением давления среды до атмосферного и попадание во внутренний объем кислорода воздуха вызывает стояночную атмосферную коррозию (САК) углеродистой стали [1].

Эффективное решение многосторонней проблемы защиты агрегатов пароводяного тракта (АПТ) ТЭС при простоях от САК позволит сохранить их рабочий ресурс, уменьшить материальные потери в результате коррозии металлов, снизить загрязнение окружающей среды [2].

В работе [3] предложено использовать для консервации АПТ ТЭС силикагель, который широко применяется в процессах очистки дымовых газов от диоксида углерода [4], в адсорберах воздуходелительных установок [5] и др. Он производится в промышленных масштабах и имеет низкую цену [6].

При консервации АПТ ТЭС, поддержании заданной влажности в замкнутых объемах, достаточно широко распространено осушение в статических условиях. Количество загружаемого адсорбента в этом случае определяется в основном равновесной адсорбционной емкостью. Процесс насыщения силикагелей влагой в статических условиях характеризуется

малой скоростью. Длительность полного насыщения при комнатной температуре мелкопористых силикагелей составляет 40 ч, среднепористых – 50 ч и крупнопористых – 75 ч [4, 7]. При фиксированной относительной влажности газа влагоемкость (g_c) силикагеля не зависит от температуры, при которой происходит процесс поглощения [8].

В теории адсорбции находят применение различные нестационарные постановки [5, 9]. Когда процесс рассматривается в пределах интервала времени, в котором концентрация (C) на противоположном от открытой поверхности конце частицы или в ее центре при симметричном массообмене еще не успевает измениться существенным образом, то применима такая математическая постановка [9]

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = D_c \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}; \quad (1)$$

$$\text{при } \tau = 0 \quad C = 0; \quad x = 0 \quad C = C_0; \quad x \rightarrow \infty \quad C = 0. \quad (2)$$

где D_c – коэффициент свободной диффузии.

Установлено, что предположение о полуограниченности образца адсорбента толщиной L_s можно считать верным, если диффузионное число Фурье $Fo_D = D_c t / L_s^2 < 1,0$ [10].

Точное аналитическое решение краевой задачи (1) – (2) имеет вид [11]

$$C(x, \tau) = C_0 \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{D_c \tau}} \right) \right], \quad (3)$$

где $\operatorname{erf}(z) = \left(2 / \sqrt{\pi} \right) \int_0^z \exp(-y^2) dy$ – интеграл вероятностей или функция

Крампа,

которая встречается в нестационарной теории теплопроводности [11], в задачах тепловой обработки металлов [12].

Для автоматизированного расчета распределения концентраций табличный способ определения интеграла вероятностей трудоемок, а удобнее использовать интерполяционное выражение, например, такое [12]:

$$\operatorname{erf}(z) = \sqrt{1 - \exp(-1,26 \cdot z^2)}.$$

Несмотря на то, что эта формула содержит только одну константу, она достаточно точна, погрешность ее не превышает 1 %.

Описанный алгоритм был реализован на Турбо Паскале.

Значения свободной диффузии определены при помощи установки, разработанной на кафедре «Теплотехника и теплотехническое оборудование» ТТУ, на которую получен патент [13]. Данное устройство состоит из эксикатора, электронных весов, чашки Петри, электронного секундомера. Измерения

выполнялись следующим образом: дисперсный материал (силикагель на основе никеля) в зависимости от размеров гранул разделяют на фракции (образцы с различным диаметром): 2,85 мм, 3,65 мм, 4,68 мм, 5,8 мм, взвешивают в сухом состоянии и помещают в эксикатор, содержащий в днище раствор, где воздух пропитан молекулами этого раствора. На протяжении 10 часов, каждые 2 часа, исследуемый объект вынимают из эксикатора и взвешивают, по формуле (4) рассчитывают коэффициент свободной диффузии:

$$D_c = (l / \pi)^2 \operatorname{tg}(\alpha). \quad (4)$$

Здесь l – толщина образца; $\pi = 3,14$; $\operatorname{tg}(\alpha) = \ln(1-\gamma)/t$ – определяется графически из наклона зависимости $\ln(1-\gamma)$ от $t_{\text{сек}}$, где γ – коэффициент набухания, вычисляемый по формуле

$$\gamma = M_t / M_\infty. \quad (5)$$

Здесь M_t – масса образца в момент времени t , M_∞ – максимальная масса набухшего образца. Из полученных опытных данных, зная M_t , и M_∞ , по (5) находится коэффициент набухания [14].

На рисунке 1 изображены профили концентрации паров воды в толще силикагеля при значении $D_c = 2,54 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ для разных моментов времени, удовлетворяющих неравенству $\text{Fo}_D = D_c t / L_s^2 < 1,0$.

Таблице 1. Осредненные значения D_c с погрешностью 5% для различных гранул силикагеля.

Раствор	$d, \text{мм}$	$D_c \cdot 10^7, \text{м}^2 / \text{с}$
вода из-под крана	2,85	2,54
	3,65	2,92
	4,68	4,17
	5,80	5,01

Как видно, если процесс адсорбции определяется только свободной диффузией, то насыщение слоя силикагеля происходит достаточно медленно.

Приведенные результаты качественно соответствуют данным численных расчетов толщины слоя силикагеля, который насыщается парами воды, полученных в рамках другой модели [15].

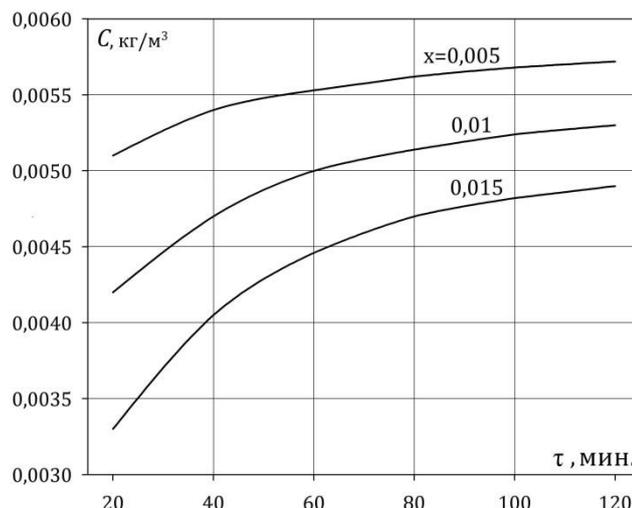


Рисунок 1. Зависимость концентрации паров воды от времени в разных сечениях навески силикагеля

Таким образом, диффузионная модель поглощения влаги из воздуха слоем силикагеля, «замкнутая» экспериментальным значением коэффициента свободной диффузии, определенным по разработанной методике, дает достоверные значения.

Список литературы:

1. Сутоцкий Г. П. Повреждения энергетического оборудования, связанные с водно-химическим режимом. – С-Петербург.: Из-во НПО ЦКТИ, 1992. – 256 с.
2. Богачев А. Ф. Предотвращение коррозии и повреждений оборудования пароводяного тракта ТЭС // Теплоэнергетика. – 2001. – № 7. – С. 65–71.
3. Голдаев С.В., Хушвактов А. А. Об использовании силикагелей для повышения долговечности котельного оборудования // Энергетика: Эффективность, надежность, безопасность: материалы трудов XIX Всероссийской научно-технической конференции. – Томск: Изд-во «Скан». – 2013. – Т. 2. – С. 386–389.
4. Серпионова Е. Н. Промышленная адсорбция газов и паров: – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Высш. школа, 1969. – 416 с.
5. Алексеев В.П., Вайнштейн Г.Е., Герасимов П.В. Расчет и моделирование аппаратов криогенных установок – Л.: Энергоатомиздат, 1987. – 280 с.
6. Обзор рынка силикагеля в СНГ. ООО «Инфолайн» (Исследовательская группа). [Электронный ресурс]. <http://www.infomine.ru/research/18/441> (дата обращения 15.11.2013).
7. Морозов В. С., Морозов Е. В., Вихрова С. В. Остаточное содержание влаги в воздухе, осушенном силикагелем // Технические газы – 2005. – № 6. – С. 34–36.
8. Остриков А. Н. Процессы и аппараты пищевых производств: в 2-х кн. – Кн. 2. – СПб.: ГИОРД, 2007. – 608 с.
9. Романков П. Г., В. Ф. Фролов Массообменные процессы химической технологии – Л.: Химия, 1990. – 384 с.
5. Крейт, Ф. Блэк У. Основы теплопередачи. – М.: Мир, 1983. – 512 с.
6. Лыков, А.В. Теплообмен: Справочник. – М.: Энергия, 1972. – 560 с.

7. Резников А. Н., Резников А.Н. Тепловые процессы в технологических системах – М.: Машиностроение, 1990. – 288 с.
8. Пат. № ТЈ 473. Республика Таджикистан, МПК (2011.01) G 01 N5/02. Способ определения коэффициентов самодиффузии и массоотдачи дисперсных материалов / А. А. Хушвактов., М. М. Сафаров, Д. С. Джураев. – № ТЈ 473; заявл. 11.10.2011; опубл. 02.11.2011, – 4 с.
9. Хушвактов, А. А., Сафаров М.М., Джураев Д.С. Изменение коэффициента самодиффузии и количества диффундируемых молекул воды в ультрадисперсных никелевых катализаторах на основе силикагеля // Вестник Таджикского технического университета. – Душанбе, – 2011. – № 4. – С. 5–10.
10. Голдаев С.В., Хушвактов, А. А. Совершенствование методик расчета характеристик осушителей воздуха с использованием силикагеля // Известия вузов. Проблемы энергетики. – 2014. – № 7-8. – С. 14–22.

УДК 536.24

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ПОЖАРООПАСНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЕРЕГРУЗКИ КАБЕЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Григорьева М.М., Иванова Е.В., Стрижак П.А.
Томский политехнический университет, Томск

По статистическим данным электротехническая продукция воспламеняется чаще всего [1]. Провод и кабели занимают первое место по количеству пожаров, жертв и порче имущества среди всех типов электротехнической продукции [2 - 4].

Причиной возгорания кабелей чаще всего является перегрев проводников вследствие короткого замыкания или перегрузки. Это происходит из-за возгорания изоляции. Концентрация кабелей в ограниченном пространстве может привести к серьезным повреждениям в случае пожара. Пожарная безопасность кабельных линий в значительной степени определяется состоянием включения кабеля в перегородку между помещениями и состоянием изоляции.

На сегодняшний день, оценка пожарной опасности кабельных изделий осуществляется на предположении, что сечение проводника имеет постоянную температуру. Принимается во внимание только изменение температуры кабеля во времени. Этот подход является слишком упрощенным и, как правило, используется для определения временных характеристик пиролиза и воспламенения изоляции при перегрузках кабельных линий. Недостатком, описанным в [5] модели, является то, что он игнорирует условия, когда теплообмен с окружающей средой затруднен (кабель замурован в стене или проходит в коробе). Таким образом, не существует методов прогнозирования пожарной опасности кабельных линий с ограниченным теплоотводом и при перегрузках.

Целью данной работы является оценка пожарной опасности кабельных линий при перегрузке с ограниченной теплоотдачей на основе математического моделирования нестационарных температурных полей.

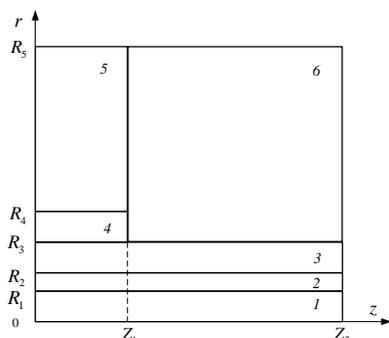


Рис. 1. Схема области постановки задачи: 1 – проводник; 2 – изоляция; 3 – кабельная; 4 – кабельная проходка; 5 – перегородка (стена); 6 – смесь воздуха и компонентов термического разложения материалов оболочки и изоляции кабеля

Выбор связан с тем, что наличие нескольких жил не влияет на изменение температуры вследствие высокой теплопроводности металлов, из которых они изготовлены. Многослойная изоляция может быть представлена в виде одного слоя в постановке задачи, так как большинство изоляционных материалов имеют аналогичные значения тепловых характеристик. Принимается, что кабель проходит из одной комнаты в другую, часть его замурована в стене (перегородке) с применением заделочного материала (герметика). Геометрия представленной постановки задачи показана на рис. 1.

Рассматривается следующая схема процесса. Проводник нагревают до температуры, превышающей допустимую, как при электрических перегрузках. Происходит нагрев материала оболочки кабеля и герметика кабельной изоляции. При определенной температуре T_p , характерной для каждого материала и близкой температуре воспламенения T_v , химические реакции, термическое разложение материала оболочки и кабельной изоляции протекают интенсивнее. Продукты термического разложения смешиваются с воздухом и нагреваются выделяющимся теплом. При достижении критической температуры и концентрации продуктов термического разложения в воздухе происходит воспламенение.

Математическая модель, соответствующая сформулированной физической постановке задачи, включает систему дифференциальных уравнений нестационарной теплопроводности для каждого слоя системы (рис. 1), уравнение энергии для смеси воздуха и компонентов термического разложения, уравнение диффузии компонентов термического разложения в среду кислорода.

Рассматривается одножильный кабель с изоляцией и оболочкой. Выбор связан с тем, что наличие нескольких жил не влияет на изменение температуры вследствие высокой теплопроводности металлов, из которых они изготовлены. Многослойная изоляция может быть представлена в виде одного слоя в постановке задачи, так как большинство изоляционных материалов имеют аналогичные значения тепловых характеристик. Принимается, что кабель проходит из одной комнаты в другую, часть его замурована в стене (перегородке) с применением заделочного материала (герметика). Геометрия представленной постановки задачи показана на рис. 1.

Поскольку в большинстве случаев кабель – это многослойный цилиндр, система уравнений теплопроводности записана в цилиндрических координатах. В уравнении энергии для проводника учтено выделение тепла, которое вызвано перегрузками и изменением электрического сопротивления материала жилы при изменении температуры.

Уравнение энергии для жилы:

$$\rho_1 C_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} \right) + \frac{I^2 \gamma}{S}, \quad (1)$$

$$0 < r < R_1, 0 < z < Z_2.$$

Уравнение теплопроводности для изоляции:

$$\rho_2 C_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} \right) \quad (2)$$

$$R_1 < r < R_2, 0 < z < Z_2.$$

Термическое разложение материала оболочки кабеля и герметика, которым кабель крепится к стене, описывается уравнением Аррениуса [6]. Предполагается, что в интервале температур $T_p \dots T_v$ энергия активации термического разложения остается постоянной. Изменение теплофизических свойств материалов в процессе термического разложения не рассматривалось.

Уравнение энергии для кабельной оболочки:

$$\rho_3 C_3 \frac{\partial T_3}{\partial t} = \lambda_3 \left(\frac{\partial^2 T_3}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_3}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_3}{\partial z^2} \right) + q_3 \rho_3 \frac{d\varphi_3}{dt}, \quad (3)$$

$$R_2 < r < R_3, 0 < z < Z_2,$$

$$-\frac{d\varphi_3}{dt} = \varphi_3 k_3^0 \exp\left(-\frac{E_3}{RT_3}\right).$$

Уравнение энергии для кабельной изоляции (герметик):

$$\rho_4 C_4 \frac{\partial T_4}{\partial t} = \lambda_4 \left(\frac{\partial^2 T_4}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_4}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_4}{\partial z^2} \right) + q_4 \rho_4 \frac{d\varphi_4}{dt}, \quad (4)$$

$$R_3 < r < R_4, 0 < z < Z_4,$$

$$-\frac{d\varphi_4}{dt} = \varphi_4 k_4^0 \exp\left(-\frac{E_4}{RT_4}\right).$$

Уравнение теплопроводности для переборок (стены):

$$\rho_5 C_5 \frac{\partial T_5}{\partial t} = \lambda_5 \left(\frac{\partial^2 T_5}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_5}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_5}{\partial z^2} \right),$$

$$R_4 < r < R_5, 0 < z < Z_1. \quad (5)$$

Уравнение энергии для смеси компонентов кислорода и термического разложения:

$$\rho_6 C_6 \frac{\partial T_6}{\partial t} = \lambda_6 \left(\frac{\partial^2 T_6}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_6}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_6}{\partial z^2} \right) + Q_o W_o, \\ R_3 < r < R_5, Z_1 < z < Z_2. \quad (6)$$

Уравнение диффузии для термического разложения в среде кислорода:

$$\rho_6 \frac{\partial C_g}{\partial t} = \rho_6 D_6 \left(\frac{\partial^2 C_g}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C_g}{\partial r} + \frac{\partial^2 C_g}{\partial z^2} \right) - W_o, \\ R_3 < r < R_5, Z_1 < z < Z_2. \quad (7)$$

В системе уравнений (1) – (7) приняты следующие обозначения: ρ_i – плотность, кг/м³; λ_i – коэффициент теплопроводности, Вт/м·К; C_i – удельная теплоемкость, Дж/кг·К; R_i – радиус, м; S – сечение жилы, м²; Z_1 – толщина стены, м; Z_2 – длина кабеля, м; T_i – текущее значение температуры, К; k_i^0 – предэкспонент химической реакции термического разложения, 1/с; E_i – энергия активации химической реакции термического разложения, Дж/моль; q_i – теплота газификации материала, Дж/кг; φ_i – текущее значение объемной доли компонента, подвергающегося термическому разложению; Q_o – тепловой эффект химической реакции окисления, Дж/кг; W_o – массовая скорость химической реакции окисления, кг/м³·с; D_6 – коэффициент диффузии компонентов термического разложения в воздухе, м²/с.

Уравнение баланса смеси окислителя с компонентами термического разложения:

$$C_g + C_o = 1, R_3 < r < R_5, Z_1 < z < Z_2,$$

где C_g – массовая концентрация компонентов термического разложения ($0 < C_g < 1$); C_o – массовая концентрация окислителя.

Массовая скорость химической реакции окисления определяется из выражения [7]:

$$W_o = \rho_6 C_o^n C_g^m k_6^0 \exp\left(-\frac{E_6}{RT_6}\right),$$

где k_6^0 – предэкспонент химической реакции окисления, 1/с; E_6 – энергия активации химической реакции окисления, Дж/моль; n, m – константы химической реакции (порядок реакции). Выбирается наиболее типичный случай – первый порядок ($n=m=1$).

Начальные ($t=0$) условия:

$$T = T_0, 0 < r < R_5, 0 < z < Z_2; \\ \varphi = \varphi_0, R_2 < r < R_3, 0 < z < Z_2, R_3 < r < R_4, 0 < z < Z_1;$$

$$C_g=0, R_3 < r < R_5, Z_1 < z < Z_2.$$

Граничные условия:

1. На оси симметрии и границ для всех уравнений выполняется условие нулевого градиента соответствующих функций:

$$z=0, 0 < r < R_5; z=Z_2, 0 < r < R_5; \frac{\partial T}{\partial z} = 0;$$

$$z=Z_2, R_3 < r < R_5: \frac{\partial C_g}{\partial z} = 0;$$

$$r=0, 0 < z < Z_2; r=R_5, 0 < z < Z_2: \frac{\partial T}{\partial r} = 0;$$

$$r=R_5, Z_1 < z < Z_2: \frac{\partial C_g}{\partial r} = 0.$$

2. Тепловое взаимодействие между слоями системы описывается граничными условиями четвертого рода:

$$r=R_1, 0 < z < Z_2: T_1=T_2, -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r};$$

$$r=R_2, 0 < z < Z_2: T_2=T_3, -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} = -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r};$$

$$r=R_3, 0 < z < Z_1: T_3=T_4, -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r} = -\lambda_4 \frac{\partial T_4}{\partial r};$$

$$r=R_4, 0 < z < Z_1: T_4=T_5, -\lambda_4 \frac{\partial T_4}{\partial r} = -\lambda_5 \frac{\partial T_5}{\partial r}.$$

3. Поскольку тепловое разложение происходит не только на границе «воздух – оболочка», а по всей толщине разлагающихся слоев, то граничные условия на поверхности кабеля и герметика в зоне контакта с окислителем описываются:

$$r=R_3, Z_1 < z < Z_2:$$

$$-\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r} - q_3 \int_{r=R_2}^{r=R_3} \rho_3 \varphi_3 k_3^0 \exp\left(-\frac{E_3}{RT_3}\right) dr = -\lambda_6 \frac{\partial T_6}{\partial r},$$

$$-\rho_6 D_6 \frac{\partial C_g}{\partial r} = \int_{r=R_2}^{r=R_3} \rho_3 \varphi_3 k_3^0 \exp\left(-\frac{E_3}{RT_3}\right) dr;$$

$$z=Z_1, R_3 < r < R_4:$$

$$-\lambda_4 \frac{\partial T_4}{\partial z} - q_4 \int_{z=0}^{z=Z_1} \rho_4 \varphi_4 k_4^0 \exp\left(-\frac{E_4}{RT_4}\right) dz = -\lambda_6 \frac{\partial T_6}{\partial z},$$

$$-\rho_6 D_6 \frac{\partial C_g}{\partial z} = \int_{z=0}^{z=Z_1} \rho_4 \varphi_4 k_4^0 \exp\left(-\frac{E_4}{RT_4}\right) dz.$$

4. Граничные условия на границе «стена – воздух»:

$$z=Z_1, R_4 < r < R_5:$$

$$T_5=T_6, -\lambda_5 \frac{\partial T_5}{\partial z} = -\lambda_6 \frac{\partial T_6}{\partial z}, \frac{\partial C_g}{\partial z} = 0.$$

Система дифференциальных уравнений (1) – (7), описывающая процессы тепло-и массопереноса в рассматриваемой системе, с соответствующими начальными и граничными условиями решена методом конечных разностей [7]. Для решения разностных аналогов дифференциальных уравнений использовался локально-одномерный метод [7]. Система одномерных разностных уравнений решалась методами итераций [7] и прогонки с использованием неявной четырехточечной разностной схемы [7]. Шаг по времени - $\Delta t=1$ с, шаг по пространственным координатам - $\Delta r=10^{-4}$ м, $\Delta z=10^{-3}$ м. Оценка достоверности результатов в расчетах проведена проверкой консервативности схемы (расчет баланса энергии в расчетной области) [8–10].

Проводились численные исследования для кабеля с сечением 0,5 мм² меди, фарфоровой изоляции и эластомерной мембраной. Перегородка изготовлена из стали. Кабельная проходка, которой кабельное изделие закреплено в перегородке, выполнена из эластомерного материала. Температурное поле рассчитано для участка, равного четырем радиусам оболочки кабеля, так как на большем расстоянии температура практически неизменна.

Термофизические характеристики материалов для рассматриваемой системы : $\lambda_1=384$ Вт/м·К, $\lambda_2=1$ Вт/м·К, $\lambda_3=0.16$ Вт/м·К, $\lambda_4=0.16$ Вт/м·К, $\lambda_5=46$ Вт/м·К, $\lambda_6=0.026$ Вт/м·К, $\rho_1=8800$ кг/м³, $\rho_2=2300$ кг/м³, $\rho_3=1100$ кг/м³, $\rho_4=1100$ кг/м³, $\rho_5=7800$ кг/м³, $\rho_6=1.161$ кг/м³, $C_1=381$ Дж/кг·К, $C_2=1200$ Дж/кг·К, $C_3=1380$ Дж/кг·К, $C_4=1380$ Дж/кг·К, $C_5=460$ Дж/кг·К, $C_6=1190$ Дж/кг·К, $D_6=7.83 \cdot 10^{-6}$ м²/с.

Геометрические размеры кабеля и перегородок: $R_1=0.0004$ м, $R_2=0.0007$ м, $R_3=0.0019$ м, $R_4=0.0025$ м, $R_5=0.01$ м, $Z_1=0.05$ м, $Z_2=0.25$ м.

Параметры термического разложения материала оболочки и герметика: $k^0=5 \cdot 10^{11}$ 1/с, $q=1.86$ МДж/кг, $\varphi_0=0.4$, $R=8.31$ Дж/моль·К, $E=170$ кДж/моль.

Параметры реакции окисления: $k^0=7 \cdot 10^9$ 1/с, $q=45$ МДж/кг, $E=100$ кДж/моль.

Условия теплообмена с окружающей средой: $T_0=300$ К, $T^e=300$ К, $\alpha=5$ Вт/м²·К.

Задачей численных исследований в соответствии с представленной математической моделью было определение возможного воспламенения смеси продуктов термического разложения оболочки и типичных кабельных герметиков при различных токовых нагрузках. На рис. 2 показано температурное поле в системе при текущей токовой нагрузке 10 А.

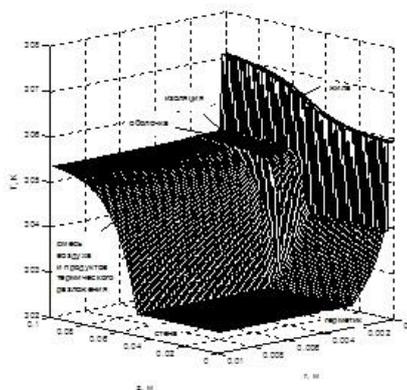


Рис.2. Распределение температуры в исследуемой системе при токовой нагрузке 10 А

Найдено, что распределения температуры в системе практически не изменились в диапазоне нагрузок, при которых не реализуются условия зажигания. Зависимость максимальной температуры проводника при длительности перегрузки 1 час от силы тока приведена в таблице 1. Выявлено, что нагрузка, равная 25 А, представляет собой пороговое значение, так как температура смеси продуктов термического разложения с окислителем после 10 часов контакта достигает условий воспламенения, перечисленных ниже, но отличающихся тем, что концентрация газа по прежнему недостаточно высока для реализации зажигания.

Исследования показали, что при токе нагрузки более 25 А температура и концентрация смеси воздуха и продуктов термического разложения достигают критического значения, при котором происходит воспламенение. Зависимость времени задержки воспламенения t_d от силы тока показана в таблице 2. Анализ результатов численных исследований показал, что t_d варьируется от 1 часа 20 минут для 30 А до 1 минуты для 50 А. Найдено, что условия зажигания для всех текущих значений нагрузки реализованы практически при тех же параметрах – концентрация компонентов термического разложения в воздухе близка к 0.005 и температура смеси около 500 К. Максимальная температура достигается в области на расстоянии нескольких миллиметров от стены и поверхности кабеля. Наблюдается максимальная концентрация горючих компонентов.

Исследования показали, что при токе нагрузки более 25 А температура и концентрация смеси воздуха и продуктов термического разложения достигают критического значения, при котором происходит воспламенение. Зависимость времени задержки воспламенения t_d от силы тока показана в таблице 2. Анализ результатов численных исследований показал, что t_d варьируется от 1 часа 20 минут для 30 А до 1 минуты для 50 А. Найдено, что условия зажигания для всех текущих значений нагрузки реализованы практически при тех же параметрах – концентрация компонентов термического разложения в воздухе близка к 0.005 и температура смеси около 500 К. Максимальная температура достигается в области на расстоянии нескольких миллиметров от стены и поверхности кабеля. Наблюдается максимальная концентрация горючих компонентов.

Таблица 1. Зависимость максимальной температуры жилы от текущей нагрузки

I, A	10	15	20	25
T, K	310	325	348	450

Таблица 2. Зависимость времени задержки зажигания от текущей нагрузки

I, A	30	35	40	45	50
T_i, K	4800	2200	1300	500	100

Разработанная модель тепломассообмена позволяет прогнозировать условия зажигания с целью предотвращения возгорания кабельных линий в промышленности. В то же время можно оценить условия теплопередачи кабельных линий, вентиляции и электрической предельной нагрузки для пожарной безопасности. Для выбранного кабеля нагрузочная способность составляет 11 А, температура длительного нагрева жил - 338 К, в эксплуатации при аварийном режиме (перегрузки) – 363 К. Установлено, что максимальная температура нагрева проводника при той же нагрузке - 307 К, что меньше предела.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (№ 14–39–00003).

Список литературы:

1. Т. Ворзик. Подводные силовые кабели: проектирование, монтаж, ремонт, экологические аспекты. – Спрингер, Берлин. – 2009.
2. Руководство по пожарной безопасности для открытых сооружений в нефтяной, химической и перерабатывающей промышленности. – HQ, Сингапур. – 2011. – 48 с.
3. Д. Гувер, Л. Кодилл. Использование пожаробезопасных кабелей в пространствах. // Кабели. Установка и техническое обслуживание. – 1998. – № 6. – Т. 2. – 51 с.
4. М. Харди, Т. Светнум, М. Роллинс, Д. Лонг. Пожарные режимы во времени и пространстве: понимание грубого и мелкомасштабного пожарного узора. Борьба с природными пожарами. – Т. 10 (3–4). С. 329–342.
5. Д. Ажилу, А. Шарифан, Х. Бенифар, Прогнозирование термического разложения. Температура полимеров с использованием методов QSPR // Бюллетень корейского химического общества. – 2008. Т. 29. – № 10. – С. 2009 – 2016.
6. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Наука, 1987. – 502 с.
7. А.А. Самарский. Теория разностных схем. – М.: Наука, 1983. – 616 с.
8. G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak, Int. J. Heat Mass Tran. 53, 923 (2010)
9. M.M. Grigoryeva, G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak, J. Eng. Thermophys. 20, 192 (2011)
10. D.O. Glushkov, G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak, Russ. J. Phys. Chem. B 8, 196 (2014)

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД КОНТРОЛЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК УСТОЙЧИВЫЙ К ТЕПЛОВЫМ ВОЗМУЩЕНИЯМ

Двойнишников С.В., Рахманов В.В.
Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск

Комплексный контроль геометрических параметров теплоэнергетических установок позволяет существенно увеличить ресурс работы сложной энергетической системы и практически исключить вероятность возникновения аварийной ситуации [1]. Методы оптического контроля являются наиболее перспективными, поскольку они бесконтактны и обеспечивают достаточно высокие метрологические характеристики [2]. Тем не менее, применение оптических методов контроля параметров теплоэнергетических установок сильно ограничено. Это связано с наличием рефракционных искажений оптических сигналов в непосредственной близости от работающего агрегата, вызванных высокими температурами, вибрациями, наличием водяных и масляных аэрозолей в области измерения. Цель данной работы заключается в исследовании статистического характера искажений оптических сигналов и разработке метода оптического контроля, устойчивого к рефракционным искажениям оптических сигналов.

Пусть в оптической среде, расположенной между источником излучения и объектом и между объектом и системой, принимающей оптический сигнал, имеются рефракционные неоднородности, вызванные дрейфующими температурными градиентами воздуха. В результате меняется коэффициент преломления света в оптической среде, что приводит к искажениям оптического сигнала. Отклонения, создаваемые фазовыми неоднородностями, будут иметь стохастический характер. Рассмотрим монохроматическую волну, распространяющуюся в заданном объеме. Показатель преломления воздуха может быть представлен в виде:

$$n(r, t) = n_0 + n_1(r, t). \quad (1)$$

Предполагаем, что показатель преломления имеет постоянное значение n_0 и поправку n_1 , которая зависит от времени t , температурного градиента воздуха, положения в рассеивающем объеме r . Тогда из уравнений Максвелла получим:

$$\nabla^2 U + \frac{\omega^2 n^2}{c^2} U = 0. \quad (2)$$

Поскольку $|n_1| \ll n_0$, можно представить поле U в виде суммы члена U_0 , который был бы получен в случае, если бы воздух в оптическом

объеме имел однородный показатель преломления n_0 , и малого поправочного члена U_1 , который учитывает влияние возмущений показателя преломления n_1 . В таком приближении волновое уравнение принимает вид:

$$\nabla^2(U_0 + U_1) + \frac{\omega^2(n_0 + n_1)^2}{c^2}(U_0 + U_1) = 0. \quad (3)$$

Учитывая, что U_0 – невозмущенное решение, оно должно удовлетворять уравнению (2) для $n=n_0$ и $U=U_0$. Тогда

$$\nabla^2 U_1 + \frac{\omega^2 n_0^2}{c^2} U_1 = -\frac{2\omega^2 n_0 n_1}{c^2} U_0. \quad (4)$$

Решение выражения (4) можно найти как свертку функции Грина для свободного пространства $\exp\{j(\omega n_0/c)|r-r'|\}/|r-r'|$. В результате имеем

$$U_1(r) = \frac{1}{4\pi} \iiint \frac{\exp\{j\frac{\omega n_0}{c}|r-r'|\}}{|r-r'|} [2\frac{\omega^2 n_0^2}{c^2} n_1(r) U_0(r)] d^3 r, \quad (5)$$

где интегрирование осуществляется по всему рассеивающему объему.

Данное выражение означает, что полевое возмущение U_1 может быть найдено путем суммирования множества сферических волн, генерируемых в различных точках r' внутри рассеивающего объема V . Амплитуда сферической волны, генерируемой в точке r' пропорциональна произведению амплитуды падающего невозмущенного излучения на возмущение показателя преломления в этой точке. Учитывая, что максимальное поперечное смещение, в пределах которого свет от рассеивателя попадает в заданную точку, намного меньше аксиального расстояния от рассеивателя до фотоприемника, в выражении (5) может быть использовано приближение Френеля, что приводит к выражению:

$$U_1(r) = \frac{\omega^2 n_0^2}{2\pi c^2} \iiint \frac{\exp\{j\frac{\omega n_0}{c}[(z-z') + \frac{|\rho-\rho'|^2}{2(z-z')}] \}}{|z-z'|} n_1(r) U_0(r) d^3 r, \quad (6)$$

где ρ и ρ' – поперечные смещения векторов r и r' от оси z .

Полученное выражение дает полевое возмущение U_1 , как суперпозицию огромного числа независимых вкладов различных частей неоднородной среды. В соответствии с центральной предельной теоремой действительная и мнимая часть величины U_1 подчиняются нормальному распределению. Распределение интенсивности полной волны можно представить в виде суммы постоянного комплексного значения и случайного комплексной величины, имеющей нормальное распределение.

Известно, что маргинальная плотность распределения амплитуды комплексной случайной величины, представленной в виде суммы по-

стоянной U_0 и случайной комплексной величины U_1 , имеющей нормальное распределение можно представить в виде Райсовской плотности распределения [3]:

$$p_A(a) = \frac{a}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{a^2 + s^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{as}{\sigma^2}\right), \quad (7)$$

где σ – дисперсия случайной комплексной величины U_1 с нормальным распределением, s – амплитуда постоянной величины U_0 , I_0 – модифицированная функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Поскольку отклонение вызванное неоднородностью показателя преломления существенно меньше амплитуды волны, то в большинстве случаев можно считать верным приближение $s \gg \sigma$. В этом случае, случайная величина будет стремиться к гауссовой случайной величине.

$$p_A(a) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(a-s)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (8)$$

Следовательно, наличие случайных тепловых линз дает случайные искажения изображения, имеющие стохастический характер и нормальное распределение при большом накоплении времени.

При измерении динамических объектов осуществлять долгое накопление данных, как правило, нет возможности. В таком случае предлагаем воспользоваться методами на основе пространственной модуляции оптического источника, в которых высокая точность измерений обеспечена не временным, а пространственным накоплением данных. В результате появляется возможность проводить высокоточные оптические измерения динамических объектов даже в условиях рефракционных вихревых оптических искажений.

Таким образом, в работе проведен анализ статистического характера искажений оптических сигналов при бесконтактном контроле теплоэнергетических установок. Установлено, что при условии наличия фазовых рефракционных искажений они создают случайные искажения изображения, имеющие нормальное распределение и стохастический характер. Показано, что для обеспечения контроля динамических объектов в условиях рефракционных искажений можно применять методы на основе пространственной модуляции оптического излучения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-29-00093).

Список литературы:

1. Двойнишников С.В. Разработка методов оптического контроля 3D геометрии паровых турбин для повышения качества энергоэффективного теплоэнергетического оборудования / Теплофизические основы

- энергетических технологий: сборник научных трудов IV Всероссийской научно-практической конференции / под ред. Г.В. Кузнецова, А.С. Заворина, К.В. Бувакова; Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2013. – С. 335-339.
2. Ануфриев И.С., Кузнецов Г.В., Шадрин Е.Ю., Шарыпов О.В., Аникин Ю.А., Куликов Д.В., Двойнишников С.В., Рахманов В.В. Исследование структуры вихревого течения в топочной камере нового типа методом цифровой трассерной визуализации // Известия Томского политехнического университета. – 2013. – Т. 322. – № 4. – С.31 – 35.
 3. Гудмен Дж. Статистическая оптика: Пер. с англ. – М.:Мир, 1988.

УДК 378.046.4

**ВНУТРИФИРМЕННАЯ СИСТЕМА НЕПРЕРЫВНОЙ
ПРОФЕССИОНАЛЬНОЙ ПОДГОТОВКИ ПЕРСОНАЛА В
ОБЛАСТИ ЭНЕРГОСБЕРЕЖЕНИЯ И ПОВЫШЕНИЯ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ**

Деревянов М.Ю., к.т.н., Лившиц М.Ю., д.т.н., Трубицын К.В., к.т.н.
Самарский государственный технический университет, г.Самара
E-mail: entcom@samgtu.ru

Один из ведущих секторов внутрифирменной системы непрерывного профессионального образования это работа со специалистами. Кроме семинаров для молодых специалистов с высшим и средним профессиональным образованием в процессе их стажировки в организации, где специалистов знакомят с регламентом работы предприятия, правилами документооборота и режима конфиденциальности, спецификой работы информационных компьютерных систем, социальными льготами и гарантиями, что позволяет вновь принятым быстрее адаптироваться к условиям нового рабочего места, большое внимание во внутрифирменной системе непрерывного профессионального образования уделяется подготовке резерва на руководящие должности всех уровней. Обучение резерва кадров предполагается производить с двухлетней периодичностью. Реализация внутрифирменной системы непрерывного профессионального образования осуществляется на базе учебных центров, институтов и факультетов повышения квалификации ведущих высших учебных заведений страны, учебно-курсовых комбинатов, непосредственно на предприятиях. Большая работа должна проводиться по выполнению программы обучения руководителей и специалистов в кооперации с зарубежными организациями.



. Рис.2. Содержание внутрифирменной системы непрерывного профессионального образования

Носителями организационных знаний являются работники, принимавшие участие в разработке и реализации проектов компаний, и в течение многих лет участвующие в технологических процессах. Задача внутрифирменной системы непрерывного профессионального образования состоит в том, чтобы сохранить полученные знания. Участие опытных специалистов в семинарах повышения квалификации обеспечивает в процессе общения передачу накопленных знаний молодым специалистам. Одним из основных личностных ресурсов, влияющих на эффективность образовательного процесса, является мотивация на обучение непосредственно самого сотрудника. Формирование мотивации на обучение должно складываться из решения комплекса вопросов, связанных с полным использованием мотивационного потенциала самого процесса обучения, с одной стороны, и раскрытия потенциала личности сотрудника, актуализация его личных и профессиональных целей в контексте решения поставленных задач, - с другой. На рисунке 1 изображена схема обобщенной внутрифирменной системы непрерывного профессионального образования, которая предусматривает:

- уровни обучения (1-й уровень - специалисты предприятий; 2-й уровень - руководители структурных подразделений предприятий; 3-й уровень - резерв кадров; 4-й уровень (высший) - руководители предприятий, аппарата управления организаций теплоэнергетики);
- периодичность обучения;
- учебно-методическое обеспечение;

- учебно-материальная база.

Важнейший императив предлагаемой внутрифирменной системы непрерывного профессионального образования – неразрывная связь с реальными производственными процессами, ее приоритет – рост профессионального уровня организации, ориентир – инновационное развитие организации.

Учебно-методическое обеспечение должно строиться на основе отраслевых разработок. В его состав должны входить учебно-методические материалы, в которых учтены требования современных обучающих технологий. В этой связи необходима продуктивная партнерская взаимосвязь вузов и предприятий в целях подготовки высококвалифицированных, мобильных специалистов, отвечающих требованиям инновационных условий профессиональной деятельности. Именно через партнерскую взаимосвязь вузов и предприятий, без снижения значимости фундаментального знания, усиливается качественная практическая подготовка студентов вуза, а для предприятия – вносятся элементы инновационности, вариативности, структурированности. Партнерство с классическим университетом (традиционным ВУЗом) направлено, прежде всего, на интеграцию академического образования и внутрифирменной системы непрерывного профессионального образования. ВУЗы могут обеспечить учебный процесс имеющимися у них учебными программами, преподавателями и пр. организационными вещами, которые находятся вне зоны компетенции самой организации. Они имеют современные образовательные технологии и системы тестирования и оценки приобретенных знаний. В этом случае срабатывает авторитет учебного заведения, которому отдается на откуп все заботы по организации учебного процесса.

В качестве примера периодического обучения могут служить курсы повышения квалификации в области энергосбережения и повышения энергетической эффективности для сотрудников государственных и бюджетных учреждений Самарской области, которые проводились в Самарском государственном техническом университете в 2013 и 2014 годах. За этот период обучены 544 человека.

В 2014 году программа обучения «Практические вопросы реализации государственной политики в области энергосбережения и повышения энергетической эффективности» включала 8 основных разделов:

1. Утвержденные и перспективные меры государственной политики в области энергосбережения и соответствующие им инструменты, их целевое назначение, практика применения, критерии и условия эффективности.

2. Системы энергоменеджмента. Энергосервисная деятельность.
3. Энергетические обследования (энергоаудит), подготовка и оформление энергетического паспорта организации.
4. Пропаганда и популяризация энергосбережения.
5. Особенности энергосбережения и повышения энергетической эффективности в сфере жилищно-коммунального хозяйства, в том числе организация разработки схем теплоснабжения.
6. Существующие технологии в области энергоэффективного освещения.
7. Меры государственного контроля в области энергосбережения и повышения энергетической эффективности.
8. Типовые технологии энергосбережения для зданий и сооружений.

Цели обучения – формирование в организациях и учреждениях бюджетной сферы Российской Федерации кадрового состава, способного к реализации задач государственной политики в области энергосбережения и повышения энергетической эффективности.

Целевая группа:

- лица сводного органа, который реализует программу по энергосбережению и повышению энергетической эффективности, в том числе отраслевые специалисты (в области транспорта, промышленности, сельского хозяйства, образования, здравоохранения и пр.);

- муниципальные служащие, сотрудники организаций бюджетной сферы независимо от организационно-правовой формы (учреждения, фонды и т.п.);

- работники коммерческих организаций, имущество которых принадлежит на праве собственности Российской Федерации, субъектам Российской Федерации или муниципальным образованиям.

Программа повышения квалификации в 2014 году предусматривала сетевую форму обучения, которая включала не только очную часть в форме лекций и практических занятий с преподавателем, но и объемную самостоятельную работу с учебно-методическими и видео материалами, в форме вебинаров и видеоконференций по актуальным проблемным вопросам в области энергосбережения и повышения энергетической эффективности. Результатом самостоятельной работы является обязательное выполнение индивидуального прикладного проекта по энергосбережению и повышению энергетической эффективности для конкретного бюджетного или государственного учреждения, в котором слушатель работает, и его публичная защита. За счет прикладной направленности, каждый проект уникален и является, по сути, практи-

ческим руководством для повседневной деятельности ответственного работника за энергосбережение.

Междисциплинарная связь, отраженная в программе обучения, позволяет работникам овладеть навыками и компетенциями в области потребления, снабжения и рационального использования топливно-энергетических ресурсов и воды, расчетов экономической эффективности, энергоэффективного строительства, внедрению мероприятий по энергосбережению, применения инновационных технологических решений и возобновляемых источников энергии.

Для тех категорий работников, чья основная специальность не связана с прикладными техническими науками, курсы по энергосбережению являются упрощенной формой целевого обучения.

В 2014 году (328 человек) результаты итогового анкетирования слушателей показали, что 92% слушателей считают проведение курсов необходимым и актуальным для применения полученных знаний в текущей работе.

УДК 621.311

ЗАЖИГАНИЕ ОРГАНИЧЕСКИХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Долгачев В.А., Ханефт А.В.

¹Кемеровский государственный университет, Кемерово

²Томский политехнический университет, Томск

В последние годы возросло число публикаций, как по экспериментальному исследованию, так и по численному моделированию условий инициирования взрывчатых веществ лазерным импульсом [1-7]. Это обусловлено как развитием новых способов инициирования взрывчатых веществ, так и научным интересом с точки зрения выяснения механизма инициирования с целью направленного регулирования пороговой энергии инициирования.

Органические взрывчатые вещества обладают высокой прозрачностью на длине волны первой гармоники импульсного неодимового лазера ($\lambda = 1,06$ мкм) [8]. Вследствие этого для инициирования органических взрывчатых веществ с открытой поверхности световым импульсом в данном спектральном диапазоне необходим лазер большой мощности [9]. Обычно на практике для снижения порога зажигания образец накрывают прозрачной подложкой. Механизм снижения пороговой энергии зажигания подложкой разными авторами трактуется по-разному. Например, в работе [10] полагают, что подложка предотвращает газодинамическую разгрузку взрывчатых веществ, что и приводит к

снижению порога зажигания. Коэффициент поглощения α кристаллов PETN на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм, согласно [11], порядка $0,033 \text{ см}^{-1}$. При плотности энергии лазерного импульса $W \sim 15 \text{ Дж/м}^2$ нагревом ВВ при данном α можно пренебречь, т.е. газодинамической разгрузки просто не может быть. В [12] экспериментально показано, что абляция подложки и оптический пробой на границе с подложкой приводят к снижению порога зажигания прозрачных для лазера на неодиме взрывчатых веществ.

Целью настоящей работы является моделирование зажигания органических взрывчатых веществ (PETN, RDX, HMX, TATB) лазерным импульсом в области прозрачности для установления рядовой зависимости порога зажигания.

Постановка задачи

Запишем уравнение теплопроводности в цилиндрической системе координат с учетом плавления и многократного отражения светового потока от противоположных сторон образца:

$$\begin{aligned} \rho[c + H_f \delta(T - T_f)] \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \\ + \alpha(1 - R_1) I_0(t) \exp\left(-\alpha z - \frac{r^2}{r_0^2}\right) \times \\ \times \frac{[1 + R_2 \exp(2\alpha(z - L))]}{[1 - R_1 R_2 \exp(-2\alpha L)]} + \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \end{aligned} \quad (1)$$

Уравнение (1) имеет следующие начальные и граничные условия:

$$T(r, z, 0) = T_0; \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R_0} = 0; \quad \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=L} = 0. \quad (2)$$

Здесь H_f – скрытая теплота плавления; $\delta(T - T_f)$ – дельта функция; R_0 и L – радиус и длина образца в виде цилиндра; T_0 – начальная температура; λ , c – коэффициент теплопроводности и удельная теплоемкость; ρ – плотность; Q , Z , E – тепловой эффект реакции на единицу массы вещества, частотный фактор и энергия активации скорости разложения; k_B – постоянная Больцмана; r_0 – радиус пучка; $I_0(t)$ – плотность потока энергии в центре пучка; R_1 – коэффициент отражения поверхности на входе светового пучка в образец; R_2 – коэффициент отражения тыльной поверхности на выходе светового пучка из образца.

Плотность потока энергии в центре пучка задавалось выражением

$$I_0(t) = \frac{W}{6\tau_m} (4t / \tau_m)^4 \exp\left(-\frac{4t}{\tau_m}\right), \quad (3)$$

где τ_m – длительность переднего фронта импульса, связанная с длительностью импульса, измеренного на полувывоте выражением $\tau_i = 1.19\tau_m$. Причем интеграл

$$\int_0^{\infty} I(t) dt = W.$$

Результаты численных расчетов и их обсуждение

Уравнение теплопроводности решалось численно с использованием неявной разностной схемы. Разностные уравнения решались методом прогонки. Шаги по координате были переменными. Закон сохранения энергии соблюдался с точностью $\sim 3.2\%$. Численные расчеты проводились с использованием следующих кинетических и теплофизических параметров ВВ: РЕТН – $E = 196,6 \text{ кДж/моль}$, $Z = 6,3 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1}$, $Q = 1,26 \text{ МДж/кг}$, $\lambda = 0,25 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, $T_f = 413 \text{ К}$ [13], $c = 1255 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$ [14], $\rho = 1,77 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ [15], $H_f = 193 \text{ кДж/кг}$ [16]; RDX – $E = 197,3 \text{ кДж/моль}$, $Z = 2,02 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-1}$, $Q = 2,1 \text{ МДж/кг}$, $\lambda = 0,105 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, $T_f = 476 \text{ К}$ [13], $c = 1000 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$ [15], $\rho = 1,82 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ [17], $H_f = 235,5 \text{ кДж/кг}$ [16]; НМХ – $E = 220,8 \text{ кДж/моль}$, $Z = 5,0 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1}$, $Q = 2,1 \text{ МДж/кг}$, $\lambda = 0,293 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, $T_f = 558 \text{ К}$ [13], $c = 1250 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$ [18], $\rho = 1,9 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ [17], $H_f = 192,46 \text{ кДж/кг}$ [19]; ТАТВ – $E = 250,9 \text{ кДж/моль}$, $Z = 3,8 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1}$, $Q = 2,51 \text{ МДж/кг}$, $\lambda = 0,418 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, $T_f = 623 \text{ К}$ [13], $c = 1250 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $\rho = 1,93 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ [15], $H_f = 192,46 \text{ кДж/кг}$.

Теплоту плавления для ТАТВ оценили из эмпирической формулы

$$H_f / T_f \approx C,$$

где $C \approx 0,43 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}$. Величина C определялась путем усреднения отношений H_f / T_f для РЕТН, RDX и НМХ. Коэффициенты отражения и поглощения для всех взрывчатых веществ брались одинаковыми: $R_1 = R_2 = 0,036$, $\alpha = 0,065 \text{ см}^{-1}$. Коэффициент α в пределах разумного подбирался таким образом, чтобы описать эксперимент по инициированию РЕТН [9].

На рис. 1 представлены результаты численного решения уравнения

теплопроводности. Как видно из рис. 1, критическая энергия ($E^* = \pi r_0^2 W^*$, $r_0 = 0,25$ мм) хорошо согласуется как с экспериментом, так и с критической энергией зажигания, определяемой из критерия [20]:

$$z_1 \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = \lambda \frac{\Delta T_m}{F(\gamma)} \times \left\{ \alpha \operatorname{th}\left[\alpha L - \frac{1}{2} \ln(R_2 F^2(\gamma))\right] + \frac{4z_1}{r_0^2} \right\} \quad (4)$$

$$W^* = \frac{[1 - R_1 R_2 \exp(-2\alpha L)]}{[1 + R_1 \exp(-2\alpha L)]} \left[\frac{c\rho \Delta T_m}{\alpha(1 - R_1)} + \frac{\rho H_f}{\alpha(1 - R_1)} \right], \quad (5)$$

где

$$\gamma = RT_m / E, \quad z_1 = \alpha^{-1} \ln F(\gamma), \quad F(\gamma) = (1 + \gamma) / (1 - \gamma T_0 / \Delta T_m)$$

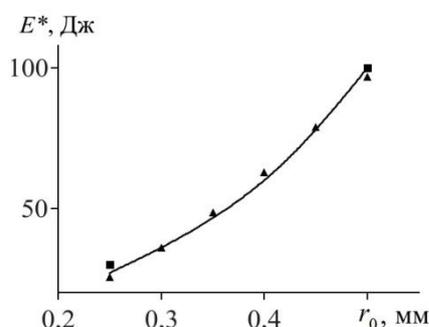


Рис. 1. Зависимость пороговой энергии иницирования PETN от радиуса светового пучка: линия — численный расчет при $\alpha = 0,065 \text{ см}^{-1}$, ■ — эксперимент [9], ▲ — расчет по критерию.

Относительная ошибка в определении пороговой энергии иницирования органических взрывчатых веществ лазерным импульсом по формулам (4), (5) и определенная из решения уравнения теплопроводности составила $\sim 5,5\%$. В таблице приведены критические плотности энергии зажигания органических взрывчатых веществ лазерным импульсом. Из таблицы видно, что наиболее чувствительным к иницированию лазерным импульсом является PETN, а наиболее термостойким является ТАТВ.

На рис. 2 приведены результаты расчета критической энергии зажигания E^* для PETN (формулы (3), (4)) в зависимости от коэффициента отражения тыльной поверхности образца. Расчеты проведены при $r_0 = 0,25$ мм и коэффициенте отражения $R_1 = 0,36$ (кривая 1), 0,3 (кривая 2) и 0,6 (кривая 3).

Коэффициент отражения R_2 менялся от френелевского ($R_2 = 0,036$) до коэффициента отражения металла ($R_2 = 0,95$). Как видно из рисунка, чем больше коэффициент отражения R_1 , тем в более широких пределах можно регулировать энергию зажигания E^* взрывчатых веществ лазерным импульсом, изменяя коэффициент отражения R_2 .

Таблица. Критические плотности энергии зажигания ВВ лазерным импульсом.

ВВ	PETN	RDX	HMX	TATB
$W^*, 10^8$ Дж/м ² (критерий)	1,26	1,34	1,63	1,96
$W^*, 10^8$ Дж/м ² (расчет)	1,35	1,42	1,72	2,07

На рис. 3 (a, b, c и d) представлены результаты расчета радиального распределения температуры ΔT в начале координат в PETN, RDX, HMX и TATB.

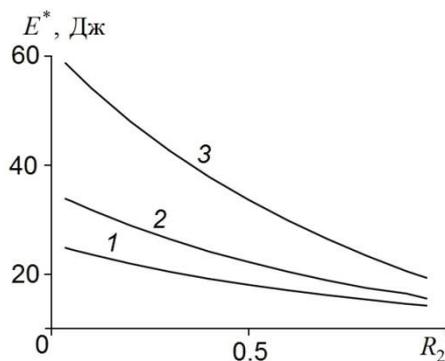


Рис. 2. Зависимость критической энергии зажигания PETN от коэффициента отражения R_2 при $R_1 = 0,036$ (1), 0,3 (2) и 0,6 (3).

Из данных наглядных картинок видно, что зажигание органических взрывчатых веществ начинается с поверхности. Таким образом, несмотря на практически незаметный градиент температуры вдоль оси z , обусловленный малостью коэффициента поглощения светового потока, нарушение теплового равновесия вследствие аррениусовской нелинейности приводит к зажиганию PETN, RDX, HMX и TATB с поверхности.

Установлена рядовая зависимость зажигания органических ВВ: PETN, RDX, HMX и TATB. Наиболее чувствительным к иницированию лазерным импульсом является PETN, а наиболее термостойким является TATB.

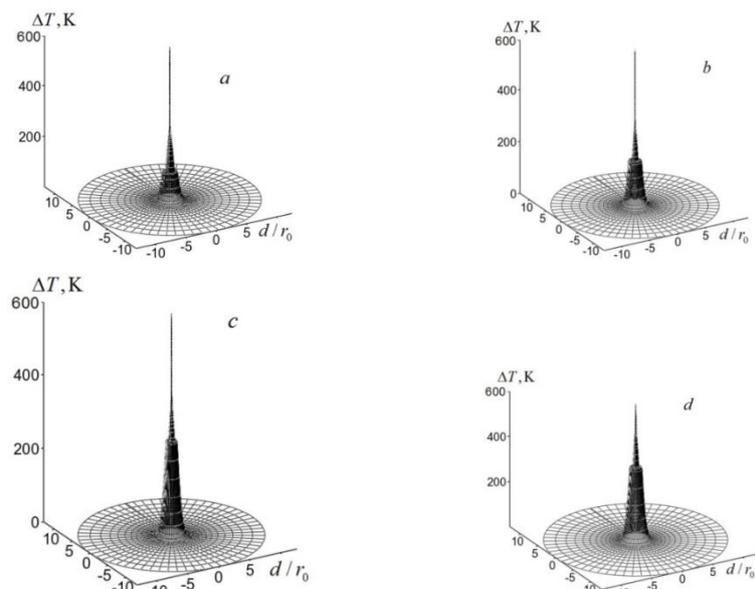


Рис. 3. Картины радиального распределения температуры ΔT по поверхности: PETN (a) ($W = 1,4 \cdot 10^8$ Дж/м², $t = 5,9 \cdot 10^{-4}$ с); RDX (b) ($W = 1,55 \cdot 10^8$ Дж/м², $t = 2,6 \cdot 10^{-4}$ с); HMX (c) ($W = 1,8 \cdot 10^8$ Дж/м², $t = 5,1 \cdot 10^{-4}$ с); TATB (d) ($W = 2,2 \cdot 10^8$ Дж/м², $t = 5,3 \cdot 10^{-4}$ с).

Несмотря на незначительный градиент температуры вдоль оси z , нарушение теплового равновесия вследствие аррениусовской нелинейности приводит к зажиганию органических взрывчатых веществ с поверхности.

Расчеты показали, что инициирование PETN лазерным импульсом наносекундной длительности происходит по тепловому механизму.

Работа выполнена в рамках проектной части государственного задания в сфере научной деятельности № 3.1235.2014 К.

Список литературы:

1. V.E. Zarco, V.N. Simonenko, P.I. Kalmykov, A.A. Kvasov, E.N. Chesnokov, K.E. Kuper, *Combust. Expl. Shock Waves* **45**, 752 (2009)
2. E.D. Aluker, N.L. Aluker, G.M. Belokurov, A.G. Krechetov, B.G. Loboiko, D.R. Nurmukhametov, A.V. Tupitsyin, V.P. Filin, *Russ. J. Phys. Chem. B* **4**, 63 (2010)
3. R.S. Burkina, V.V. Medvedev, O.V. Khrenova, *Combust. Expl. Shock Waves* **46**, 554 (2010)
4. O.V. Vysokomornaya, G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak, *J. Eng. Thermophys.* **19**, 85 (2010)
5. E.V. Duginov, A.V. Khanefit, *Combust. Expl. Shock Waves* **47**, 490 (2011)
6. A.V. Khanefit, E.V. Duginov, *Combust. Expl. Shock Waves* **48**, 699 (2012)
7. I.G. Assovskii, V.V. Kozynda, *Docl. Akad. Nauk* **442**, 771 (2012)
8. L.G. Strakovskii, *Combust., Expl., Shock Waves* **21**, 39 (1985)
9. A.I. Bykhalo, E.V. Zhuzhukalo, N.G. Kovalskii, A.N. Kolomiyski, V.V. Korobov, V.V., Rozhkov, A.I. Yudin, *Combust., Expl., and Shock Waves* **21**, 481 (1985)

10. V.I. Tarzhanov, A.D. Zinchenko, V.I. Sdobnov, B.B. Tokarev, A.I. Pogrebov, A.A. Volkova, *Combust., Expl., Shock Waves* **32**, 454 (1996)
11. A.M. Baranovskii, *Combust., Expl., Shock Waves* **26**, 307 (1990)
12. K. Nagayama, Y. Kotsuka, M. Nakahara, S. Kubota, S., *Sci. and Technol. of Energetic Mater* **66**, 416 (2005)
13. Физика взрыва (Наука, Москва, 2002)
14. А.В. Беляев, В.К. Боболев, А.И. Коротков, А.А. Сулимов, С.В. Чуйко, Переход горения конденсированных систем во взрыв (Наука, Москва, 1973)
15. Детонация взрывчатых веществ, сборник статей под ред. А. Борисова, (Мир, Москва, 1981)
16. Ф.А. Баум, А.С. Державец, Н.Н. Санасарян, Термостойкие взрывчатые вещества и их действие в глубоких скважинах (Недра, Москва, 1969)
17. Р. Шалл, Физика детонации, в книге “Физика высоких плотностей энергии” (Мир, Москва, 1974)
18. И.Г. Ассовский, Физика горения и внутренняя баллистика (Науке, Москва, 2005)
19. V.A. Strunin, L.I. Nikolaeva, G.B. Manelis, *Russ. J. Phys. Chem. B* **4**, 627 (2010)
20. A.V. Khanef, V.A. Dolgachev, *Combust. Expl. Shock Waves* **50**, 105 (2014)

УКД 662

НАПРАВЛЕНИЯ КОМПЛЕКСНОГО ЭНЕРГОТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ БУРЫХ УГЛЕЙ ШИВЭ-ОВООСКОГО МЕСТОРОЖДЕНИЯ МОНГОЛИИ

Долгих А.Ю., Кучерина А.Н.

Томский политехнический университет, г. Томск

E-mail: cannonfodder@sibmail.com

Введение. Большие запасы, относительная дешевизна в сравнении с другими видами топлива, такими как газ, благоприятные горно-геологические условия залегания, позволяющие осуществлять добычу наиболее экономичным путем, и уникальность физико-химических и технологических свойств ставят бурые угли на видное место в качестве топлива и технологического сырья. Однако существуют постоянно ужесточающиеся экологические требования и условия ресурсосбережения, предъявляемые к топливу. Чтобы эффективно использовать уголь необходимо вводить технологию комплексной переработки с получением различных продуктов, состоящей из трёх основных направлений: сжигание, утилизация и переработка.

Сжигание. Существуют три основных направления сжигания твердого топлива: слоевое, камерное и циркулирующий кипящий слой.

Исходя из характеристик угля, предлагается сжигать его в камерных топках. Это связано с возможностью эффективно сжигать топлива различной степени теплоты сгорания при относительно средней теплоте сгорания исследуемого угля.

Переработка. Существуют различные способы переработки углей, к ним относятся термические, химические и термохимические.

Газификация и коксование, наиболее распространённые процессы термической переработки твердого топлива. Одним из способов химической переработки бурых углей является экстракция их органическими растворителями с целью получения битума, воска и пр. Также из бурого угля производятся углещелочные реагенты.

При термическом разложении выгоднее получать полукоксы. Альтернативой термическому разложению может быть переработка с получением углещелочных реагентов.

Получение полукоксов из бурых углей Шивэ-Овооского месторождения Монголии. Была проведена серия экспериментов различных температурных режимов [1] и различной крупности для определения параметров зольности полукоксов, выхода летучих неконденсирующихся газов, теплоты сгорания полукоксов.

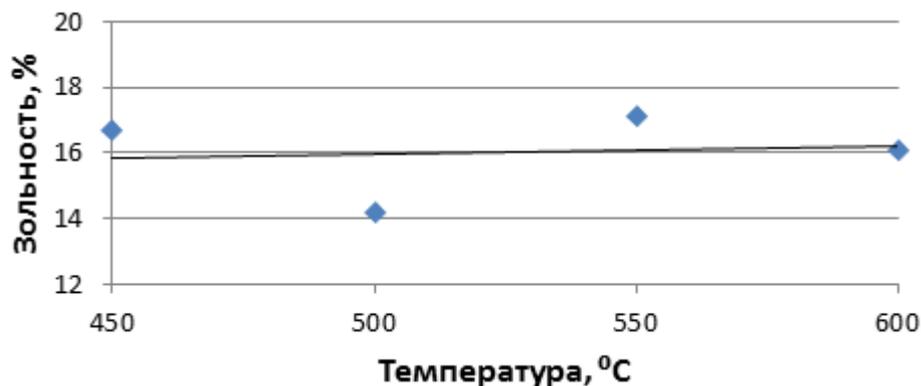


Рис. 2. Зависимость зольности полукоксов от температурного режима

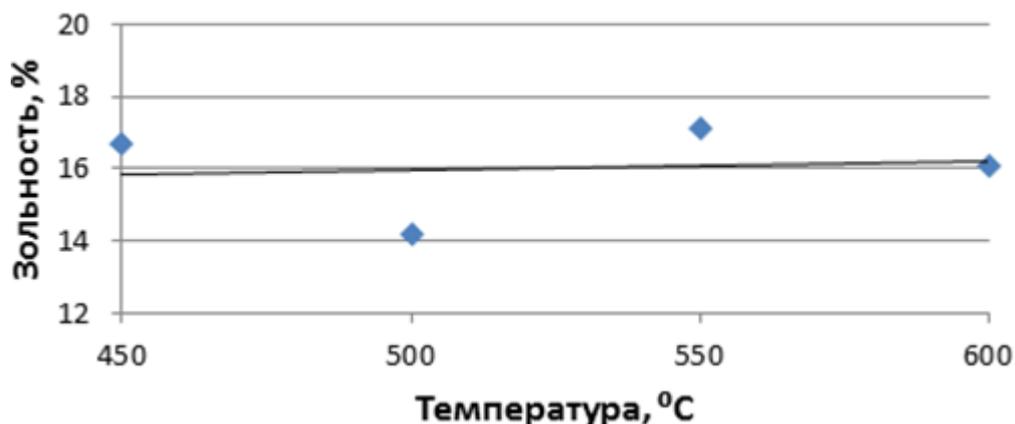


Рис. 3. Зависимость выхода летучих неконденсирующихся газов от температурного режима

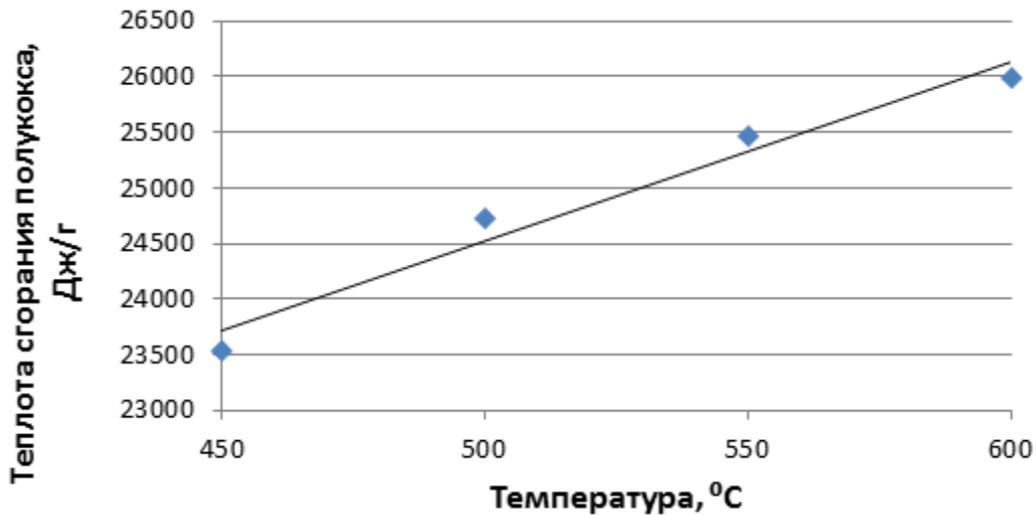


Рис. 4. Зависимость теплоты сгорания полуккокса от температурного режима

По результатам выявилось:

при изменении температурного режима термической переработки в сторону повышения температуры режима масса полуккокса уменьшается, что связано с ростом выхода смол, воды и неконденсирующихся газов;

с повышением температуры режима зольность полуккокса возрастает, выход летучих газов снижается, теплота сгорания полуккокса повышается.

Утилизация золошлаковых отходов. Сжигание твердого топлива на ТЭС вызывает ряд серьезных проблем, в первую очередь, экологического характера – одна из них утилизация отходов негорючей части угля в виде золошлаковых масс. Пути утилизации золошлаковых отходов [2-4] представлены на рис. 5.

Таблица 1. – Усредненный химический состав золы

SiO ₂	Fe ₂ O ₃	CaO	MaO	SiO ₃	Al ₂ O ₃	Na ₂ O	K ₂ O
41 %	17 %	16 %	6 %	12 %	4 %	0,5 %	0,08 %

Пригодность золы и шлака в качестве сырья определяется прежде всего отсутствием или ограниченным содержанием в них вредных компонентов, ухудшающих физико-механические характеристики строительных материалов. Усредненный химический состав золы бурых углей Шивэ-Овооского месторождения Монголии представлен в табл. 1.

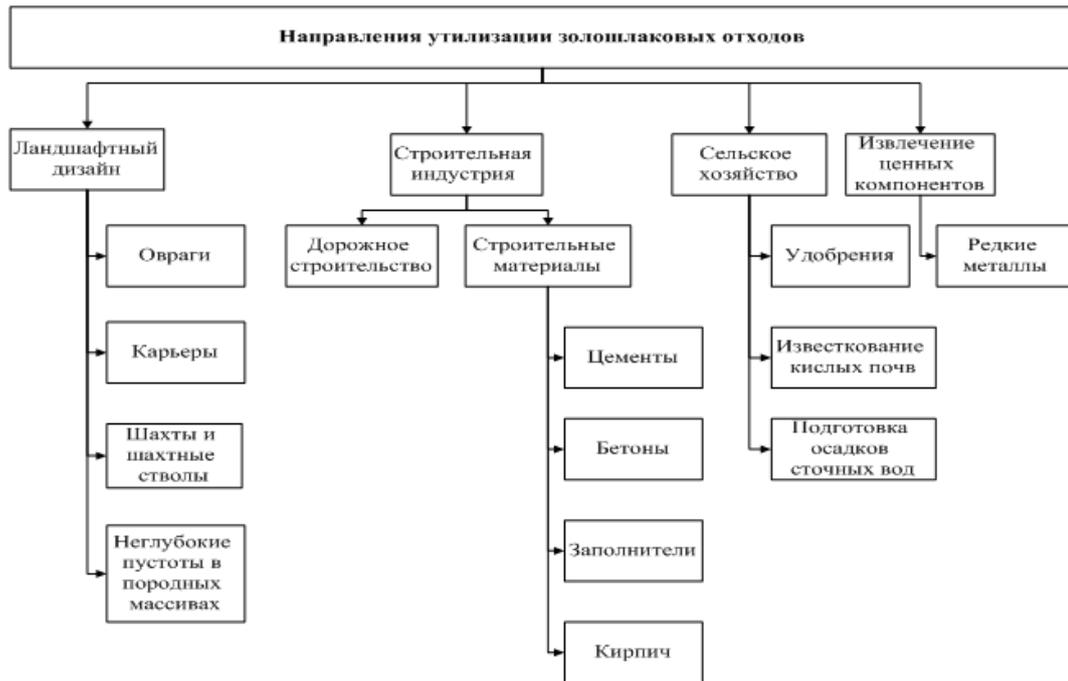


Рис. 5. Направления утилизации золошлаковых отходов

Исходя из свойств и минерального состава золы, возможными вариантами утилизации является производство цементов, легких бетонов, зольного гравия путем перевода отходов в инертный вид. Также можно использовать в качестве сырья для получения наполнителей для мастик.

Удобным и быстрым способом утилизации золошлаков предоставляется использование её в качестве засыпного материала при условии относительно небольшого расстояния от ТЭС до места закладки золы.

Содержание кальция и магния в золе бурых углей позволяет рассматривать возможность использовать исследуемый материал в качестве удобрений почвы.

Заключение. Исследуемый уголь предпочтительней сжигать в камерных топках. Альтернативой является получение полукокса и ряда побочных продуктов термического разложения угля или получение углещелочных реагентов. Есть возможность переработки полученных золошлаковых отходов в наполнители для мастик, цементы, легкие бетоны, зольный гравий. Также можно использовать отходы в качестве удобрения или засыпного материала.

Список литературы:

1. Федосеев С. Д. Полукоксование и газификация твердого топлива : учебник / С. Д. Федосеев, А. Б. Чернышев. — М. :Гостоптехиздат, 1960. — 326 с.
2. Капустин Ф.Л., Уфимцев В.М. Российские стандарты по использованию золошлаков теплоэнергетики в производстве строительных материалов. Материалы II научно-практического семинара «Золошлаки ТЭС: удаление, транспорт,

переработка, складирование», Москва, 23–24 апреля 2009 г. — М.: Издательский дом МЭИ, 2009. С. 57 – 64.

3. Гибжинска М., Хари Г., Куява П. и др. Потенциал утилизации летучей золы бурых углей в сельском хозяйстве // Материалы III научно-практического семинара «Золошлаки ТЭС: удаление, транспорт, переработка, складирование», Москва, 22–23 апреля 2010 г. — М.: Издательский дом МЭИ, 2010. С. 68 – 71.
4. Жаров Ю.Н., Мейтов Е.С., Шарова И.Г. и др. Ценные и токсичные элементы в товарных углях России - Справочник М.: Недра, 1996. 239 с.

УДК 66.082

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ВОДНО-СОЛЕВЫХ РАСТВОРОВ

Елистратов С.Л., д.т.н., Морозов В.С., аспирант
Институт теплофизики СО РАН, г. Новосибирск
E-mail: elistratov@itp.nsc.ru

Процессы испарения и кипения пленок жидкости являются одним из актуальных направлений развития современной теплофизики. Эта задача значительно усложняется, когда объектом исследования становятся

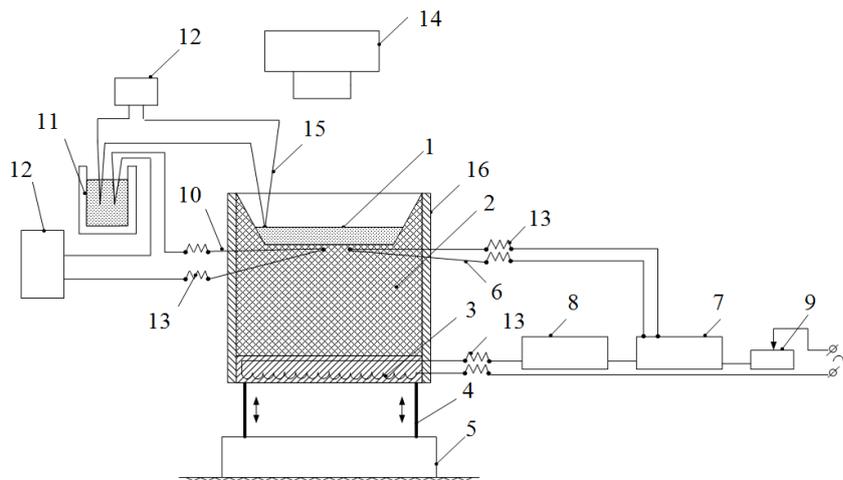


Рис. 1. Принципиальная схема установки:

1 - пленки (слои) водно-солевых растворов; 2 – чаша с утолщенным дном из алюминиевого сплава; 3 – регулируемый электрический нагреватель; 4 - регулируемые опоры; 5 – аналитические весы; 6 – регулирующая нагрев термонара; 7 – регулятор-измеритель температуры типа OVEN; 8 – электрическое реле; 9 – регулируемый электротрансформатор; 10 -индивидуально проградуированная термонара; 11- колба с тающим льдом; 12 - мультиметр Актакот; 13 – гибкие электропроводные соединения; 14 - тепловизор TermoTracer TH 7102 с длиной волны 10,6 мкм, кинокамера Panasonic DMC-TZ2, пирометр Актакот АТЕ - 256; 15- измерительная медь-константановая термонара; 16 – теплоизоляция.

различного рода смеси и растворы, используемые в холодильной технике, энергетике, в нефтехимии и химических технологиях. Испарение растворов сопровождается изменением их концентрации, при определенных условиях возможно также выделение твердой фазы (кристаллы, гидраты соли). Настоящие исследования проведены для горизонтальных пленок (тонких слоев) воды и водных растворов NaCl, CaCl₂, LiCl и LiBr, имеющих различные показатели растворимости, а также специфические особенности образования и распада водных гидратов.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Рабочая часть экспериментальной установки устанавливалась на аналитических весах AJ-6200CE с разрешающей способностью 0,01 г при максимально измеряемой массе 6200 г. Применение специальных гибких контактных соединений позволило нейтрализовать влияние термopарных и электросиловых проводов на точность и динамику весовых измерений. На внутренней поверхности чаши, соприкасающейся с растворами, имелось тонкое гидрофобное антикоррозионное керамическое покрытие. В ходе предварительных опытов были определены степень черноты ϵ керамического покрытия, динамический отклик весов, отлажена методика выдержки горизонтальности рабочей поверхности нагрева; стабилизация температуры рабочей поверхности производилась с точностью $\pm 1,0$ °C. Весовая концентрация растворов ξ определялась по табличным данным на основании показаний образцовых денсиметров с учетом поправок на температуру растворов.

На нагретую до рабочей температуры t_{CT} горизонтальную поверхность дна чаши с помощью объемных дозаторов Thermo Scientific за один прием вводился необходимый объем раствора V_0 заданной весовой концентрации ξ_0 , предварительно нагретого до температуры рабочей поверхности. Для визуализации процесса испарения горизонтальных слоев раствора использовались цифровая кинокамера и тепловизор, показания которых были синхронизованы с весовыми измерениями. В процессе испарения с помощью индивидуально прокалиброванной термомпары 10 производились также измерения температуры поверхности испаряющихся жидких пленок. После завершения испарения растворов фиксировались их конечные масса и вид остатков (см. рис.2).

На завершающей стадии испарения (см. рис.2) происходило образование кристаллов NaCl и водных гидратов CaCl₂·2H₂O, LiCl·H₂O и LiBr·2H₂O. Образование и термическое разложение гидратов солей в зависимости от температуры поверхности является одной из основных особенностей изучения физики испарения тонких пленок водно-солевых растворов. На рис. 3 вертикальными линиями отмечены времена, при

которых происходили под действием поверхностного натяжения искажения круглой формы. Начальная толщина слоя в наших опытах при диаметре рабочей поверхности $D_{CT} = 1,43 \cdot 10^{-2}$ м составляла величину $\delta_o \approx 3,1$ мм, а искажения круглой формы пленок происходили при $\delta_o \leq 0,36$ мм.

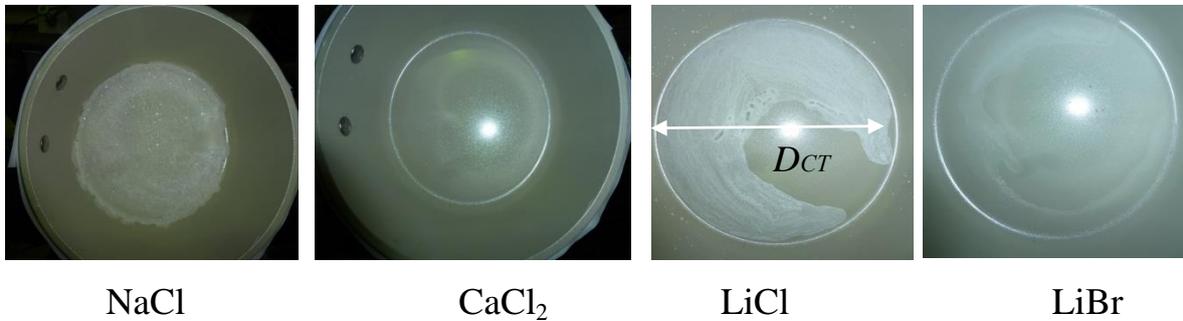


Рис.2. Общие виды остатков испарения сплошных горизонтальных пленок водно-солевых растворов с начальным объемом $V_o = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3$ при $t_{CT} = 80^\circ\text{C}$.

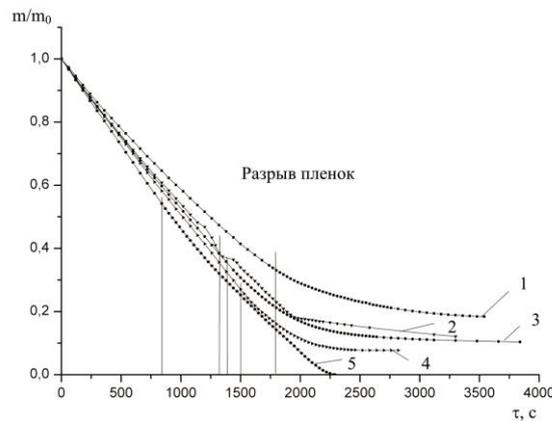


Рис. 3. Сравнение относительных скоростей испарения горизонтальных пленок (слоев) водно-солевых растворов с начальными объемом $V_o = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3$ и массовой концентрацией $\xi_o = 10,0\%$ при $t_{CT} = 80^\circ\text{C}$: 1 – вода+LiCl; 2 – вода+NaCl; 3 – вода+LiBr; 4 – вода+CaCl₂; 5 – дистиллированная вода.

На основании зависимостей изменения массы (см. рис. 3) можно определить средние значения коэффициента теплоотдачи в процессе их испарения до момента начала искажения их круглой формы

$$\alpha = \frac{4 \cdot \Delta m \cdot R}{\Delta \tau \cdot \pi \cdot D_{CT}^2 (t_{CT} - t_{OC})},$$

где Δm - испарившаяся масса воды из пленки, кг; R - скрытая теплота испарения воды, кДж/кг; $\Delta \tau$ - время испарения, с; t_{oc} - температура окружающей среды в помещении, °С.

В наших опытах коэффициенты теплоотдачи составляли, соответственно, для водных растворов LiBr, LiCl, CaCl₂, NaCl и воды 58, 46, 59, 57 и 63 Вт/м²·°С. Уменьшение интенсивности теплоотдачи в случае водных растворов солей обусловлено депрессией давления насыщенных паров воды над их поверхностью [1].

Результаты опытов позволили сделать вывод о целесообразности применения предложенной методики для исследования физики процессов переноса при испарении, кипении, конденсации, неізотермической абсорбции (адсорбции) и десорбции тонких жидких и твердых горизонтальных пленок сложного состава для широкого диапазона температур греющей поверхности.

Работа выполнена за счет средств гранта РНФ № 14-19-00352

Список литературы:

1. Филаткин В.Н. Термодинамика растворов: учебное пособие.- СПб: СПбГУ-НиПТ, 2000 - 187с.

УДК 62.971

ТЕРМОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ

Елистратов С. Л., д.т.н., ст.н.с., Слесарева Е. Ю., аспирант
Институт теплофизики, г. Новосибирск
E-mail: elistratov@itp.nsc.ru

Для анализа эффективности работы современных теплообменников и многоканальных реакторов со сложной геометрией протяженных каналов значительный интерес представляет информация по определению локальных профилей температуры газового потока на выходе из аппарата. В качестве альтернативы, а также дополнения к традиционным термодинамическим методам измерения, в целом ряде случаев для этих целей может быть использована усовершенствованная тепловизионная методика с сеткой-термоприемником [1].

Для визуализации температурного поля непосредственно на выходе или на некотором удалении от канала были размещены тонкие нити и сетки с различной теплопроводностью, которые исполняли роль индикаторов неізотермичности газового потока (см. рис. 1). Их термографические изображения, полученные с помощью тепловизионной техники (см. рис. 2), позволяют выполнить оценку эффективности нагрева или

охлаждения движущегося газа, как в отдельных каналах, так и по сечению всего теплообменного аппарата.

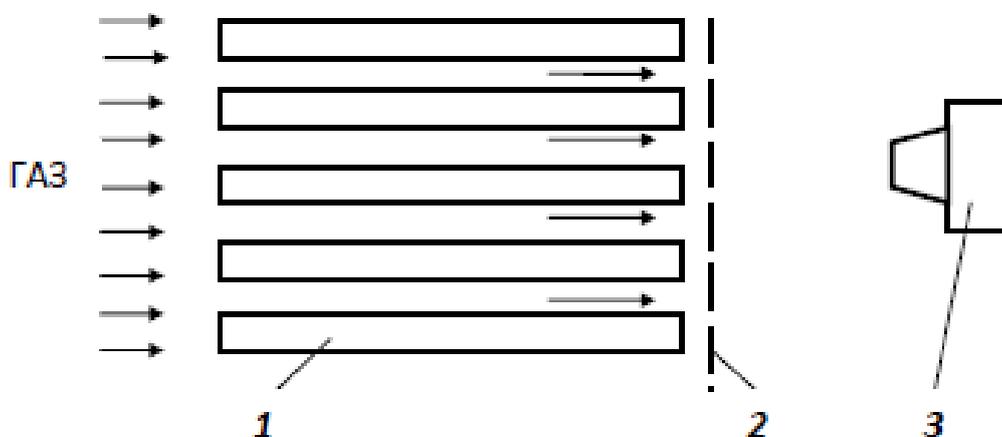


Рис. 1. Принципиальная схема измерения.

1 - тепловыделяющий или теплопоглощающий элемент; 2 - сетка; 3 - тепловизор.

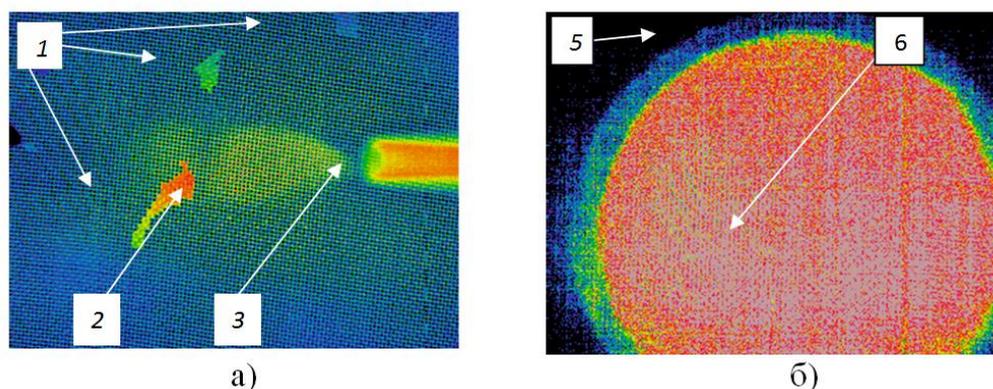


Рис. 2. Термограммы поверхности мелкоячеистых латунных сеток:

а) термограмма теплового следа при воздействии направленного теплого потока влажного воздуха: 1 - капли конденсата воды; 2 - тепловой след от потока воздуха; 3 - полиэтиленовая трубка внутренним диаметром 3 мм с углом наклона около 60° к поверхности латунной сетки;

б) термограмма сетки, плотно прилегающей к выходному торцу необогреваемой кварцевой трубки диаметром 25 мм: 5 - стенка кварцевой трубки; 6 - зона нагрева сетки потоком теплого сухого воздуха.

Можно видеть, что взаимодействие газового потока с сетками позволяет получить достаточно четкие термограммы в пределах узких, порядка нескольких градусов, диапазонов изменения температур газового потока и стенок канала. Уровень разрешающей способности определения локальных и интегральных значений температур на них зависит от особенностей тепловизионной техники, в частности, длины волны вос-

принимаемого теплового излучения и разрешающей способности оптики, геометрических размеров и спектральной характеристик материала сеток. Применительно к многоканальным сборкам метод позволяет на основе анализа термограмм на выходе из каналов реактора сделать выводы о степени неравномерности нагрева или охлаждения внутри его отдельных элементов. Эти отклонения могут быть обусловлены недостатками гидравлического расчета реактора.

Одной из проблем количественной обработки термограмм является правильный выбор степени черноты сеток или отдельных нитей, служащих индикаторами температуры газового потока. Определение этого параметра проведено в ходе специальных опытов (см. рис. 3, 4) путем сравнения при одинаковых температурных условиях показаний измерительных термодпар и полученных термограмм. Полученные при различных стабилизированных температурах сеток термограммы позволили получить установочные количественные значения этого параметра для различных сеток и нитей.

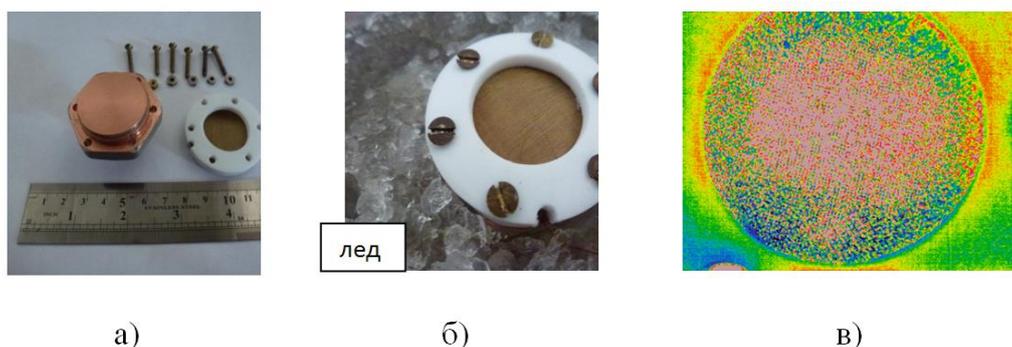


Рис.3. Основные элементы измерительной ячейки для определения степени черноты поверхности сеток (а и б) и термограмма сетки при $0,0^{\circ}\text{C}$ (в).

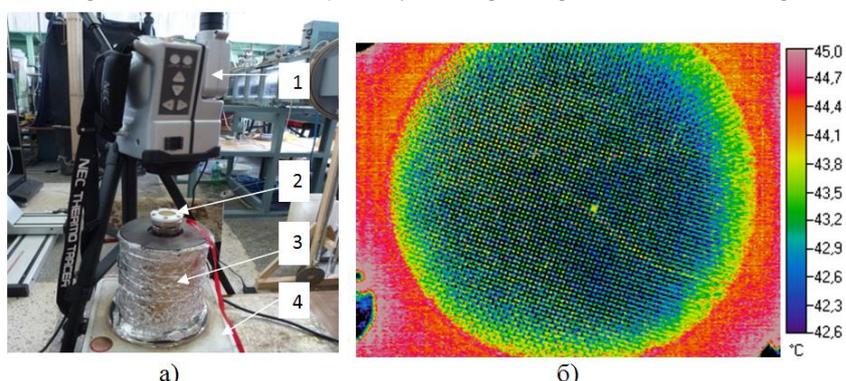


Рис.4. Общий вид стенда (а) для определения степени черноты сеток и термограмма сетки (б) с расположенной под ней термодпарой:
 1 - тепловизор TermoTracer TH 7102 MX/WX/MV/WV/WL с длиной волны 10,6 мкм; 2 - измерительная ячейка с термодпарой под сеткой; 3 - медный сплошной цилиндр; 4 - электронагреватель со стабилизацией температуры нагрева.

Обработка термограмм с использованием прикладной программы MikroSpec (см. рис. 5) с учетом экспериментально определенных значений степени черноты сеток позволила получить количественные зависимости локального распределения температур. В пределах точности тепловизионных измерений результаты совпали с результатами термодатных измерений.

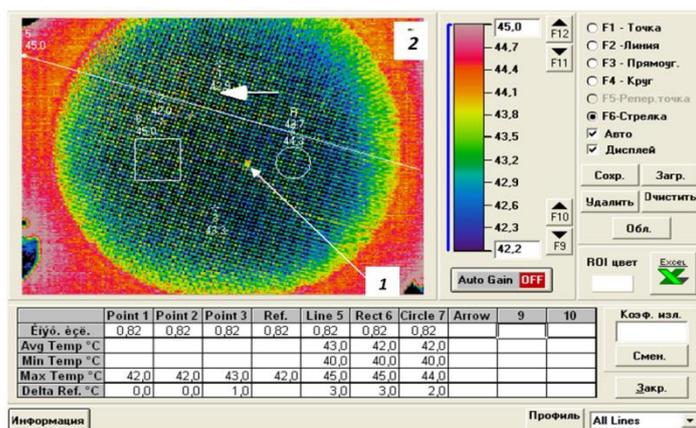


Рис. 5. Способы обработки термограмм с помощью прикладной программы MikroSpec:
1 – спай термопары, расположенной под сеткой; 2 - тефлоновая наклейка.

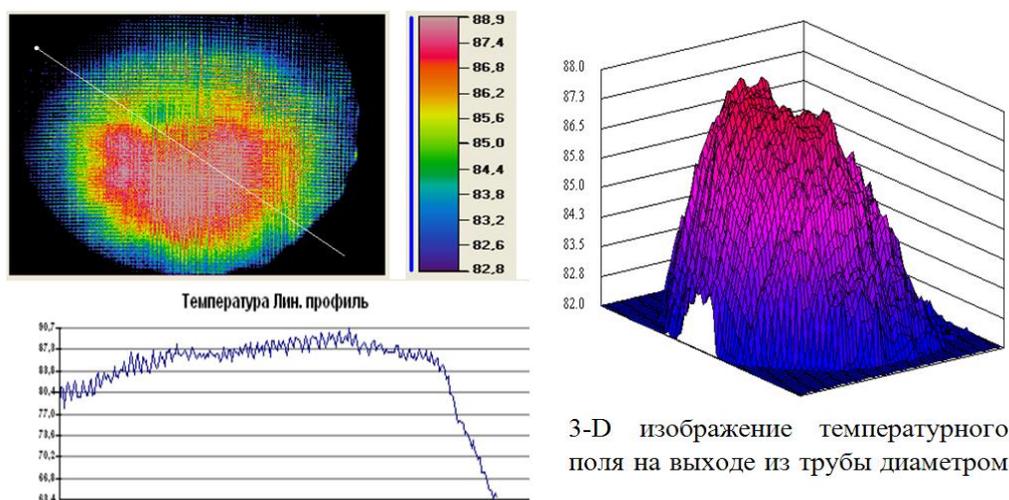


Рис. 6. Термограмма потока воздуха при малых числах Рейнольдса ($Re \leq 2000$) на выходе из круглой трубы.

Проведенные исследования позволили сделать вывод о перспективности использования тепловизионной методики измерения с сеткой-теплоприемником для диагностики газовых потоков в современных канальных теплообменниках и реакторах.

Работа выполнена за счет средств гранта РФФИ № 14-19-00352

Список литературы:

1. Тепловизионная диагностика термической структуры газовых потоков / А.В. Ефимова, А.В. Зайцев, Б.П. Жилкин, Д.Н. Токарев, К.В. Зайцев, Х. Дашпунцаг // Вестник ГОУ ВПО УГТУ-УПИ. Теплоэнергетика. 2004. №3(33).С. 139-143.

536.468

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФОРМЫ «ГОРЯЧЕЙ» СТАЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАЖИГАНИЯ ЖИДКИХ ТОПЛИВ

Захаревич А.В., к.ф.-м.н.

Томский политехнический университет, Томск

E-mail: bet@tpu.ru

Введение

В результате экспериментальных исследований [1-3] установлено, что нагретые до высоких температур частицы в форме диска являются источниками устойчивого зажигания типичных жидких топлив (керосина, дизельного топлива, мазута) при температурах выше 1230 К. Разработаны математические модели и проведены теоретические исследования условий и характеристик зажигания жидких топлив при нагреве локальными источниками энергии в форме диска [4,5]. Достаточно часто на практике нагретые частицы имеют форму сферы, поэтому целесообразными являются исследования зажигания жидких топлив частицами в форме сферы и установление степени влияния формы частицы на параметры зажигания.

Целью данной работы является экспериментальное исследование процесса зажигания пожароопасных топлив одиночной, нагретой до высоких температур стальной частицей в форме сферы и сравнение полученных данных с результатами аналогичных исследований для частиц в форме диска.

Методика эксперимента

Для исследований использовалась экспериментальная установка [6], основными элементами которой являлись нагревательная печь и контрольно-измерительный блок. При планировании эксперимента была выбрана наиболее типичная схема: металлическая частица падает перпендикулярно поверхности жидкости с малой скоростью — не более 1,7 м/с. На основании такой схемы выбиралось фиксированное значение высоты падения частицы, при котором не происходило самовоспламенение топлива от нагревательной печи. Частица погружалась в жидкость не полностью. Эксперименты проводились для частицы в форме сферы (диаметром $d_q=6 \cdot 10^{-3}$ м). Использовался стеклянный вертикальный сосуд размерами $h=4 \cdot 10^{-2}$ м и $d=5 \cdot 10^{-2}$ м. Температура частицы (T_q)

существенно превышала начальную температуру жидкого топлива (300 К). Для обеспечения достоверности результатов измерений проводилась серия опытов (4–6 раз подряд в одинаковых условиях). Во всех экспериментах проводилась видеосъемка изучаемых процессов. Время задержки зажигания τ_{ind} определялось с момента контакта частицы с поверхностью пожароопасного вещества до момента появления пламени.

Результаты экспериментальных исследований

Опыты проводились со сферическими металлическими частицами, диаметр которых был равен диаметру частиц-дисков, исследованных ранее [1]. На рис. 1–3 приведены экспериментальные зависимости времени задержки зажигания τ_{ind} от температуры частицы T_q при воспламенении керосина, дизельного топлива и мазута стальными частицами в форме сферы и диска. Кривые построены в результате аппроксимации экспериментальных данных.

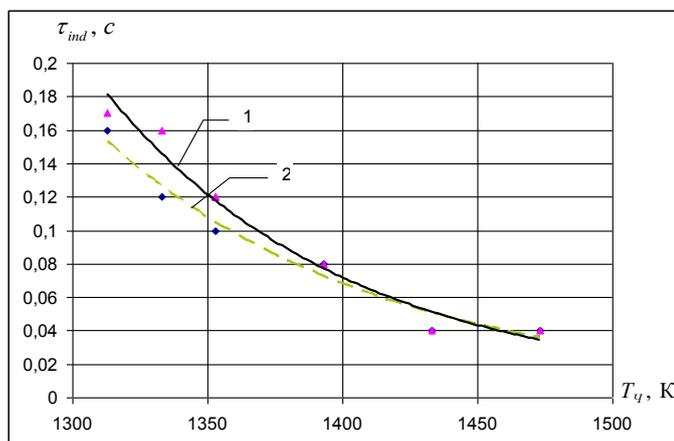


Рис. 1. Экспериментальные зависимости времени задержки зажигания дизельного топлива от температуры частицы: 1 – сфера $d_q = 6 \cdot 10^{-3}$ м; 2 – диск $d_q = 6 \cdot 10^{-3}$ м, $h_q = 3 \cdot 10^{-3}$ м.

Аппроксимационные кривые получены методом наименьших квадратов. Коэффициент вариации экспериментальных данных при постоянной температуре составлял не более 10 %. Эксперименты проводились для частиц с одинаковой площадью миделевого сечения. Как видно из результатов экспериментов, отличие времен задержки зажигания частицами в форме диска и сферы для исследуемых жидких топлив составляет не более 18 %. Такое отклонение экспериментальных данных наблюдается при начальной (минимальной) температуре зажигания жидкого топлива. При дальнейшем повышении температуры частиц рассеяние экспериментальных данных уменьшается.

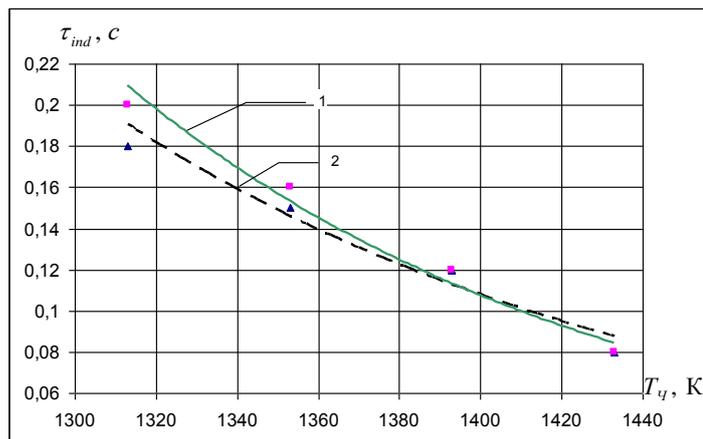


Рис. 2. Экспериментальные зависимости времени задержки зажигания керосина от температуры частицы: 1 — сфера $d_q = 6 \cdot 10^{-3}$ м; 2 — диск $d_q = 6 \cdot 10^{-3}$ м, $h_q = 3 \cdot 10^{-3}$ м.

На основании результатов экспериментальных исследований можно сделать вывод, что форма частицы оказывает несущественное влияние на характер зажигания жидкого топлива. Установленные закономерности можно объяснить следующим образом. Эксперименты для трех вышеназванных жидких топлив проводились в идентичных условиях: частицы погружались в жидкость в среднем не более чем на 1,5 мм. При идентичных глубинах погружения и диаметрах диска и сферы площади контакта S_k частиц разной формы различались: Значение S_k было в 1,5 раза меньше для частицы-сферы. Поэтому и количество теплоты, передаваемое в жидкость, в экспериментах с частицами в форме сферы было ниже, чем в опытах с частицами в форме диска. Отличие же во времени задержки зажигания, очевидно, обусловлено тем, что частица-диск после погружения в дизельное топливо нагревала его в основном за счет теплоотвода с боковой поверхности. Торцевая поверхность частицы-диска слабо участвовала в процессе передачи энергии в топливо, после того как диск достигал дна сосуда с жидкостью. В отличие от диска частица-сфера соприкасалась с дном сосуда только в одной точке, остальная же часть поверхности охлаждалась за счет теплоотвода в топливо. Формально площадь контакта с жидкостью частицы-диска, лежащей на дне, была в 1.5 раза меньше, чем частицы-сферы, в аналогичных условиях.

Однако необходимо отметить, что диск опускался на дно сосуда и проходил через топливо с конечной скоростью, нагревая жидкость за счет охлаждения нижней торцевой поверхности в течение интервала времени, соответствующего его движению. При этом образующиеся пары горючего, двигаясь с высокой скоростью вверх, препятствовали

движению частицы и существенно снижали скорость ее перемещения вниз. В результате теплота, аккумулированная в частице, достаточно интенсивно (не менее интенсивно, чем для сферы) передавалась в топливо. И даже после того, как частица достигала дна сосуда, вследствие шероховатости поверхностей стеклянного сосуда и самой частицы между ними не было идеального контакта. Находящееся между их поверхностями в элементах шероховатости (трещины, выемки, зазоры) топливо интенсивно испарялось, и образующиеся при этом парообразные продукты локально выходили из-под диска с высокой оттока.

По этим причинам в итоге разность значений τ_{ind} для частиц в форме сферы и диска составляет не более 18 % в случае относительно низких начальных температур источника нагрева и стремится к нулю при повышении этой температуры.

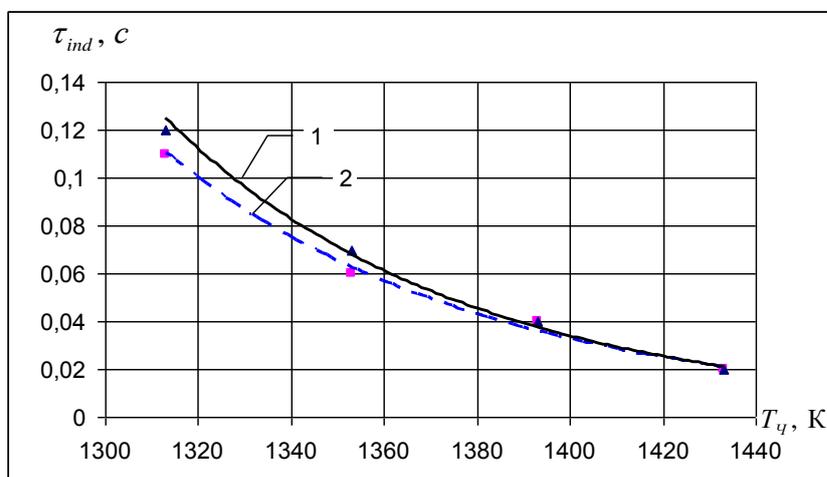


Рис. 3. Экспериментальные зависимости времени задержки зажигания мазута от температуры частицы: 1- сфера $d_q=6 \cdot 10^{-3}$ м; 2 - диск $d_q=6 \cdot 10^{-3}$ м, $h_q=3 \cdot 10^{-3}$ м.

Сопоставление численных значений τ_{ind} , полученных в идентичных условиях для дизельного топлива, керосина и мазута (см. рис. 1,2 и 3 соответственно), позволяет сделать еще один важный вывод. Во всем охваченном диапазоне изменения температур наименьшее значение времени задержки воспламенения зафиксировано при зажигании мазута. Этот неочевидный на первый взгляд результат скорее всего обусловлен особенностями процессов образования паров исследованных жидких топлив. Мазут относится к топливам с высокой долей коксового остатка процесса пиролиза (крекинга) исходного вещества. Поэтому на переход из жидкого в состояние, характерное для воспламенения этого топлива, необходимо при прочих адекватных условиях наименьшее количество энергии из трех рассматриваемых жидкостей. При испарении

(точнее газификации) керосина образуется минимальное по сравнению с дизельным топливом и мазутом количество твердых продуктов, и, соответственно, теплота его испарения максимальна. На подготовку процесса воспламенения единицы массы керосина необходимо затратить наибольшее по сравнению с мазутом и дизельным топливом количество теплоты. Следовательно, время задержки зажигания керосина в одинаковых с мазутом и дизельным топливом условиях должно быть наибольшим.

Заключение

Экспериментально исследовано зажигание группы типичных жидких топлив одиночными, нагретыми до высоких температур металлическими частицами в форме сферы и диска. На основании полученных в результате экспериментальных исследований зависимостей τ_{ind} от T_c можно сделать вывод о возможности использования полученных ранее результатов для частиц в форме диска при анализе времен задержки воспламенения жидких топлив частицами в форме сферы при их идентичном характерном размере. Отклонение τ_{ind} от истинного значения при этом не будет превышать погрешности экспериментальных методик определения времен задержки воспламенения в рассматриваемых условиях.

Работа выполнена в рамках НИР Госзадания «Наука» (шифр федеральной целевой научно-технической программы 2.1410.2014).

Список литературы:

1. Захаревич А. В., Кузнецов Г. В., Максимов В. И., Панин В. Ф., Равдин Д. С. Оценка пожарной опасности мазута в условиях перегрузки, хранения и транспорта на тепловых электрических станциях // Известия Томского политехнического университета. - 2008. - Т. 313, № 2. - С. 25-28.
2. Strizhak P. A., Zakharevich A.V. Analyzing the characteristic times of physical-chemical processes running at ignition of a liquid condensed substance under local heating // Journal of Engineering Thermophysics. - 2013 - Vol. 22 - No. 2. - Pp. 157-168.
3. Захаревич А.В., Кузнецов Г.В., Бельков Н.С. Влияние условий теплопередачи на характеристики зажигания жидкого топлива // Химическое и нефтегазовое машиностроение. - 2014. - № 7. - С. 9-12.
4. Strizhak P. A. Numerical estimation of the influence of natural convection in liquid on the conditions of ignition by a local heat source // Journal of Engineering Thermophysics. - 2011 - Vol. 20 - No. 2. - Pp. 211-216.
5. Strizhak P. A. Characteristics of heat and mass transfer at ignition of a thin film of condensed liquid substance by hot particles of different configuration // Journal of Engineering Thermophysics. - 2011 - Vol. 20 – No. 4. - Pp. 459-467.

6. Zakharevich A. V., Kuznetsov G. V., Maksimov V. I., and Kuznetsov V. T., Ignition of model composite propellants by a single particle heated to high temperatures // Combustion, Explosion, and Shock Waves. - 2008. - Vol. 44. - No. 5. - Pp. 543-546.

536.468

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ЗАЖИГАНИЯ
БЕНЗИНА ОДИНОЧНОЙ НАГРЕТОЙ ДО ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР
МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЕЙ**

Захаревич А.В., к.ф.-м.н., Осотова Д.С.
Томский политехнический университет, Томск
E-mail: bet@tpu.ru

Введение

В современных методах прогноза пожарной опасности горючих веществ обычно используются модели [1], в которых источником нагрева является или поток высокотемпературных газов, или достаточно масштабный очаг возгорания (объемный источник высоких температур). Но источники воспламенения, встречающиеся в производственных условиях, весьма разнообразны как по природе своего появления, так и по запасу энергии. Многие пожары возникают в результате воздействия на способные гореть вещества (в том числе, жидкости) частиц металлов или их окислов, нагретых до высоких температур. Одиночные частицы достаточно малых размеров часто являются источниками возникновения пожаров на промышленных и гражданских объектах [2]. Поэтому исследование процесса зажигания жидких пожароопасных веществ является практически значимым и представляет также большой интерес потому, что механизмы зажигания жидкостей намного сложнее, чем конденсированных веществ в твердом состоянии [3-5].

Цель работы – экспериментальное исследование механизма зажигания бензина «горячей» металлической частицей, являющейся источником зажигания.

Методика эксперимента

Для проведения эксперимента с пожароопасной жидкостью использовалась экспериментальная установка рис.1, основными элементами которой являлись нагревательная печь и контрольно-измерительный блок [6]. Объект исследования - бензин с октановым числом 92. Эксперименты проводились с частицей-источником зажигания в форме диска фиксированного диаметра ($d_p = 6 \cdot 10^{-3}$ м) и высоты ($h_p = 5 \cdot 10^{-3}$ м). Стальная частица при падении в вертикальный сосуд ($h = 40 \cdot 10^{-3}$ м, $d = 50 \cdot 10^{-3}$ м) с жидким топливом (объем 2 мл) находилась в твердом состоянии и не деформировалась. Эксперименты проводились в хорошо воспроизводимых условиях при постоянном значении температуры ис-

точника нагрева не менее 6 раз подряд. Во всех экспериментах проводилась видеосъемка изучаемых процессов. Нагрев металлического диска до заданной температуры осуществлялся в нагревательной печи (рис. 1), обеспечивающей стабильную температуру рабочего объема (до 1400 К) в течение продолжительного времени. Погрешность измерения начальной температуры частицы, оцениваемая по методике [7], не превышала 1–3 %.

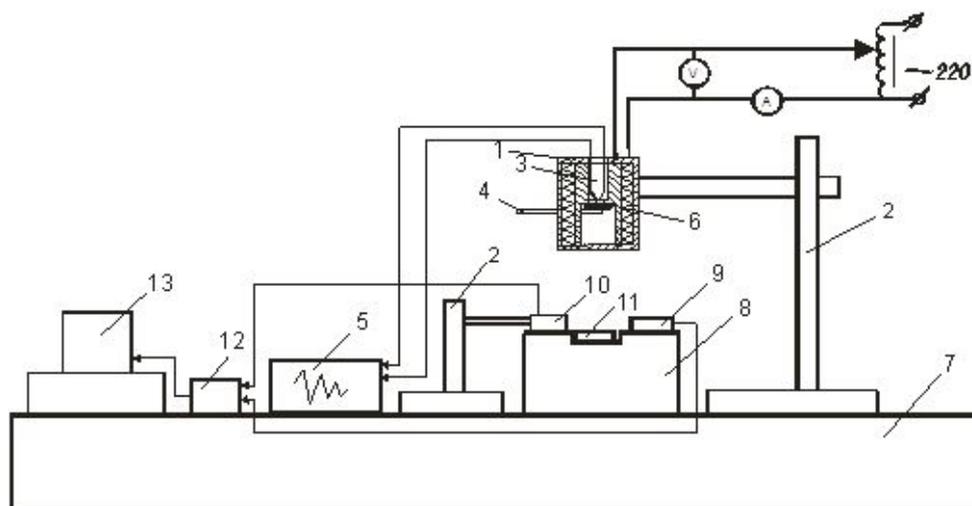


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки: 1-нагревательная печь, 2-штатив, 3-хромель-алюмелевая термопара, 4-керамический стержень, 5-устройство контроля температуры, 6-стальная частица, 7-рабочая поверхность экспериментальной установки, 8-огнестойкая площадка, 9-приемник излучения и регистратор пламени, 10-излучатель, 11-вертикальный стеклянный цилиндрический сосуд, 12-аналого-цифровой преобразователь (АЦП), 13- персональный компьютер.

Для оценки масштабов изменения температуры частицы – источника зажигания бензина в процессе падения решена задача теплопроводности для диска. Рассматривался период времени падения частицы на поверхность пожароопасного вещества. Задача решалась при граничных условиях третьего рода на поверхности диска. Коэффициент теплообмена рассчитывался по зависимостям [8] с учетом изменения скорости движения частицы. Установлено, что за время падения температура поверхности частицы с жидким топливом уменьшается не более чем на 4 К. Этим отклонением при анализе можно пренебречь, так как в экспериментах достигалась температура частицы более 1273 К. Соответственно, за время падения от выхода из нагревательной печи до воспламенения (не более 0,2 с) изменение температуры поверхности частицы составляло не более 0,4%. Такая погрешность в определении T_p является приемлемой.

Результаты экспериментальных исследований

Эксперименты показали, что воспламенение бензина происходит в паровой фазе до попадания частицы на поверхность этой горючей жидкости при температуре частицы более 1353 К. Если T_p меньше этой величины, то воспламенение не происходит, даже если частица погружается в бензин полностью или частично. Варианты воспламенения и не воспламенения иллюстрируют видеogramмы на рис. 2а и 2б. Дальнейшее повышение T_p обеспечивает безусловное воспламенение бензина в паровой фазе.

Полученный результат можно объяснить следующим образом. Бензин является легкоиспаряющейся жидкостью. Поэтому даже при комнатной температуре происходит его интенсивное испарение, достаточное, как показывают эксперименты, для создания в воздухе критической концентрации паров бензина. Эти пары при движении от поверхности испарения перемешиваются с воздухом. При попадании нагретой до высоких (более 1353 К) температур частицы в данную горючую смесь происходит воспламенение последней.

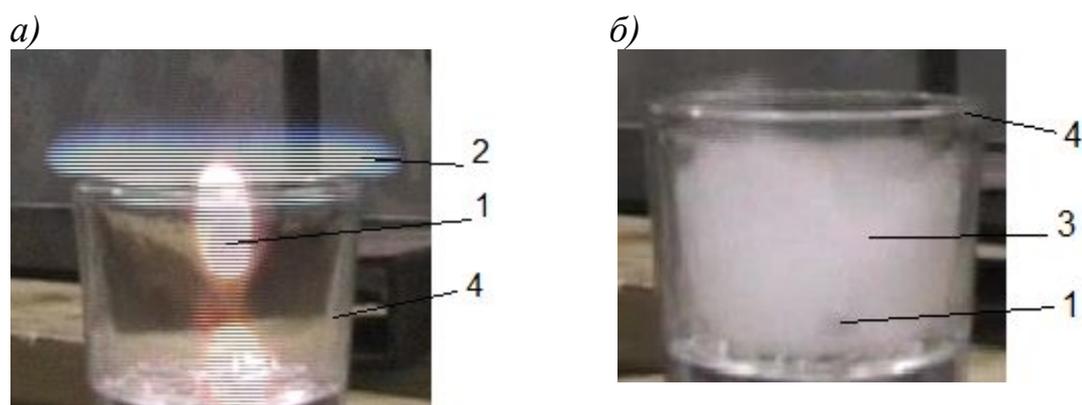


Рисунок 2. Кадры видеogramмы эксперимента с воспламенением (а) и без воспламенения (б) бензина: 1 – металлическая частица; 2 – пламя; 3 – пары бензина высокой концентрации; 4 – стеклянный вертикальный сосуд.

Интересным является то, что при температурах ниже критической воспламенение бензина не происходит даже при попадании частицы в слой этой жидкости. В этом случае значительная часть энергии, аккумулированной в частице, затрачивается на интенсивное испарение бензина. Но парообразные продукты реализации этого процесса имеют низкую, недостаточную для воспламенения температуру. По мере удаления от поверхности фазового перехода они охлаждаются все больше за счет теплообмена с окружающим воздухом. Вероятность воспламенения смеси паров бензина с воздухом быстро снижается по мере их отхода от поверхности испарения. Полученные результаты позволяют сделать вы-

вод о том, что воспламенение бензина одиночными нагретыми до высоких температур частицами возможно только непосредственно в слое паров бензина на некотором удалении от поверхности испарения даже при комнатной температуре (20-25 градусов). Необходимым условием воспламенения в этом случае является высокая температура частицы.

Следует особо отметить, что механизмы воспламенения дизельного топлива [9] и бензина существенно различаются. Зажигание дизельного топлива происходит после контакта с «горячей» стальной частицей вблизи поверхности жидкости. Так как толщина этого слоя меньше высоты стальной частицы, то последняя зажигала жидкость, находясь в ней. Данное различие обусловлено особенностями процессов фазовых переходов этих двух дистиллятных топлив. Скорость испарения бензина существенно выше, а теплота фазового перехода ниже по сравнению с дизельным топливом.

На основании результатов проведенных исследований можно также сделать вывод, что открытые поверхности бензина при обычных комнатных температурах являются эффективными поставщиками горючего для реакций воспламенения, источниками которых могут быть не только «горячие» частицы, но и другие источники высоких температур (накаленная проволока, высокотемпературные элементы нагревательных приборов, открытый огонь и др).

Результаты выполненных экспериментов также позволяют сделать заключение о высокой пожарной опасности открытых поверхностей бензина даже в условиях, когда нагретые до температур более 1353 К частицы пролетают на некотором расстоянии от поверхности испарения этой горячей жидкости. Особенно опасными в этих условиях являются работы по сварке и резке металлов. При их проведении образуются частицы с температурой, превышающей, как правило, температур плавления сталей (например, 1773 – 1873 К).

Полученные результаты являются основанием для уточнения и развития математических моделей зажигания горючих жидкостей и жидких топлив [10,11] локальными источниками энергии.

Проведенные впервые экспериментальные исследования механизма зажигания бензина одиночными нагретыми до высоких температур частицами позволили выделить основные закономерности этого процесса. Установлено, что зажигание бензина происходит только при взаимодействии смеси его паров с воздухом и «горячей» частицы при концентрациях паров, соответствующих условиям испарения бензина при комнатной температуре. Если температура частицы ниже критической, то воспламенение не происходит ни в паровой фазе, ни на поверхности

бензина, даже если частица погружается в него полностью или частично.

Работа выполнена в рамках НИР Госзадания «Наука» (шифр федеральной целевой научно-технической программы 2.1410.2014).

Список литературы:

1. Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.-352с.
2. Акинин Н.И., Булхов Н.Н., Гериш В.А. Статистический анализ причин аварий и травматизма на опасных производственных объектах // Пожаровзрывобезопасность. - 2010. - Т. 19. - №10. - С. 53-55.
3. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. - М.: Наука, 1987. - 502 с.
4. Kuznetsov G. V., Mamontov G. Ya., Taratushkina G. V. Ignition of a condensed substance with 'hot' particle // Khimicheskaya Fizika. - 2004. - Vol. 23. - No 3. - Pp. 67-73.
5. Strakhov V.L., Garashchenko A.N., Kuznetsov G.V., Rudzinskii V.P. Mathematical simulation of thermophysical and thermochemical processes during combustion of intumescent fire-protective coatings // Combustion, Explosion and Shock Waves. - 2001. - Vol. 37. - No. 2. - Pp. 212-220.
6. Zakharevich A. V., Kuznetsov G. V., Maksimov V. I., and Kuznetsov V. T., Ignition of model composite propellants by a single particle heated to high temperatures // Combustion, Explosion and Shock Waves. - 2008. - Vol. 44. - No. 5. - Pp. 543-546.
7. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. - М.: Энергия, 1976. - 392 с.
8. Исаченко В.П. Теплопередача. - М.: Энергоиздат, 1981. - 415 с.
9. Zakharevich A.V., Belkov N.S. Experimental research of heat transfer conditions influence on the distillate fuels ignition characteristics // EPS Web of Conferences. - 2014. - Vol. 75. - Pp. 1-4.
10. Vysokomornaya O.V., Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. Simulation of the ignition of liquid fuel with a local source of heating under conditions of fuel burnout // Russian Journal of Physical Chemistry B. - 2011. - Vol. 5. - No. 4. - Pp. 668-673.
11. Kuznetsov G. V. and Strizhak P. A. The influence of heat transfer conditions at the hot particle-liquid fuel interface on the ignition characteristics // Journal of Engineering Thermophysics. - 2009. - Vol. 18. - No. 2. - Pp. 162-167.

ЗАЖИГАНИЕ ОРГАНИЧЕСКИХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Иванов Г.А.¹, Ханефт А.В.^{1,2}

¹ Кемеровский государственный университет, Кемерово

² Томский политехнический университет, Томск

Введение

В последние годы возросло число публикаций, как по экспериментальному исследованию, так и по численному моделированию условий инициирования взрывчатых веществ электронным импульсом [1-6]. Это обусловлено как развитием новых способов инициирования взрывчатых веществ, так и научным интересом с точки зрения выяснения механизма инициирования с целью направленного регулирования пороговой энергии инициирования.

Наибольшее число экспериментов по инициированию органических взрывчатых веществ выполнено на РЕТН. Критическая плотность энергии электронного пучка W^* , приводящая к инициированию монокристаллов РЕТН в области поглощения пучка электронов составляет ~ 15 Дж/см² с начальной энергией электронов $E_0 = 250$ кэВ и временем задержки $\sim 3,45$ мкс [1]. Энергии, выделяющейся в области поглощения пучка электронов, не хватает для детонации оставшейся части образца. Детонация РЕТН при данной плотности энергии происходит при наличии медной пластины на тыльной стороне образца. При этом детонация распространяется от границы взрывчатое вещество – металл к области поглощения пучка электронов. В случае свободной поверхности детонация прессованных таблеток РЕТН происходит при поглощении пучка электронов с плотностью энергии $W_D \sim 60$ Дж/см² и начальной энергией $E_0 = 450$ кэВ. Монокристаллы РЕТН разрушаются [2]. Это может быть связано с тем, что если время задержки зажигания превышает время появления критических растягивающих термоупругих напряжений, то взрывчатое вещество раньше разрушится, чем взорвется [7].

В настоящее время существует три точки зрения на механизм инициирования РЕТН импульсным пучком электронов: электроразрядный [2], тепловой [1, 5] и факельный [4]. Как известно металл притягивает электроны. Следовательно, если детонация РЕТН вследствие электрического пробоя возможна, то направление ее распространения в этом случае противоречит экспериментально наблюдаемому направлению распространения детонации при наличии медной пластины. В [5] рассмотрена тепловая модель зажигания РЕТН, в основе которой лежит система

уравнений связанной термоупругости. В работе [6] рассмотрен радиационно-термический механизм инициирования PETN пучком электронов.

Целью настоящей работы является выяснение, насколько хорошо тепловая модель зажигания описывает эксперименты по инициированию PETN электронным пучком без учета термоупругих напряжений и реакции автокатализа. Кроме того, интересно было провести расчеты с целью прогноза пороговой плотности энергии электронного пучка для зажигания RDX, HMX и TATB.

Рассмотрим тепловую модель зажигания органических взрывчатых веществ пучком электронов наносекундной длительности с учетом превращения взрывчатых веществ по реакции первого порядка. Запишем одномерное уравнение теплопроводности с учетом плавления и кинетическое уравнение для химической реакции первого порядка:

$$\rho[c + H_f \delta(T - T_f)] \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\Lambda(x)}{R_{ef}} I(t) + \rho Q \frac{d\eta}{dt}, \quad (1)$$

$$\frac{d\eta}{dt} = k_1(1 - \eta). \quad (2)$$

С соответствующими начальными и граничными условиями

$$\eta(x, 0) = 0, \quad -\lambda \frac{\partial T(0, t)}{\partial x} = 0, \quad -\lambda \frac{\partial T(h, t)}{\partial x} = 0. \quad (3)$$

Здесь H_f – скрытая теплота плавления; $\delta(T - T_f)$ – дельта функция; T_0 – начальная температура; λ , c – коэффициент теплопроводности и удельная теплоемкость; ρ – плотность; Q , Z – тепловой эффект реакции на единицу массы вещества, частотный; R_{ef} – эффективная длина линейного пробега электронов; $I(t)$ – плотность потока энергии электронного пучка; $\Lambda(x)$ – распределение плотности поглощенной энергии пучка электронов по кристаллу; h – толщина образца; η – глубина превращения ВВ.

Константа скорости химической реакции первого порядка определялась по формуле:

$$k_1 = Z \exp(-E / RT),$$

где Z – частотный фактор; E – энергия активации скорости химической реакции; R – газовая постоянная

$$I(t) = j(0, t) U_0(t) = \frac{W}{6\tau_m} (4t / \tau_m)^4 \exp(-4t / \tau_m),$$

где $j(0,t)$ – плотность тока пучка электронов на входе в твердое тело; $U_0(t)$ – ускоряющее напряжение генератора импульсных электронных пучков; W – плотность энергии пучка электронов. Экспериментальная кривая распределения плотности поглощенной энергии для PETN [1] удовлетворительно описывается выражением [5, 6]:

$$W_{ab}(\xi) / W_{ab}(\xi_m) = \Lambda(\xi) = 0.7 + 1.57\xi - 2.31\xi^2 + 0.61\xi, \quad (4)$$

где $\xi = x / R_{ef}$. При $\xi = \xi_m$ функция $\Lambda(\xi_m) = 1$. При $\xi \geq \xi_{ex} = 1.44$ функция $\Lambda(\xi) = 0$, а интеграл

$$\int_0^{1.44} \Lambda(\xi) d\xi = 1.$$

Для RDX, HMX и TATB полагалось, что распределение поглощенной энергии электронного пучка подобно выражению (4). Экстраполированная длина пробега электронов с начальной энергией $E_0 = 250$ кэВ для RDX, HMX и TATB вычислялись по эмпирической формуле, предложенной в работе [8]:

$$R_{ex} = \frac{a_1}{\rho} \left[\frac{1}{a_2} \ln(1 + a_2 e_0) - \frac{a_3 e_0}{1 + a_4 e_0^{a_5}} \right], \text{ см.} \quad (5)$$

Здесь ρ – плотность среды в г/см³; $e_0 = E_0 / mc^2$ (mc^2 – энергия покоя электрона, равная 511 keV кэВ); постоянные

$$\begin{aligned} a_1 &= 0.2335 A_{ef} / Z_{ef}^{1.09}, \quad a_2 = 1.8 \cdot 10^{-4} Z_{ef}, \\ a_3 &= 0.989 - 3 \cdot 10^{-4} Z_{ef}, \quad a_4 = 1.468 - 1.18 \cdot 10^{-2} Z_{ef}, \\ a_5 &= 1.232 / Z_{ef}^{1.209}, \end{aligned}$$

где A_{ef} – эффективная атомная масса; Z_{ef} – эффективный атомный номер. Эффективная атомная масса и эффективный атомный номер вычисляются по формулам

$$\begin{aligned} Z_{ef} &= \sum_{i=1}^n f_i Z_i, \quad A_{ef} = \frac{Z_{ef}}{(Z/A)_{ef}}, \\ (Z/A)_{ef} &= \sum_{i=1}^n (f_i Z_i / A_i), \quad f_i = A_i / \sum_{i=1}^n A_i. \end{aligned}$$

Здесь Z_i , A_i – атомный номер и атомная масса i -го элемента; f_i – его весовая доля; n – число весовых долей. Оценка R_{ef} для PETN с использованием формулы (5) при $\xi_{ex} = 1.44$ показало, что расчетное значение примерно на 14 % меньше R_{ef} , полученного из обработки эксперимента. Поэтому расчетные значения R_{ef} при моделировании зажига-

ния RDX, HMX и TATB электронным пучком были увеличены соответственно на 14 %.

Критерий зажигания взрывчатых веществ пучком электронов

В [9] был получен одномерный критерий зажигания взрывчатых веществ электронным пучком малой длительности. Однако если длина пробега электронов в твердом теле будет соизмерима с радиусом пучка r_0 , необходимо в критерии [9] учесть радиальный теплоотвод, как это сделано в [10] в случае инициирования взрывчатых веществ лазерным импульсом. Кроме того, если температура плавления ниже температуры зажигания взрывчатых веществ необходимо учесть в критической плотности энергии теплоту плавления. Легко показать, используя подход [10], что данный критерий в случае гауссова распределения энергии по сечению пучка будет иметь вид:

$$\rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = \frac{\lambda \Delta T_m}{R_{ef}^2} \left(-\frac{1}{\Lambda_m} \frac{\partial^2 \Lambda_m}{\partial \xi^2} + \frac{4}{F(\gamma)} \frac{R_{ef}^2}{r_0^2} \right),$$

$$W^* = \rho R_{ef} (c \Delta T_m + H_f), \quad (6)$$

где $\Delta T_m = T_m - T_0$ – критическая температура в максимуме поглощения пучка электронов.

Результаты расчетов и их обсуждение

Система уравнений (1), (2) с начальными и граничными условиями (3) решалась численно с использованием неявных разностных схем. Разностные уравнения для уравнения теплопроводности решались методом прогонки.

Численные расчеты проводились с использованием следующих кинетических и теплофизических параметров ВВ: PETN – $E = 196,6$ кДж/моль, $Z = 6,3 \cdot 10^{19}$ с⁻¹, $Q = 1,26$ МДж/кг, $\lambda = 0,25$ Вт/(м·К), $T_f = 413$ К [11], $c = 1255$ Дж/(кг·К) [12], $\rho = 1,77 \cdot 10^3$ кг/м³ [13], $H_f = 193$ кДж/кг [14]; RDX – $E = 197,3$ кДж/моль, $Z = 2,02 \cdot 10^{18}$ с⁻¹, $Q = 2,1$ МДж/кг, $\lambda = 0,105$ Вт/(м·К), $T_f = 476$ К [11], $c = 1000$ Дж/(кг·К) [13], $\rho = 1,82 \cdot 10^3$ кг/м³ [15], $H_f = 235,5$ кДж/кг [14]; HMX – $E = 220,8$ кДж/моль, $Z = 5,0 \cdot 10^{19}$ с⁻¹, $Q = 2,1$ МДж/кг, $\lambda = 0,293$ Вт/(м·К), $T_f = 558$ К [11], $c = 1250$ Дж/(кг·К) [16], $\rho = 1,9 \cdot 10^3$ кг/м³ [15], $H_f = 192,46$ кДж/кг [17]; TATB – $E = 250,9$ кДж/моль, $Z = 3,8 \cdot 10^{19}$ с⁻¹, $Q = 2,51$ МДж/кг, $\lambda = 0,418$ Вт/(м·К), $T_f = 623$ К [11], $c = 1250$ Дж/(кг·К), $\rho = 1,93 \cdot 10^3$ кг/м³ [13], $H_f = 192,46$ кДж/кг.

Теплоту плавления для ТАТВ оценили из эмпирической формулы

$$H_f / T_f \approx C,$$

где $C \approx 0,43$ кДж/(кг·К). Величина C определялась путем усреднения отношений H_f / T_f для РЕТН, RDX и НМХ.

Результаты численных расчетов критической плотности энергии W^* пучка электронов зажигания взрывчатых веществ вблизи порога хорошо согласуются с критерием зажигания (6) при $r_0 \gg R_{ef}$. В таблице приведены критические плотности энергии зажигания органических взрывчатых веществ электронным импульсом. Из таблицы видно, что наиболее чувствительным к иницированию электронным импульсом является РЕТН, а наиболее термостойким является ТАТВ.

Численные расчеты показали, что наиболее чувствительным к воздействию электронного импульса является РЕТН, а наиболее термостойким является ТАТВ. Некоторые из результатов расчета изображены на рис. 1 – рис. 6.

На рис. 1 и рис. 3 представлены результаты расчета распределения температуры в РЕТН и ТАТВ в области поглощения пучка электронов с длительностью импульса $\tau_i = 15$ нс и энергией $E_0 = 250$ кэВ. Появления полочек на кривых (1) – (3) обусловлено плавлением взрывчатых веществ.

На рис. 2 и рис. 4 приведены результаты численных расчетов зависимости температуры от времени ΔT_m в максимуме поглощения электронного пучка в РЕТН и ТАТВ вблизи порога зажигания. Появление «ступенек» на данных кривых обусловлено плавлением ВВ. Результаты расчетов динамики распределения температуры для НМХ и RDX подобны.

Таблица. Критические плотности энергии зажигания взрывчатых веществ электронным импульсом.

ВВ	РЕТН	RDX	НМХ	ТАТВ
W^* , Дж/см ² (критерий)	14.41	20.64	21.14	29.44
W^* , Дж/см ² (расчет)	15	21.5	22	30.5

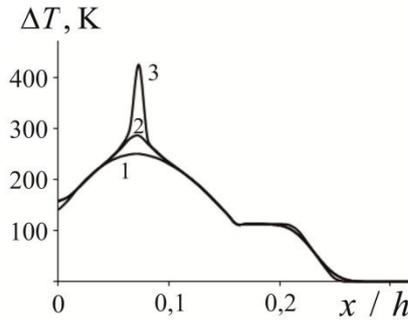


Рис. 1. Динамика распределения температуры в области поглощения пучка электронов при зажигании PETN, : $t = 10^{-4}$ (1), $6 \cdot 10^{-4}$ (2) и $6,42 \cdot 10^{-4}$ (3) с при $W = 15,5$ Дж/см².

На рис. 5 представлены результаты расчетов времени задержки зажигания PETN, HMX, RDX и TATB импульсным пучком электронов. Наибольшее время задержки зажигания имеет TATB, а наименьшее PETN. Время задержки определялось численно из условия, что

$$\left. \frac{d\Delta T_m}{dt} \right|_{t=t^*} \rightarrow \infty.$$

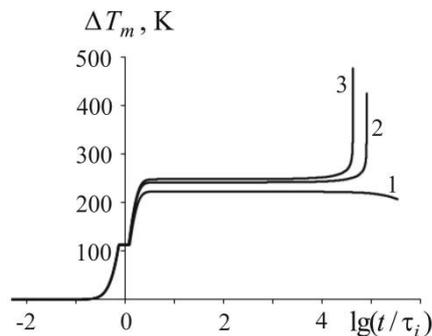


Рис. 2. Зависимость температуры от времени в максимуме поглощения электронного пучка в PETN (а) при $W = 14,5$ (1), $15,25$ (2) и $15,5$ Дж/см² (3).

Расчетное значение времени задержки t^* для PETN превышает экспериментальное примерно на 2,5 порядка. В какой-то мере это связано с тем, что эксперименты по инициированию взрывчатых веществ электронным или лазерным импульсами обычно проводят несколько выше порога зажигания. Для энергии пучка электронов $W_D \sim 60$ Дж/см², приводящей его к детонации, экспериментальных данных для t^* нам не известно. Критическая плотность энергии зажигания электронным пучком примерно в 2 раза меньше плотности энергии при детонации [2] (рис. 6). Итак «классический тепловой взрыв» не позволяет описать полностью эксперименты по инициированию PETN пучком электронов.

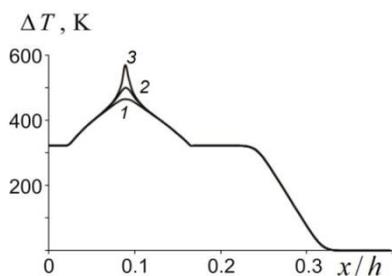


Рис. 3. Динамика распределения температуры в области поглощения пучка электронов при зажигании TATB: $t = 1,6 \cdot 10^{-4}$ (1), $1,9 \cdot 10^{-4}$ (2) и $1,97 \cdot 10^{-4}$ (3) с при $W = 30$ Дж/см²

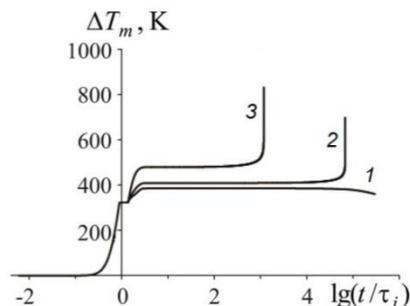


Рис. 4. Зависимость изменения температуры от времени в максимуме поглощения электронного пучка в TATB при $W = 28$ (1), 29 (2), 32 (3) Дж/см².

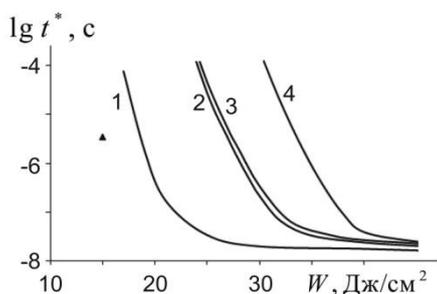


Рис. 5. Зависимость времени задержки зажигания взрывчатых веществ от плотности энергии импульса электронов (линии расчет: 1 – PETN, 2 – HMX, 3 – RDX, 4 – TATB, ▲ – эксперимент [2], $E_0 = 250$ кэВ).

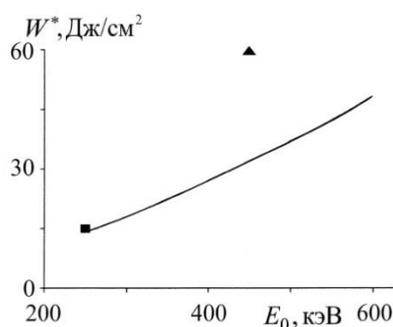


Рис. 6. Зависимость w^* иницирования PETN от начальной энергии электронов в пучке: линия – расчет по критерию; ■ – эксперимент [1]; ▲ – пороговая энергия детонации PETN [2].

Данный эксперимент достаточно хорошо объясняется при учете термоупругих напряжений, которые, как известно, влияют на энергию активации химической реакции [5], а также радиационно-термическим механизмом иницирования [6]. Следует все-таки отметить, что экзотермическая реакция вносит определяющий вклад в процесс зажигания взрывчатых веществ электронным пучком наносекундной длительности.

Проведем оценку давления образующейся плазмы в зоне энерговыделения при детонации PETN по формуле [18]:

$$P = (\gamma_{ef} - 1)w,$$

где $\gamma_{ef} = 1,2$ – отношение удельных теплоемкостей твердого тела и плазмы; w – объемная плотность поглощенной энергии. Для взрывчатых веществ объемную плотность энергии определим по формуле:

$$w = \rho(Q - H_f) + W_D / \Delta z_1.$$

Здесь Δz_1 – ширина реакционной зоны, определяемая выражением

$$\Delta z_1 = R_{ef} \left(-\frac{2RT_m}{E} \cdot \frac{T_m \Lambda_m}{\Delta T_m \Lambda_m'' (1 + \gamma)} \right)^{1/2}.$$

При $W_D = 60$ Дж/см², $R_{ef} = 415,0 \cdot 10^{-4}$ см при $E_0 = 450$ кэВ и $\Delta z_1 \approx 76 \cdot 10^{-4}$ см, получим, что $P \approx 1,96$ ГПа. Полученное значение давления в детонационной волне для PETN вполне разумно. Так согласно [19] при возбуждении детонации ударом $P \sim 1,5$ ГПа. Возможно, детонация PETN при $W = 15$ Дж/см² и отсутствии медной пластины на тыльной стороне образца не происходит вследствие газодинамической разгрузки образца, т.к. энергия в этом случае выделяется вблизи поверхности.

Выводы

1. Наиболее чувствительным к воздействию пучка электронов является PETN, а наиболее термостойким является ТАТВ.

2. Расчеты свидетельствуют в пользу теплового механизма инициирования PETN пучком электронов наносекундной длительности.

Работа выполнена в рамках проектной части государственного задания в сфере научной деятельности № 3.1235.2014 К.

Список литературы:

1. Б.П. Адуев, Г.М. Белокуров, С.С. Грачин, В.Н. Швайко, Изв. выс. учеб. заведений. Физика. 50, 3 (2007)
2. В.И. Олешко, В.И. Корепанов, В.М. Лисицын, А.С. Скрипин, В.П. Ципилев, Письма в ЖТФ, 38, 415 (2012)
3. В.И. Олешко, В.П. Ципилев, В.В. Лысык, А.В. Разин, В.Е. Зарко, П.И. Калмыков, Изв. выс. учеб. заведений. Физика, Fiz. 55, 158 (2012)
4. V.A. Morozov, G.G. Savencov, V.A. Bragin, V.M. Kats, A.A. Lukin, Technical Physics 57, 706 (2012)
5. А.В. Ханефт, Е.В. Дугинов, Г.А. Иванов, Химическая физика и мезоскопия 14, 28 (2012)
6. G.A. Ivanov, A.V. Khanef, Russ. J. Phys. Chem. B 7, 741 (2013)
7. A.V. Khanef, E.V. Duginov, Eurasian Physical Technical Journal 5, 31 (2008)
8. Tatsuo Tabata and Rinsuke Ito, Nuclear Science and Engineering 53, 226 (1974)
9. A.V. Khanef, Chem. Phys. Reports 17, 1573 (1998)
10. A.V. Khanef, Chem. Phys. Reports 17, 1889 (1998)
11. Физика взрыва (Наука, Москва, 2002)

12. А.В. Беляев, В.К. Боболев, А.И. Коротков, А.А. Сулимов, С.В. Чуйко, Переход горения конденсированных систем во взрыв (Наука, Москва, 1973)
13. Детонация взрывчатых веществ, сборник статей под ред. А. Борисова, (Мир, Москва, 1981)
14. Ф.А. Баум, А.С. Державец, Н.Н. Санасарян, Термостойкие взрывчатые вещества и их действие в глубоких скважинах (Недра, Москва, 1969)
15. Р. Шалл, Физика детонации, в книге “Физика высоких плотностей энергии” (Мир, Москва, 1974)
16. И.Г. Ассовский, Физика горения и внутренняя баллистика (Наука, Москва, 2005)
17. V.A. Strunin, L.I. Nikolaeva, G.B. Manelis, Russ. J. Phys. Chem. B 4, 627 (2010)
18. S.S. Batsanov, B.A. Demidov, L.I. Rudakov, JETP Letters 30, 575 (1979)
19. В.А. Морозов, Ю.В. Петров, Г.Г. Савенков, Доклады АН. 445, 286 (2012)

УКД 536.37

ВЫБОР РАЗМЕРОВ ОБРАЗЦОВ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Кац М.Д.

Томский политехнический университет, Томск

E-mail: Katz@tpu.ru

В настоящее время одним из методов, широко применяемых для определения температуропроводности материалов в умеренном диапазоне температур, является метод лазерного импульса [1, 2]. В основе которого лежит поглощение в тонком слое фронтальной «горячей» поверхности образца импульса лучистой энергии и приближенное решение одномерной задачи теплопроводности для бесконечной пластины. По полученной термограмме обратной «холодной» (ненагреваемой) поверхности образца определяется максимальная температура перегрева T_{\max} , время τ_{05} достижения половины максимальной температуры перегрева. Рассчитываются температуропроводность a , удельная теплоемкость c и теплопроводность материала λ по формулам [1].

Практический интерес представляет использование этого метода для определения температуропроводности оптического кварцевого стекла, характеризующегося из используемых модификаций стекол своими предельными характеристиками: высокая температура размягчения и испарения, низкий коэффициент термического расширения, высокая оптическая прозрачность и химическая стойкость [3]. Процесс нагрева таких материалов сопровождается аккумуляцией теплоты, поступившей не только за счет теплопроводности, но также и объемного поглощения в определенных областях спектра, зависящих от длины волны теплового излучения.

Условия применения метода лазерного импульса для определения температуропроводности частично прозрачных материалов рассмотрены [4-6] в рамках одномерных задач теплопроводности. Установлено [4-6], что при определении температуропроводности возможен рост методических погрешностей, обусловленных интенсификацией процесса нагрева за счет радиационного теплопереноса в образце, по сравнению с установленными ранее [7] для непрозрачных материалов. Показано [4-6], что при практической реализации метода лазерного импульса необходимы ограничения по длинам волн падающего излучения и коэффициентам поглощения.

Однако модель теплопроводности [1] во многих случаях не учитывает несоответствие поперечных размеров образцов и участков поверхности, нагреваемых в течение короткого импульса лазерного излучения. Как правило, это связано с особенностями структуры исследуемого материала и трудностями изготовления образцов малых размеров. В этой связи целесообразна оценка погрешностей определения температуропроводности полупрозрачных материалов методом лазерного импульса в условиях несоответствия поперечных размеров образца поперечным размерам участка его поверхности, нагреваемого лазерным излучением.

В данной работе рассматривается оценка погрешности определения температуропроводности оптического кварцевого стекла методом лазерного импульса [1] в рамках модели кондуктивно-радиационного теплопереноса в образце при поперечных размерах нагреваемых участков поверхностей, меньших поперечных размеров образца.

Постановка задачи

При постановке задачи предполагалось, что материал является серым, и собственное излучение мало по сравнению с внешним радиационным потоком. Такое допущение не накладывает существенных ограничений на общность постановки задачи и реальные условия теплопередачи через полупрозрачный материал.

Как правило, для проведения экспериментов по методике [1] образцы изготавливаются в форме дисков. Поперечное сечение лазерного луча представляет собой круг. Для оценки масштабов влияния процессов радиационного теплопереноса в прогретом слое материала решена двумерная задача теплопроводности для диска ограниченных размеров при воздействии на участок его поверхности коллимированного лазерного излучения временной длительности $\tau_{\text{имп}}$ и отсутствии теплообмена на участке «горячей» и всех «холодных» границ (рис. 1), ненагреваемых лазерным импульсом.

Не рассматривались возможные эффекты изменения значений теплофизических характеристик с изменением температуры. Такое допущение вполне обосновано для многих материалов в реальном диапазоне возможного изменения температур в процессе эксперимента даже при высоких величинах удельных тепловых потоков к нагреваемой поверхности образца в связи с малой длительностью импульса.

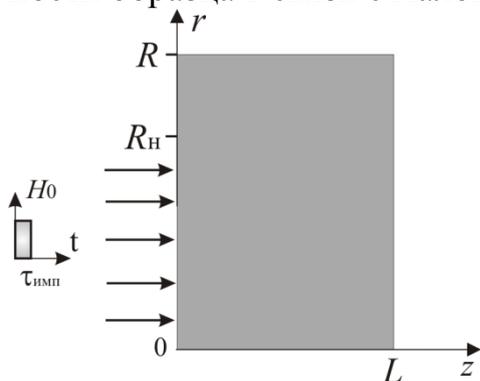


Рис. 1. Схема области решения

Область решения представляла собой цилиндрический диск малой толщины L и радиусом R (рис. 1), участок границы $z=0$ которого нагревался направленным перпендикулярно плоскости нагреваемой поверхности коллимированным потоком энергии при плотности излучения H_0 и длительности импульса $\tau_{\text{имп}}$. Радиус поперечного сечения лазерного луча R_H .

Математическая модель, соответствующая принятой постановке задачи (рис.1), включает нестационарное дифференциальное уравнение энергии в частных производных (1) с граничными (2–7) и начальным (8) условиями:

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{dH(z)}{dz} - \frac{dH(r)}{dr},$$

$$0 < z < L; 0 < r < R;$$
(1)

$$z = 0: -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) = H_0, \quad r \leq R_H, \quad 0 < t \leq \tau_{\text{имп}};$$
(2)

$$z = 0: -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0, \quad R > r > R_H, \quad t > 0;$$
(3)

$$z = 0: -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0, \quad t > \tau_{\text{имп}};$$
(4)

$$z = L: -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0, \quad 0 < r < R, \quad t > 0;$$
(5)

$$r = 0: -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) = 0, \quad 0 < z < L, \quad t > 0;$$
(6)

$$r = R: -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) = 0, \quad 0 < z < L, \quad t > 0;$$
(7)

$$t = 0; \quad T = T_0. \quad (8)$$

где ρ – плотность материала; T, T_0 – текущее и начальное значение температуры; t – время; $H(z), H^{\circ}$ – плотность потока излучения в материале по координатным направлениям z и r .

Изменение плотности энергии излучения в материале определялось по закону Бугера-Ламберта-Бера [8]:

$$\begin{aligned} H(z) &= H_0 \cdot \exp(-k_\lambda \cdot z), \\ H(r) &= H(z) \cdot \exp(-k_\lambda \cdot r), \end{aligned} \quad (9)$$

где k_λ – коэффициент поглощения коллимированного потока лазерного излучения, м^{-1}

Краевая задача (1)–(8) решена методом конечных разностей с применением итерационного алгоритма [9, 10], разработанного для решения нелинейных нестационарных задач высокотемпературного теплопереноса в областях с локально сосредоточенными источниками энергии. Разностные аналоги дифференциального уравнения (1) и соответствующих краевых условий решены локально–одномерным методом [11].

Результаты и обсуждение

Численное моделирование процесса теплопередачи проведено на примере оптического кварцевого стекла КУ-1 с теплофизическими характеристиками: $\lambda=1,35 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, $c=728 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$, $\rho=2200 \text{ кг}/\text{м}^3$) [12]. Толщина образца изменялась от 1 до 3 мм с изменением его радиуса 8, 10, 12 мм. Диапазон длин волн области прозрачности оптического кварцевого стекла составлял 2100...2800 нм (что соответствует изменению коэффициента поглощения k_λ от 50 до 250 м^{-1} [12]).

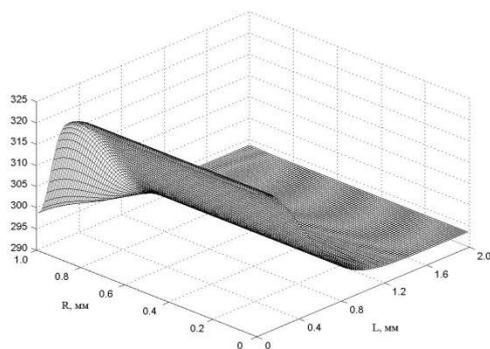


Рис. 2. Распределение $T(z, r)$ в образце ($R=10 \text{ мм}$, $L=2 \text{ мм}$) в момент времени $t=0,5 \text{ с}$

Радиус круга лазерного нагрева R_n при численном моделировании составлял 80% радиуса образца для исключения краевых эффектов взаимодействия лазерного излучения с внешним изоляционным слоем [7]. Выбор значений радиационного теплового потока $H_0 = 5 \cdot 10^7 \text{ Вт}/\text{м}^2$ и длительности нагрева $\tau_{\text{эйи}} = 0,5 \text{ мс}$ проведен с

учетом основного положения метода [1] – получение «температурного перегрева» на «холодной» поверхности образца не менее 3...6 К. Использовалась разностная сетка с шагами по времени и пространству, соответственно, до 0,1 мс и 2 мкм.

На рис. 2 приведено распределение $T(z, r)$ в образце ($R=10$ мм, $L=2$ мм) в момент времени $t=0,5$ с

Установлено (рис. 2), что при локальном однородном тепловом потоке в зоне нагрева температура изменяется не только по толщине диска, но и по радиальной координате. Это приводит к изменению значения T_{\max} по сравнению с одномерной постановкой задачи [1]. Полученные результаты позволяют сделать вывод о существенно неоднородном распределении теплоты в исследуемой системе и его влиянии на погрешности определения температуропроводности материала.

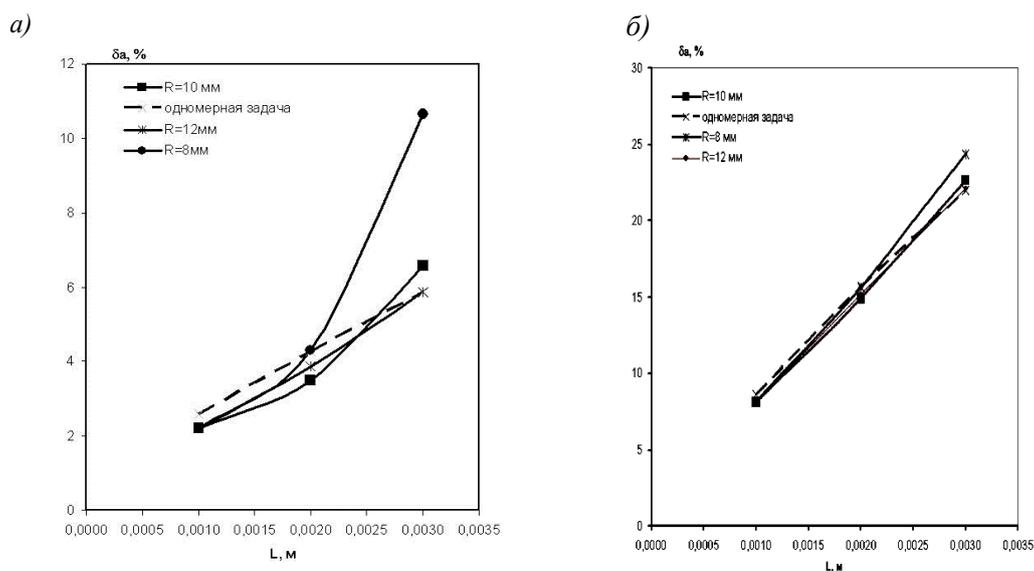


Рис. 3. Зависимости погрешности температуропроводности δ_a оптического кварцевого стекла от толщины образца L при коэффициенте поглощения k_λ : а) 20 м^{-1} ; б) 100 м^{-1}

На рис. 3 приведены рассчитанные после решения задачи (1–8) зависимости погрешности температуропроводности (δ_a) оптического кварцевого стекла от толщины образца L при коэффициенте поглощения $k_\lambda=20$, $k_\lambda=100 \text{ м}^{-1}$ и радиусах участка нагреваемой поверхности образца 8, 10, 12 мм.

По результатам численного моделирования установлено, что значения зависят от толщины образца и коэффициента поглощения материала. При $k_\lambda = 20 \text{ м}^{-1}$ (рис.3а) и $L=2$ мм погрешности δ_a не превышены 8%. При величине $k_\lambda = 100 \text{ м}^{-1}$ (рис.3б) и аналогичных размерах образца погрешности δ_a составили около 18 %. С увеличением толщины образца значения δ_a увеличиваются и достигают максимального

значения при $L = 3$ мм ($R=10$ мм) при значениях k_λ 20 м^{-1} и 100 м^{-1} соответственно около 6 % и 15 %.

Достаточно значимое изменение величины δ_a обусловлено теплопереносом по радиальной координате r в период после прекращения лазерного воздействия.

Накопленная за время импульса в очень тонком прогревом до высоких температур слое образца энергия в этот период перераспределяется за счет теплопроводности и излучения по координатному направлению z , теплоперенос по которому в дальнейшем используется для вычисления по методике [1] теплопроводности, но также и по направлению r . Соответственно, значение температуры на «холодной» границе T_{\max} будет достаточно существенно отличаться от своего аналога в случае одномерной теплопроводности при равенстве размеров «лазерного пятна» и радиуса образца материала.

Основной причиной погрешности δ_a является несоответствие этих поперечных размеров. Чем значительнее будут отличаться радиусы образца и участка нагрева (рис. 3), тем больше будет δ_a . При идентичных значениях L погрешность определения теплопроводности тем меньше, чем больше радиус нагреваемого участка поверхности образца R_H . С ростом R_H (при прочих неизменных условиях) двухмерный характер теплопереноса будет проявляться в точке измерения T_{\max} (на оси симметрии образца) в меньшей степени.

Анализ полученных результатов (рис.3) позволяет сделать вывод о существовании обеспечивающих минимальные методические погрешности определения теплофизических характеристик полупрозрачных материалов, толщин образцов при прочих адекватных условиях проведения эксперимента. За счет выбора толщин образцов можно снизить до минимума значения методических погрешностей определения теплопроводности (и, соответственно, других теплофизических характеристик) полупрозрачных материалов.

Список литературы:

1. Parker W. J. Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity and thermal conductivity /W.J. Parker., R.J. Jenkins, C.P. Butler // J. Appl. Phys. – 1961. –V. 32. –P. 1675–1684.
2. Altun O. Problems for determining the thermal conductivity of TBCs by laser-flash method /O. Altun, B. Erhan, A. Kalem tas //J. Achievements in Materials and Manufacturing Engineering. –2008. – V 30. –N. 2. – P. 115–120.
3. Новицкий Л.А. Оптические свойства материалов при низких температурах / Л.А. Новицкий, Б.М. Степанов. – М.: Машиностроение, 1980. – 224 с.

4. Кузнецов Г.В. Погрешности определения теплофизических характеристик полупрозрачных материалов импульсным методом / Г.В. Кузнецов, М.Д. Кац // Измерительная техника. –2009. –№ 9. –С. 43–45.
5. Кузнецов Г.В. Погрешности определения теплофизических характеристик органического стекла импульсным методом / Г.В. Кузнецов, М.Д. Кац // Изв. Санкт-петербургского государственного технологического института (технического университета). –2012. –№ 14. – С. 21–23.
6. Кац М.Д. Погрешности определения температуропроводности оптического кварцевого стекла импульсным методом // EPJ Web of Conferences. 2014. 76, 010017. URL: <http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/20147601017>
7. Kuznetsov G.V. Pulse method systematic errors theoretical analysis for construction materials finite samples thermophysical characteristics determination / G.V. Kuznetsov, M.D. Kats // Measurement Techniques. –2009. –V. 52. –Iss. 4. –P. 384–386.
8. Яворский Б.М. Справочник по физике / Б.М.Яворский, А.А Детлаф // Москва: Наука, 1979. – 512 с.
9. Kuznetsov G.V. Mathematical modeling of complex heat transfer in a rectangular enclosure / G.V. Kuznetsov., M.A. Sheremet // Thermophysics and Aerodynamics. – 2009. –V. 16. –N. 1. –P. 119–128.
10. Kuznetsov G. V. New approach to the mathematical modeling of thermal regimes for electronic equipment / G.V. Kuznetsov., M.A. Sheremet // Russian Microelectronics. –2008. –V. 37. –P. 131–138.
11. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983. –616 с.
12. Таблицы физических величин: справочник /под ред. Кикоина И.К. –Москва: Атомиздат, 1976. –1008 с.

УДК 679.743.2 (574)

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ РЯДА ТЕПЛОИЗОЛЯЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Кинжибекова А.К., к.т.н.

Инновационный Евразийский университет, г. Павлодар

E-mail: akmaral70@mail.ru

Одним из важнейших путей экономии топливно-энергетических ресурсов является минимизация тепловых потерь через ограждающие конструкции зданий, сооружений, технологического оборудования, теплопроводов. По приближенным оценкам реализация достижений научно-технического прогресса в этой области может обеспечить к 2014 г. экономию 40 млн. т усл. топлива при ежегодном потреблении первичных энергоресурсов в стране 1300 - 1500 млн. т [1].

Известно, что до 80 – 85% энергоносителей в промышленно развитых странах расходуется в промышленности и энергетике при эксплуатации промышленных печей, термического и энергетического оборудования. Поэтому в настоящее время задача экономии энергоресурсов,

особенно в энергоемких отраслях промышленности: металлургии, машиностроении, химической промышленности, на предприятиях, производящих строительные материалы и керамику, в энергетике стоит необычайно остро и актуально [1].

При этом важно учитывать влияние условий и параметров процесса на теплопроводность материала. Данный вопрос можно проанализировать при помощи планирования эксперимента.

При планировании эксперимента необходимо выделить независимые входные параметры и выходной параметр. В качестве выходного параметра используется теплопроводность материала, в качестве входных – температура, плотность, влажность и структура. Для получения зависимости планируется использовать уравнение регрессии вида

$$y(b, x) = b_0 + \sum_{i=1}^n b_i x_i + \sum_{i=1}^n \sum_{k=i+1}^n b_{ik} x_i x_k + \sum_{i=1}^n \sum_{k=i+1}^n \sum_{l=k+1}^n b_{ikl} x_i x_k x_l + \dots + b_{12\dots n} x_1 x_2 \dots x_n, \quad (1)$$

где b_0 - свободный член, равный выходу при $x=0$;

b_i - коэффициент регрессии, указывающий на влияние фактора на процесс;

b_{ij} - коэффициенты регрессии, определяющие степень воздействия на процесс взаимодействия факторов.

Определив коэффициенты регрессии этого уравнения, получим представление о влиянии изучаемых факторов на величину теплопроводности, о взаимодействии факторов и о направлении движения к оптимальной области.

Таким образом, алгоритм задачи факторного эксперимента сводится к следующим операциям:

- 1) выбору уравнения регрессии;
- 2) составлению плана многофакторного эксперимента;
- 3) расчету коэффициентов регрессии, оценка значимости этих коэффициентов;
- 4) анализу уравнения регрессии.

Уравнение регрессии записывается в зависимости от числа изучаемых факторов, определяющих процесс.

При составлении матрицы планирования исходят из того, что в данном эксперименте должны быть исчерпаны все возможные комбинации значений факторов. При определении оценок параметров модели часто оказывается возможным свободно выбирать условия проведения опытов в пределах некоторых границ. Выбор числа и условий проведения экспериментов, обеспечивающих получение наилучшего числа в

определенном смысле результата исследования, и составляет цель планирования эксперимента.

Для каждого отдельного вида материала, исходя из анализа оценки влияния различных факторов на теплопроводность, представленного в главах 1 и 2, в качестве факторов эксперимента, выбираем:

x_1 – плотность, кг/м³; x_2 – температура, °С; x_3 – влажность, %.

Влажность изоляционного материала при эксплуатации высокотемпературных агрегатов не будет столь актуальной, в связи с чем данный фактор можно опустить.

Из физических соображений можно предположить, что взаимосвязь (1) имеет следующий вид:

$$y(b, x) = b_0 + b_1 x_1 + b_2 x_2 + b_{12} x_1 x_2$$

Необходимое число опытов: $N=2^n$, где n – количество исследуемых факторов.

Как было уже сказано выше, количество основных факторов, влияющих на величину теплопроводности, равно 2. Поэтому количество взаимодействий $N = 2^n = 2^2 = 4$.

Расчет коэффициентов регрессии ведется по следующим формулам

$$b_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \bar{y}_j x_i^j, i = 0, \dots, n; b_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \bar{y}_j x_i^j \dots x_\mu^j, i, \mu = 1, 2, \dots, n,$$

где \bar{y}_j – значение среднего выхода процесса в j -ом варианте;

x_i^j – значение фактора в j -ом варианте.

В таблице 1 представлены интервалы варьирования факторов эксперимента для минеральной ваты.

Таблица 1. – Интервалы варьирования факторов эксперимента для минеральной ваты

Факторы	Основной уровень ($x_i = 0$)	Интервал варьирования	Верхний уровень ($x_i = +1$)	Нижний уровень ($x_i = -1$)
x_1	113,05	13,65	126,7	99,4
x_2	220	180	400	40

Верхний и нижний уровни – это предельные значения варьируемых переменных. Область планирования эксперимента: $-1 \leq x_i \leq 1$. Это было получено путем перехода к безразмерным переменным или к так называемому кодированию факторов

$$x_i = \frac{a_i - \bar{a}_i}{|\Delta a_i|},$$

где a_i - фактор (значение i -той переменной в натуральном масштабе измерения);

$\overline{a_i}$ - средний уровень;

$|\Delta a_i|$ - шаг варьирования.

Для получения данных о влиянии различных факторов на теплопроводность изоляционного материала был использован стенд (рисунок 1), состоящий из металлического корпуса 1, заполненного тепловой изоляцией 2 для снижения тепловых потерь в окружающую среду [2].

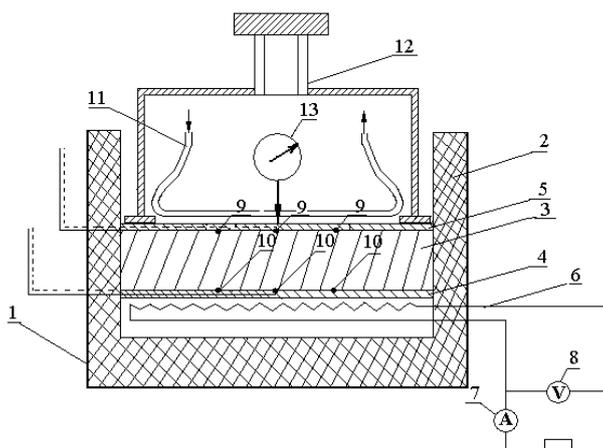


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки. 1-корпус; 2-тепловая изоляция; 3-исследуемый материал; 4-обогреваемая пластина; 5-охлаждаемая пластина; 6-электронагреватель; 7-амперметр; 8-вольтметр; 9,10-термопары; 11-холодильник; 12-механизм поджима; 13-цифровой штангенциркуль.

Исследуемый материал 3 помещается между обогреваемой и охлаждаемой пластинами 4 и 5 соответственно. Нагревание производится при помощи электронагревателя в виде плоской плитки 6; мощность электронагревателя определяется по показаниям амперметра 7 и вольтметра 8. Температура нагреваемой поверхности исследуемого материала измеряется тремя термопарами 9, температура охлаждаемой поверхности - термопарами 10. Охлаждение материала производится за счет холодильника 11, в котором циркулирует охлаждающая вода. Механическая нагрузка создается посредством механизма поджима 12, толщина слоя материала измеряется штангенциркулем 13. Основание цилиндра также теплоизолировано. Это повышает среднюю температуру измерения, уменьшает искажение температуры на холодной стороне поверхности материала и снижает рассеяние тепла в окружающую среду.

Цепь измерения температур состоит из термопар, переключателя термопар и универсального восьмиканального измерителя-регулятора

ОВЕН ТРМ 138, показания которого выводятся на компьютер. К основным достоинствам термопар относятся их простота и универсальность. При выборе материалов для термопар необходимо стремиться к тому, чтобы они позволяли получить большую термо-э.д.с., и чтобы свойства термопары незначительно изменялись при повторных нагреваниях. Поэтому в данном эксперименте применяются хромель-копелевые термопары, работающие при температурах до 800 °С [2].

Для анализа влияния структуры изоляционного материала на его коэффициент теплопроводности были взяты: 1) прошивной мат из минеральной ваты марки 100 и 150 (ГОСТ-21880-94); 2) материал SuperSIL; 3) маты прошивные базальтовые ТУ 5769-001-73902414-2005.

Образцы исследуемых материалов были помещены в экспериментальную установку и были определены коэффициенты теплопроводности данных волокнистых материалов в зависимости от различных вариантов факторов.

Расчет ведем на ЭВМ по разработанной программе для определения этих коэффициентов (язык программирования – Паскаль). Кроме расчета регрессионных коэффициентов программа определяет сумму квадратов ошибок и определяет адекватность модели.

Таблица 2. - Матрица планирования эксперимента

Номер опыта	Планирование				Выход
№	x ₀	x ₁	x ₂	x ₁ x ₂	y, Вт/м°С
1	+	+	+	+	0,131
2	+	-	+	-	0,126
3	+	+	-	-	0,051
4	+	-	-	+	0,048
b_i	⁰ ,098	25,36	-19,28	7,89	

Таким образом, интерполяционная формула для минеральной ваты имеет следующий вид

$$y = 0.098 - 19.28x_1 + 25.36x_2 + 7.89x_1x_2. \quad (5)$$

Используя данную методику, были исследованы теплопроводности и других материалов. Интерполяционная формула для базальтовой изоляции имеет следующий вид:

$$y = 0.038 - 25.78x_1 + 36.54x_2 + 11.22x_1x_2 \quad (6)$$

Интерполяционная формула для материала Super Sill:

$$y = 0,138 - 14,55x_1 + 21,33x_2 + 6,46x_1x_2. \quad (7)$$

Таким образом, полученные методом планирования эксперимента зависимости теплопроводности от плотности и температуры материала, показывают примерно равное влияние этих факторов на выход эксперимента.

Список литературы:

1. Основные направления развития производства эффективных теплоизоляционных материалов. [Информационный ресурс]: <http://msd.com.ua/stroitelnie-stati-1996/osnovnye-napravleniya-razvitiya-proizvodstva-effektivnykh-teploizolyacionnykh-materialov>
2. А.с.19875 Республика Казахстан. МКИ G01N25/18. Способ определения коэффициента теплопроводности волокнистого материала / Кинжибекова А.К., Приходько Е.В., Никифоров А.С., Никонов Г.Н. Заявл. 08.02.07; Оpubл. 15.08.08. Бюл. № 8.- 3 с

УДК 537.868.3

ДВУХФАЗНАЯ МОДЕЛЬ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ СЛАНЦЕВОГО ПЛАСТА

Князева А. Г.,^{1,2} д.ф.-м.н., Мартемьянов С. М.,² Маслов А.Л.^{1,2}

¹ Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск

² Томский политехнический университет

E-mail: masloaleksey@rambler.ru

Существуют различные методы термической переработки горючих

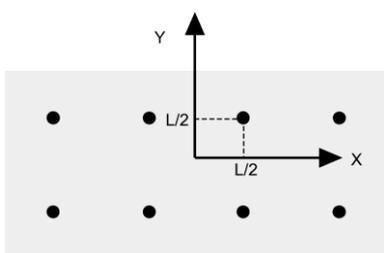


Рис. 1. Иллюстрация к постановке задачи.

сланцев с целью получения энергетического сырья – т.н. сланцевого газа, однако особый интерес представляют способы, не требующие извлечения породы на поверхность [1]. В этих методах сланцевый газ добывается непосредственно из пласта по мере его нагрева тем или иным образом.

Целью данной работы является построение модели термического разложения сланцевых пластов при их нагреве электромагнитным полем. Модель учитывает явления теплопроводности, межфазного тепло- и массообмена, тепловой эффект химических реакций и течение газа в порах. Вследствие существенной анизотропии свойств, сланцевый пласт представим в виде твердой пористой плоскости, в которой равномерно распределены источники тепла, представляющие из себя электроды, расстояние между которыми L принимается много большим их радиусов R_0 .

Геометрия расчетной области показана на рис.1. Очевидно, что для решения задачи достаточно найти распределение температуры только в

конечной области, включающей один источник с координатами $(L/2, L/2)$. Под действием переменного электрического поля в сланце выделяется тепло, связанное с его поляризацией, и джоулево тепло, вызванное током проводимости.

При нагреве твердофазный реагент A_s , образующий каркас сланца, разлагается на твердый продукт B_s и газ B_g , поступающий в поры. В начальный момент времени некоторое количество газа G_R , идентичного по составу B_g , уже содержится в порах. В свою очередь, газ G_R при нагреве превращается в газ G_p . Таким образом, химические реакции при разложении сланца можно представить следующей условной схемой:



По мере разложения меняется преобладающий механизм нагрева: вначале эффект связан преимущественно с диэлектрическими потерями, затем, по мере образования продукта B_s , преобладает джоулев нагрев.

Калориметрические измерения термического разложения сланцев [2] показали, что суммарный тепловой эффект реакции разложения сланца положителен, при этом на начальной стадии разложения керогена имеют место эндотермические эффекты. При дальнейшем повышении температуры начинается экзотермическая стадия, совпадающая с вторичной газификацией. Положим, что тепловой эффект реакции разложения твердой фазы отрицателен, а газообразный продукт реагирует с выделением тепла, причем экзотермический тепловой эффект преобладает.

Уравнение теплопроводности для твердой фазы имеет вид

$$c_s \rho_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \lambda_s \nabla \cdot (\nabla_k T_s) + Q_1 W_1 + \Phi_s - \frac{\alpha_T}{1 - \zeta} (T_s - T_g),$$

где T_s, c_s, ρ_s – соответственно температура, теплоёмкость и плотность твердой фазы, t – время, x, y – пространственные координаты; λ_s – коэффициент теплопроводности твердой фазы, W_1 – химический источник (сток) тепла, Φ_s – источник тепла, связанный с действием электромагнитного поля на твердую фазу (зависит от расположения электродов, их радиусов, характеристик электрического поля) [3], α_T – коэффициент теплообмена между газом и твердой фазой, ζ – пористость, T_g – температура газа.

Тепловое действие переменного электромагнитного поля состоит из резистивных и диэлектрических потерь:

$$\Phi_s = \eta_{B_s} \sigma_1 E^2 + (1 - \eta_{B_s}) \varepsilon_1 \varepsilon_0 \Gamma E^2 \operatorname{tg} \delta_1,$$

где $E^2 = E_x^2 + E_y^2$ - квадрат напряжённости электрического поля, $E = E(x, y)$, σ_1 - проводимость, f - частота, ε_1 - диэлектрическая проницаемость твердой породы, ε_0 - диэлектрическая постоянная, $\operatorname{tg} \delta_1$ - тангенс угла (коэффициент) диэлектрических потерь.

Доли продуктов реакции в твердой фазе подчиняются уравнениям

$$\frac{d\eta_{B_s}}{dt} = k_1 (1 - \eta_{B_G} - \eta_{B_s}) \exp\left(-\frac{E_1}{RT_s}\right) \nu_s,$$

$$\frac{d\eta_{B_G}}{dt} = k_1 (1 - \eta_{B_G} - \eta_{B_s}) \exp\left(-\frac{E_1}{RT_s}\right) \nu_g - \frac{\alpha_m}{1 - \zeta} (\eta_{B_G} - \eta_G),$$

где k_1 - предэкспонент, E_1 - энергия активации реакции в твердой фазе, R - газовая постоянная, ν_s , ν_g - стехиометрические коэффициенты для реакции в твердой фазе.

Уравнение переноса тепла в газовой фазе имеет вид

$$c_g \rho_g \frac{dT_g}{dt} = Q_2 W_2 + \Phi_g + \frac{\alpha_T}{\zeta} (T_s - T_g),$$

где c_g, ρ_g - теплоёмкость и плотность газа; $\Phi_g = \eta_G \sigma_2 E^2 + (1 - \eta_G) \varepsilon_2 \varepsilon_0 \Gamma E^2 \operatorname{tg} \delta_2$ - источник тепла, связанный с действием электромагнитного поля на газ, σ_2 - проводимость, ε_2 - диэлектрическая проницаемость газа, $\operatorname{tg} \delta_2$ - тангенс угла (коэффициент) диэлектрических потерь, $\frac{d\dots}{dt} = \frac{\partial\dots}{\partial t} + v_x \frac{\partial\dots}{\partial x} + v_y \frac{\partial\dots}{\partial y}$, v_x , v_y - компоненты вектора скорости газа \mathbf{v}_g .

Суммарная реакция в газовой фазе - экзотермическая и соответствует схеме $G_R \rightarrow G_p$. Доля газообразного реагента меняется по закону

$$\frac{d\eta_G}{dt} = -k_2 \eta_G \exp\left(-\frac{E_2}{RT_g}\right) \nu_G + \frac{\alpha_m}{\zeta} (\eta_{B_G} - \eta_G),$$

где k_2 - предэкспонент, E_2 - энергия активации реакции в газовой фазе, ν_G - стехиометрический коэффициент, $\frac{d\dots}{dt} = \frac{\partial\dots}{\partial t} + v_x \frac{\partial\dots}{\partial x} + v_y \frac{\partial\dots}{\partial y}$.

Уравнение состояния для газа, который нельзя считать идеальным, в первом приближении запишем в виде: $dp_g = K_T (\alpha_T dT_g + \alpha_G d\eta_g)$,

где p_g - давление газа, K_T - объемный изотермический упругий модуль, α_T - коэффициент теплового расширения, α_G - коэффициент концентрационного расширения.

Скорость газа рассчитывалась из закона Дарси: $\mathbf{v}_g = -K_f \nabla p_g$, где $K_f = \frac{K}{\eta}$, K - коэффициент фильтрации, η - динамическая вязкость, откуда $\mathbf{v}_g = -K_f K_T (\alpha_T \nabla T + \alpha_G \nabla \eta_G)$.

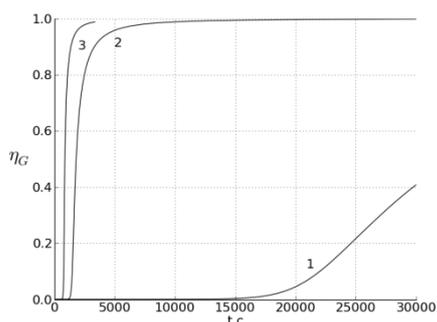


Рис. 2. Динамика доли газообразного продукта при варьировании потенциала (значения взяты в окрестности электрода).
1 - $\phi = 20000$ В., 2 - $\phi = 30000$ В.,
3 - $\phi = 35000$ В. $\zeta = 0.25$, $f = 10$ кГц.

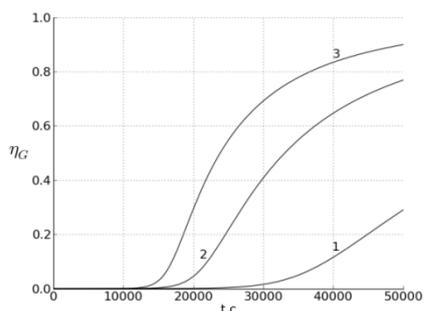


Рис. 3. Динамика доли газообразного продукта при варьировании пористости (значения взяты в окрестности электрода). 1 - $\zeta = 0.1$, 2 - $\zeta = 0.25$, 3 - $\zeta = 0.4$.
 $\phi = 20000$ В., $f = 10$ кГц.

Задача решена численно с использованием неявной схемы расщепления по координатам и покоординатной прогонки. Пример расчета накопления газообразного продукта показан на рис. 2-3:

Список литературы:

1. James G. Speight. Shale Oil Production Processes. Elsevier, - 2012.
2. William I. Stuart and John H. Levy. Thermal properties of carbonaceous oil shales from the Nagoorin and Condor deposits. Fuel, 1987, 66, pp. 493-498.
3. Князева, А.Г., Лопатин, В.В., Мартемьянов, С.М., Маслов, А.Л., Хан Вэй. Моделирование подземного нагрева сланцев в электромагнитном поле // Известия высших учебных заведений. Физика, 2011 – Том 54, - №11/3. – с. 5-11.

ПОВЕДЕНИЕ РАДИОНУКЛИДОВ EU, PU, AM ПРИ ГОРЕНИИ РАДИОАКТИВНОГО ГРАФИТА В АТМОСФЕРЕ КИСЛОРОДА. КОМПЬЮТЕРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Колбин Т.С.,¹ Барбин Н.М.,^{1,2} Терентьев Д.И.,¹ Алексеев С.Г.¹

¹УИГПС МЧС России, Екатеринбург

²Уральский Государственный аграрный университет, Екатеринбург

В связи с завершением срока эксплуатации и в результате аварийных и чрезвычайных ситуаций техногенного характера образуется большое количество радиоактивных графитовых отходов. По оценкам экспертов, общее количество облученного графита в мире составляет порядка 250 тыс. тонн. Именно реакторный графит составляет большую часть накопленных твердых радиоактивных отходов [1,2].

В Российской Федерации имеются порядка семнадцати энергоблоков. Масса графитовой кладки одного реактора, в зависимости от его типа, составляет 1,5-2,5 тыс. т. Общая масса облученного графита в России примерно равна 60 тыс. т. [3].

Технологии по утилизации отходов ядерной энергетики в большинстве своем основаны на принципе изоляции радиоактивного графита от окружающей среды. Наиболее приемлемым считается постройка подземных хранилищ в твердых гранитных или базальтовых породах. Подобный метод на сегодняшний день является наиболее безопасным, дешевым и используется многими странами с пятидесятых годов двадцатого века. Тем не менее, данный способ также имеет ряд существенных недостатков, основным из которых, является тот факт, что площади для захоронения не безграничны, а данный метод утилизации не предполагает уменьшение количества отходов. [4].

Перспективным становятся методы высокотемпературной обработки радиоактивных отходов. На сегодняшний день существует несколько способов сжигания радиоактивного графита: окисление воздухом, кислородом, окисление в расплавах щелочей, хлоридов, карбонатов [2,5,6]. Критерием успешного развития процесса сжигания является приемлемость выбросов радиоактивных элементов для сохранения окружающей среды [7].

Радиоактивные элементы уничтожить сжиганием невозможно. Они либо остаются с негорючей частью отходов, либо испаряются в зависимости от степени их летучести. Газообразные элементы конденсируются на более крупные частицы в потоке газов, которые удаляются газоочистительной системой [7].

Цель данного исследования заключается в изучении поведения некоторых радиоактивных элементов при горении реакторного графита в атмосфере кислорода.

Компьютерный эксперимент

Поведение радиоактивных элементов не отличается от поведения их нерадиоактивных изотопов. Исследования проводили методом термодинамического моделирования.

Термодинамическое моделирование заключается в термодинамическом анализе равновесного состояния системы в целом (полный термодинамический анализ) [8, 9]. Расчетные методы развиты на основе вариационных принципов термодинамики.

Одной из наиболее развитых и эффективных программ, реализующих такие термодинамические расчеты является программный комплекс TERRA, представляющий собой этап дальнейшего развития пакета программ ASTRA [10,11].

Расчеты состава фаз и характеристик равновесия проводятся с использованием справочной базы данных по свойствам индивидуальных веществ [12, 13].

Результаты и обсуждения

Конденсированный EuOCl является преобладающим соединением в интервале температур от 375 до 800 К, далее его количество

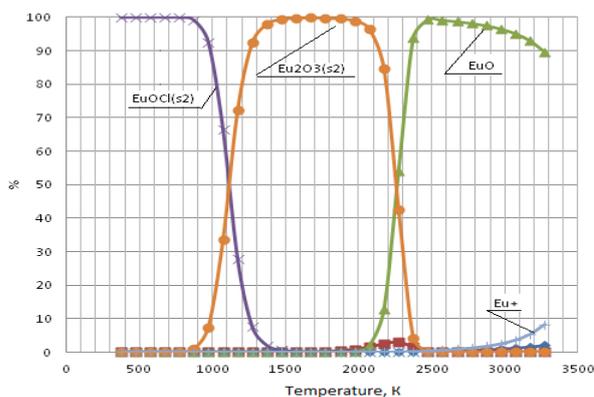


Рис. 1 Распределение Eu в системе при сжигании радиоактивного графита

начинает уменьшаться и достигает значения 0 мол. % при 1500 К. Увеличение количества конденсированного Eu_2O_3 наблюдается в интервале температур 900 – 1300 К, а снижение 1800 – 2500 К. Рост количества газообразного EuO происходит с 2000 К по 2500 К. При дальнейшем нагревании до 3300 К происходит снижение количества парообразного EuO (с 99 мол. % до 89 мол. %) с одновременным ростом количества ионов Eu^+ (до 8 мол. %) и парообразного Eu (до 2 мол. %).

Плутоний распределяется в системе следующим образом: до температуры 1800 К в системе преобладает конденсированный PuO_2 (98-99 мол. %). При увеличении температуры содержание конденсированного PuO_2 начинает уменьшаться, вместе с тем растет содержание газообразного PuO_2 . При температуре 2400 К содержание парообразного PuO_2 со-

ставляет ≈ 99 мол. %, содержание конденсированного PuO_2 снижается практически до 0 мол. %.

При температурах от 375 до 2300 К в системе преобладает конденсированный AmO_2 (99 мол. %). Увеличение температуры до 2700 К вызывает рост содержания конденсированного Am_2O_3 до 90 мол. %, а также парообразного Am до 9 мол. % и уменьшение количества конденсированного AmO_2 до 0 мол. %. При 3300 К уменьшается количество конденсированного Am_2O_3 до 0 мол. % и возрастает парообразный Am до 100 мол. %.

В результате проведенного термодинамического моделирования установлено, что при сжигании радиоактивного графита в атмосфере O_2 америций, плутоний и европий будут присутствовать в виде кислородных соединений. Увеличение температуры выше 2000 К ведет к испарению этих соединений.

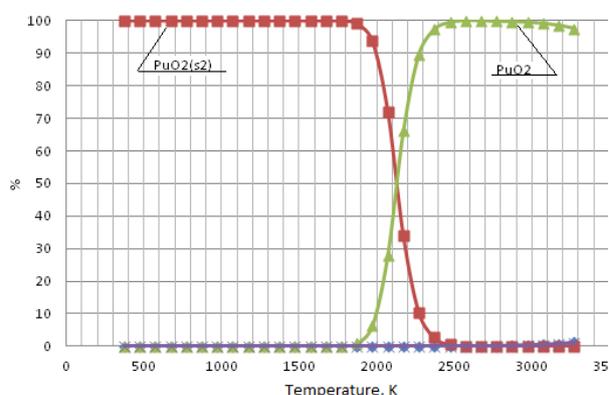


Рис. 2 Распределение Pu в системе при сжигании радиоактивного графита

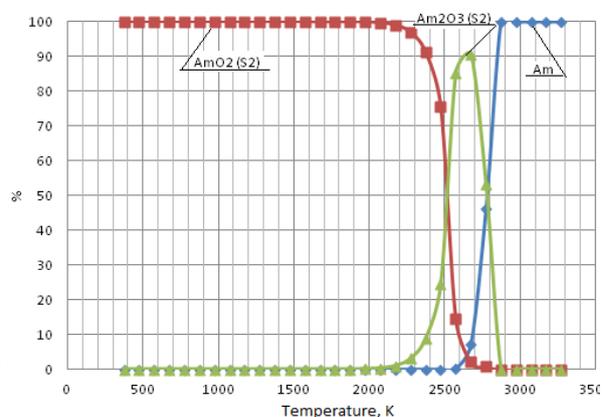


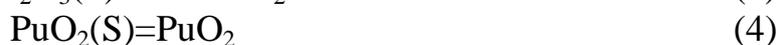
Рис. 3 Распределение Am в системе при сжигании радиоактивного графита

Таблица 1 – Коэффициенты в уравнении константы реакции

Реакция	Температурный интервал ΔT_i , К	A	B	Величина аппроксимации R^2
1	1873-2373	-348975	87,165	1
2	873-1473	51740	-47,463	0,9842
3	1973-2473	-352836	89,027	0,9997
4	1873-2473	-68474	18,95	0,9959
5	2173-2773	-100978	50,264	0,991
6	2673-2873	-388183	52,927	0,9601

В соответствии с вышеописанным набором фазовых переходов и, ориентируясь на численные результаты моделирования, записан мини-

мальный набор основных реакций (равновесий) внутри отдельных фаз и на межфазной границе.



Зависимость констант равновесий реакций (1)-(6) от температур описывается уравнением вида:

$$\ln k_i = A + \frac{B}{T} \quad (7)$$

Численные значения коэффициентов А и В уравнения (7) приведены в таблице 1.

Значения констант равновесия указывают на то, что реакции сдвинуты в сторону образования продуктов.

Выводы

При сжигании радиоактивного графита в кислороде европий находится в виде конденсированного EuOCl (до температуры 1200 К), конденсированного Eu_2O_3 (в интервале температур 1200-2200 К) и парообразного EuO (при температуре свыше 2200 К).

При сжигании радиоактивного графита в кислороде плутоний находится в виде конденсированного PuO_2 (до температуры 2100 К) и парообразного PuO_2 (выше 2100 К).

При сжигании радиоактивного графита в кислороде америций находится в виде конденсированного AmO_2 (до температуры 2500 К), конденсированного Am_2O_3 (в интервале температур 2500-2900 К) и парообразного Am (при температуре свыше 2900 К).

Полученные данные необходимо учитывать при утилизации радиоактивного графита методом сжигания.

Список литературы:

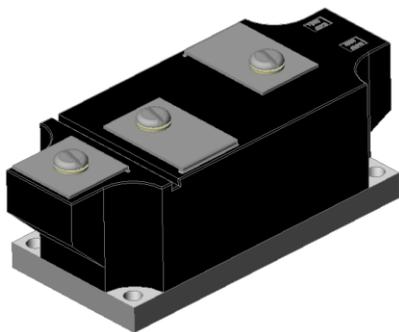
1. Бескоровайный Н.М., Калинин Б.А., Платонов П.А. Конструкционные материалы ядерных реакторов. (Энергоатомиздат, 1995.)
2. Блинова И.В., Соколова И.Д. Атомная техника за рубежом, 6, 3 2012.
3. Скачек М.А. Обращение с отработанным ядерным топливом и радиоактивными отходами АЭС. (Издат. дом МЭИ, 2007).
4. Барбин Н.М., Терентьев Д.И., Алексеев С.Г., Пешков А.В. Труды международного конгресса «Фундаментальные технологии переработки и утилизации техногенных отходов». 359, 2012.

5. Колбин Т.С. Терентьев Д.И., Барбин Н.М., Алексеев С.Г. Техносферная безопасность, 1, 30 2013.
6. Колбин Т.С. Терентьев Д.И., Барбин Н.М., Алексеев С.Г. Техносферная безопасность, 1, 40 2014.
7. Yang H. – С., Eun H. – С., Lee D. – G. J. of nuclear science and technology, 10, 869, 2005.
8. Барбин Н.М., Терентьев Д.И., Алексеев С.Г. Химическая и радиационная физика: Сборник / Под ред. И.Г. Ассовского, А.А. Берлина, Г.Б. Манелиса. (Торус Пресс, 2011).
9. Барбин Н.М., Терентьев Д.И., Алексеев С.Г. Современная наука: Сборник научных статей, 2, 134, 2012.
10. Ватолин Н.А., Моисеев Г.К., Трусов Б.Г. Термодинамическое моделирование в высокотемпературных системах. (Металлургия, 1994).
11. Моисеев Г.К., Вяткин Г.П., Барбин Н.М. Применение термодинамического моделирования для изучения взаимодействия с участием ионных расплавов. (Из-во ЮУрГУ, 2002).
12. Гуревич Л.В., Вейц И.В., Медведев В.А. Термодинамические свойства индивидуальных веществ: Справ. изд-е в 4-х томах. (Наука, 1982).
13. Алемасов В.Е., Дергалин А.Ф., Тишин А.П. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания: Справочник в 5 томах. (ВНИИТИ, 1971)

УДК 521.382

АНАЛИЗ ПОКАЗАТЕЛЕЙ НАДЕЖНОСТИ ДВУХПОЗИЦИОННОГО ДИОДНОГО МОДУЛЯ МДХ-660-18-А2

Колесов И.В., Кравченко Е.В., к.т.н.
Томский политехнический университет, г. Томск
E-mail: vik.wow@yandex.ru



*Рис.1 Двухпозиционный диодный
Модуль МДх-660-18-А2.*

стандартам электробезопасности Российской Федерации.

Среди сфер применения для новых модулей можно отметить:

Современные полупроводниковые выпрямительные модули выдерживают средний переменный ток до 807А при температуре +85°С (частота 50Гц, в течение полупериода), напряжение до 2600В и имеют изолированный корпус с напряжением изоляции 3000В АС в течение 1 мин, соответствующий промышленным требованиям и

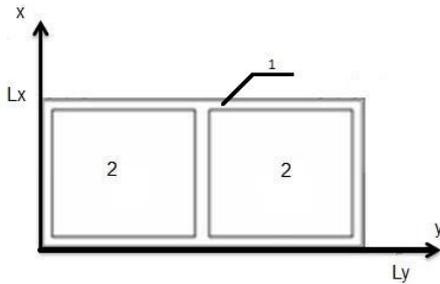


Рис. 2. Геометрия области решения (1,2 – области с различными теплофизическими характеристиками).

- устройства плавного пуска электродвигателей и другого оборудования с высокими пусковыми токами;

- промышленные электроприводы, преобразователи напряжения для ветрогенераторов;

- источники питания и сварочные аппараты.

Модель двухпозиционного диодного модуля МДх-660-18-А2 представлена на рис.1.

Области применения данного устройства: Регуляторы переменного тока (например, для контроля температуры, регулирования скорости вращения двигателя постоянного тока).

Цель настоящей работы – анализ интенсивностей отказов силового полупроводникового прибора (СПП) на основе численного моделирования нестационарных неоднородных полей температур при наличии нескольких локально расположенных источников тепловыделения в условиях естественной конвекции при рабочих температурах окружающей среды.

Анализ теплового режима работы проводился в двумерной постановке на основе типичного для силовой электротехники Двухпозиционного диодного модуля (рис.1) с температурой перехода $T_{пер}=125^{\circ}\text{C}$. (рис.2).

Математическая постановка задачи будет иметь вид:

$$\rho_1 c_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} \right), \text{ для}$$

$$0 < x < l_1, 0 < y < H;$$

$$l_1 \leq x < l_1 + l_2, 0 < y < h_1 + h_2 + h_3, h_1 + h_2 + h_3 + h_4 < y < H;$$

$$l_1 + l_2 < x < l_1 + l_2 + l_3, 0 < y < H;$$

$$l_1 + l_2 + l_3 \leq x \leq l_1 + l_2 + l_3 + l_4, 0 < y < h_1, h_1 + h_2 < y < H;$$

$$l_1 + l_2 + l_3 + l_4 < x < L, 0 < y < H;$$

$$\rho_2 c_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} \right), \text{ для}$$

$$l_1 < x < l_1 + l_2, h_1 + h_2 + h_3 < y < h_1 + h_2 + h_3 + h_4;$$

$$\rho_3 c_3 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_3}{\partial y^2} \right), \text{ для} \quad (1)$$

$$l_1 + l_2 + l_3 < x < l_1 + l_2 + l_3 + l_4, h_1 < y < h_1 + h_2$$

Начальные и граничные условия запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} t = 0 : T &= T_0, 0 \leq x \leq L, 0 \leq y \leq H; \\ x = 0 : T &= T_h, t > 0; \\ x = L : T &= T_c, t > 0; \\ y = 0 : \frac{\partial T}{\partial y} &= T_h, t > 0; \\ y = H : \frac{\partial T}{\partial y} &= T_c, t > 0; \end{aligned} \quad (2)$$

Проведено численное моделирование температурного поля в неоднородной пластине с размерами по осям x и y равными L_x и L_y . $x \in [0; L_x]$, $y \in [0; L_y]$, где x, y – координаты.

Предполагалось, что модель (пластина) включает области с отличающимися теплофизическими характеристиками (табл.1). На краях пластины заданы граничные условия 3 рода[1].

Таблица 1.-Теплофизические свойства материалов (пластины)

Материал	λ , Вт/м*К	C , кДж/кг*К	ρ , кг/м ³
Полистирол	0.17	1110	1060
Кремний	149	800	2330

Основные допущения, используемые при постановке задачи:

1. теплофизические характеристики материалов не зависят от температуры;
2. тепловой контакт на границах между областями (1,2) считается идеальным.

Характерный вид температурного поля моделируемого объекта (диодного модуля) при температуре окружающей среды $T=25^{\circ}\text{C}$ в момент времени $t=600$ с

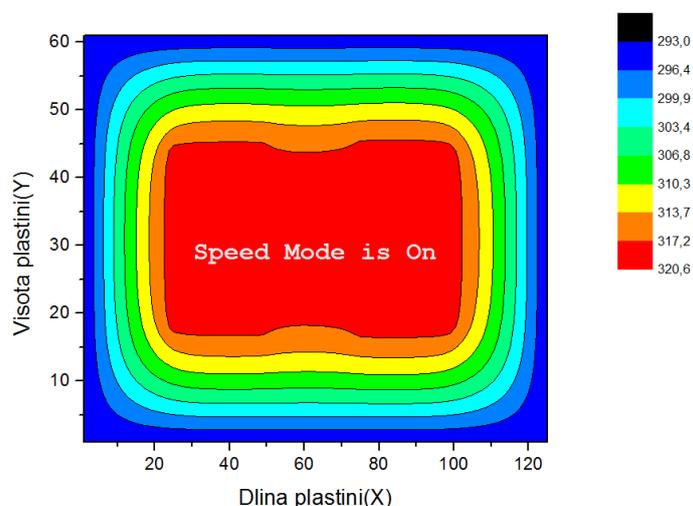


Рис.3. Температурное поле моделируемого объекта.

показан на рис.3.[2]

Для анализа показателей надежности диодного модуля выбраны математические модели Аррениуса и мультипликативная модель[3].

Мультипликативная математическая модель оценки надежности диодного модуля :

$$\lambda_{\text{э}} = \lambda_{\text{б}} \cdot K_{\text{р}} \cdot K_{\text{ф}} \cdot K_{\text{к}} \cdot K_{\text{э}}, \quad (3)$$

где $\lambda_{\text{б}}$ –базовая интенсивность отказов силового прибора; $K_{\text{р}}$ –коэффициент режима, зависящий от

электрической нагрузки и температуры; $K_{\text{ф}}$ –коэффициент функциональной специфики режима работы прибора; $K_{\text{к}}$ –коэффициент уровня качества прибора; $K_{\text{э}}$ –коэффициент жесткости условий эксплуатации.

Модель Аррениуса для оценки надежности диодного модуля:

$$\lambda_{\text{А}}(T) = C \cdot \exp\left(\frac{-E}{kT}\right), \quad (4)$$

где C -константа, E -энергия активации, k -постоянная Больцмана.

Результаты численного моделирования показателей надежности (интенсивности отказов) СПП приведены на рис. 5. Поведение функции интенсивности отказов $\lambda(t)$ свидетельствует не только о значительных различиях в оценках надежности по моделям (3) и (4), но и о высокой степени зависимости прогностической модели Аррениуса (кривые $\lambda(T_{\text{max}})$ и $\lambda(T_{\text{ср}})$ (рис.4) от расчетной (принимаемой) температуры.

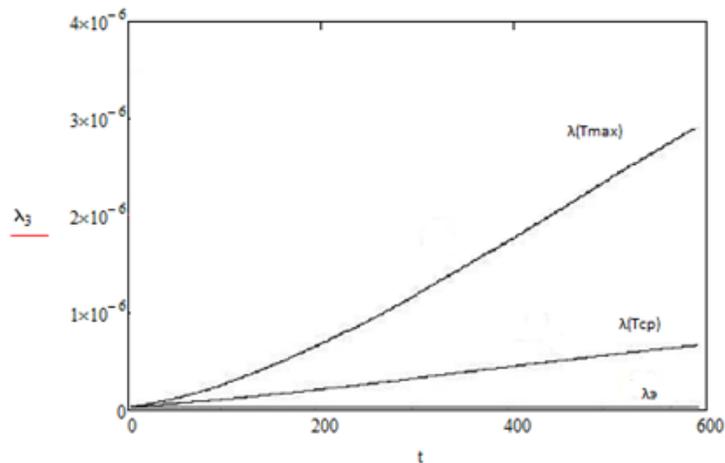


Рис. 4. Интенсивность отказов СПП при температуре окружающей среды $T=25$ °С, $t=600$ с. (λ_3 – мультипликативная модель (3); $\lambda(T_{cp})$ – модель Аррениуса (при T_{cp}); $\lambda(T_{max})$ – модель Аррениуса (при T_{max})).

Заключение. Использование мультипликативной модели (3) в оценках интенсивности отказов СПП приводит к значительному завышению эксплуатационного ресурса приборов ($\lambda_3 = 1.601 \cdot 10^{-7}$, 1/ч)[4].

Прогнозирование показателей надежности СПП необходимо проводить на основании анализа реального нестационарного неоднородного теплового режима прибора.

Список литературы:

1. Кузнецов Г.В., Шерemet М.А. Разностные методы решения задач теплопроводности: учебное пособие. / Г.В. Кузнецов, М.А. Шерemet. – Томск: Изд-во ТПУ, 2007. – 172 с.
2. Кузнецов Г.В., Кравченко Е.В. Анализ деструкции полимерного материала изделий электронной техники в условиях пространственной неоднородности температурных полей // Электромагнитные волны и электронные системы. 2014. №3. С. 4-12
3. Справочник «Надежность электрорадиоизделий» / Под.ред. Прытков С.Ф., Горбачев В.М.
4. ГОСТ 27.301-95 Надежность в технике. Расчет надежности. Основные положения.

СОПРЯЖЁННЫЙ ТЕПЛОБМЕН ПРИ ДВИЖЕНИИ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ПОЛОСТИ С УЧЁТОМ ЕЁ ОХЛАЖДЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВНЕШНЮЮ ГРАНИЦУ БОКОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ.

Крайнов А.В., к.ф.-м.н.

Томский политехнический университет, г.Томск

E-mail: lux_veritatis@mail.ru

Важное прикладное значение имеют процессы переноса тепла с учетом движения среды. Это обусловлено тем, что такие процессы реализуются в теплотехнических устройствах, энергетических системах и технологических процессах различных производственных циклов. Необходимость изучения режимов движения конвективных течений и сложных условий теплообмена связано с развитием энергоемких отраслей промышленности [1-6].

В данной работе рассматривается нестационарное взаимодействие жидкости с открытой полостью. Изучается процесс движения расплава металла в выемке с учётом теплообмена с её стенками. Теплофизические характеристики расплава и стенок полости идентичны. Цель данной работы – исследовать гидродинамику и сопряжённый теплообмен при движении вязкой несжимаемой жидкости в прямоугольной полости в условиях охлаждения внешней границы боковой стенки.

Изучение описанного процесса проводилось с использованием математической модели на основе системы уравнений Навье-Стокса в переменных вихрь-функция тока, уравнения энергии, уравнения теплопроводности для материала полости с соответствующими начальными и граничными условиями:

$$\frac{\partial \omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \omega}{\partial X} + V \frac{\partial \omega}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial Y^2} \right); \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2} = \omega; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Re} \cdot \text{Pr}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right); \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial Y^2} = \frac{\partial \theta_1}{\partial \text{Fo}}. \quad (4)$$

На нижней границе ($y = S$, $D < x < L$) и боковой ($x = D$, $S < y < H$) выставляется условие непротекания, прилипания, а также граничное

условие четвёртого рода для уравнения энергии (задача решена в сопряжённой постановке).

Условия неразрывности тепловых потоков и непротекания заданы на линии симметрии ($x = L, S < y < H$). На участке выхода выставались условия «сноса» и «мягкое» граничное условие для скорости и температуры соответственно [4].

На внешних границах полости заданы условия теплоизоляции, за исключением боковой области ($x = 0, 0 < y < H$), на которой задано граничное условие третьего рода (моделируется интенсивный теплообмен с внешней средой):

$$\frac{\alpha \delta_x}{\lambda} \Delta \theta = -\frac{\partial \theta_1}{\partial X}.$$

Здесь Fo – число Фурье; Re – число Рейнольдса; Pr – число Прандтля; θ – безразмерная температура жидкости; θ_1 – безразмерная температура материала полости; X, Y – безразмерные декартовы координаты; U, V – безразмерные продольная и поперечная составляющая скорости движения жидкости соответственно; ω, ψ – переменные вихрь - функция тока; x, y – размерные декартовы координаты; L, H – линейный размер полости по координате x и y соответственно; D, S – линейный размер стенки полости по координате x и y соответственно; $\Delta \theta$ – разность безразмерных температур между внешней боковой поверхностью и окружающей средой; α – коэффициент теплоотдачи; λ – коэффициент теплопроводности; δ_x – толщина стенки по координате x .

Решена система уравнений Навье-Стокса в переменных функция тока-вихрь, уравнение энергии и уравнение теплопроводности методом конечных разностей [4]. Разностные аналоги уравнений переноса и теплопроводности решены методом прогонки [4]. Уравнение Пуассона на каждом временном слое решалось методом последовательной верхней релаксации. Использовалась разностная схема второго порядка точности.

Вычисления выполнялись на равномерной и неравномерной разностных сетках. Оценка достоверности результатов численного моделирования проводилась проверкой консервативности использовавшейся разностной схемы аналогичным методом, применявшимся в [5, 6].

Рассматривалась жидкость разных типов (расплавленный свинец, жидкая сталь, расплав легких металлов, мазут и т.д.). На рис.1 - 3 приведены типичные результаты численных исследований описанных процессов для жидкой стали.

Анализ гидродинамики течения позволяет выделить характерные области прямого (1 этап) и возвратного (2 этап) движения жидкости (рис.1).

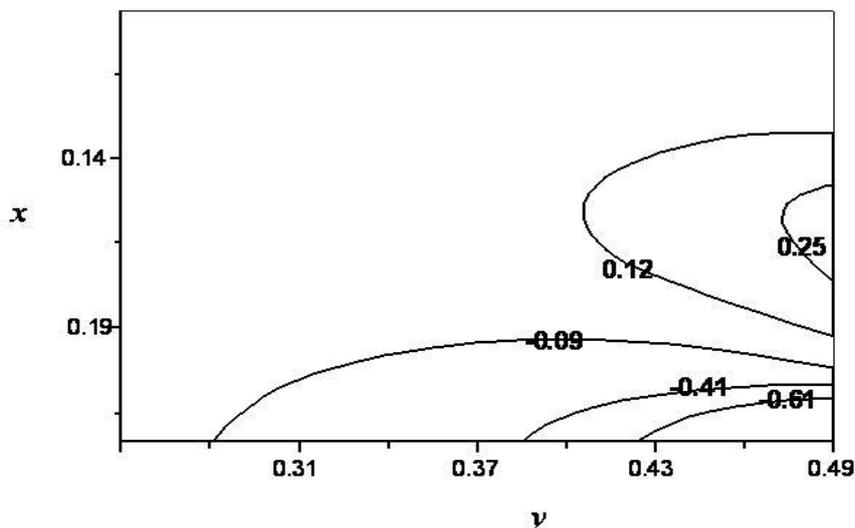


Рис.1 Изолинии поперечной составляющей скорости в момент времени $Fo=4,5 \cdot 10^{-2}$ при числе $Re=300$ и геометрическом отношении сторон полости $L/H=1/2$

С увеличением скорости затекания жидкости профиль поперечной составляющей скорости в начальных сечениях полости становится более заполненным и близким к постоянному значению (темп заполнения уменьшается на 15 % по сравнению с условиями теплоотвода через внешнюю донную поверхность).

При движении жидкости к основанию выемки поперечная составляющая скорости падает в условиях роста продольной составляющей (рис.2).

На рис.3 представлены распределения температуры в твёрдой и жидкой фазах в различных сечениях y по координате x в момент времени $Fo=4,5 \cdot 10^{-2}$ при $Re=400$, $Pr=0.979$ и геометрическом отношении сторон полости $L/H=1/2$: 1 - $y=0.51$; 2 - $y=0.6$; 3 - $y=0.73$. Характер распределения температуры в жидкой фазе по сечениям носит более выраженный характер, чем в твёрдой. В твердой фазе температурный напор уменьшается по высоте полости, что обусловлено теплоотводом с её внешней боковой поверхности и конвективным теплопереносом в гидродинамической области.

Результаты численного анализа позволяют оценить влияние охлаждения внешней поверхности боковой стенки полости на условия теплообмена и гидродинамическую картину течения теплоносителя.

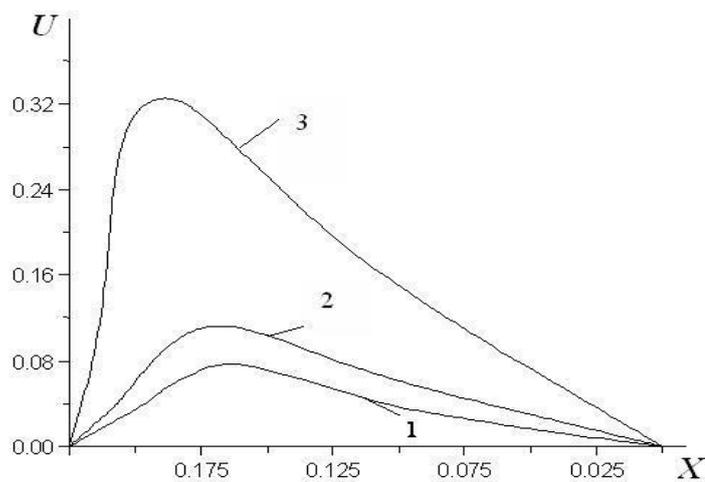


Рис.2 Изолинии продольной составляющей скорости в момент времени $Fo=4,5 \cdot 10^{-2}$ при числе $Re=300$ и геометрическом отношении сторон полости $L/H=1/2$. Кривые соответствуют значениям $U(X)$ в сечениях: 1 - $y=0.815$; 2 - $y=0.733$; 3 - $y=0.625$

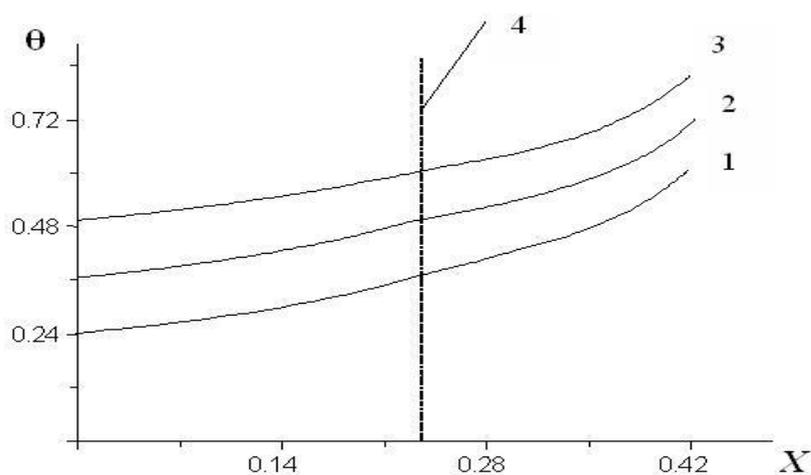


Рис.3 Распределения температуры в твёрдой и жидкой фазах в различных сечениях y по координате x в момент времени $Fo=4,5 \cdot 10^{-2}$ при $Re=400$, $Pr=0.979$ и геометрическом отношении сторон полости $L/H=1/2$: 1 - $y=0.51$; 2 - $y=0.6$; 3 - $y=0.73$; 4 - граница раздела жидкой и твёрдой фаз

Проведённые исследования позволяют сделать вывод о возможности расширения области применения математического аппарата [3, 6] для решения задач сопряжённого теплообмена при движении жидкости в полостях с более сложными геометриями и условиями теплопереноса.

Список литературы:

1. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Анищенко Л.М. Высокотемпературные технологические процессы. Теплофизические основы. - М.: Наука, 1985. – 172 с.
2. Fedorov A.G., Viskanta R. Three-dimensional conjugate heat transfer in the micro-channel heat sink for electronic packaging // J.Heat Mass Transfer.-2000.-№43.- p.399-415.
3. Krainov A. V., Kuznetsov G. V. Conjugate heat transfer during viscous liquid movement in the open cavity, considering its cooling through outer boundary of back surface (01023) // EPJ Web of Conferences. - 2014 - Vol. 76. - p. 1-6
4. Самарский А.А., Вабищевич П.Н. Вычислительная теплопередача. - М.: Едиториал УРСС, 2003. - 784 с.
5. Kuznetsov G.V., Sheremet M.A. Modelling of non-stationary heat transfer in closed area with a local heat source // J. Thermophysics and Aeromechanics.-2005.-v.12.- №2.-p.287-295.
6. Kuznetsov G.V., Krainov A.V. Conjugate heat exchange and hydrodynamics for a viscous incompressible fluid moving in a rectangular cavity // J. Applied Mechanics and Technical Physics.- 2001.- v.42.- №5.- p.851-856.

УДК 536.2:532/533; 532.516

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАСТЕКАНИЯ ВЯЗКОЙ КАПЛИ В УСЛОВИЯХ ТЕПЛООБМЕНА С ПОДЛОЖКОЙ ПРОСТОЙ ГЕОМЕТРИИ

Крайнов А.В., к.ф.-м.н., Кузнецов Г.В., д.ф.-м.н.
Томский политехнический университет, г.Томск
E-mail: lux_veritatis@mail.ru

Ручейковые течения жидкости и капли широко распространены в природе, используются в технике и перспективны в условиях разработки новых высокоинтенсивных теплообменных систем. Кроме ручейкового течения на поверхности теплообмена возможна реализация режима капельной конденсации [1].

Многие процессы в каплях близки к пленочным процессам и процессам в горизонтальных слоях жидкости [2]. Эффективность использования тонких пленок определяется малым удельным расходом жидкости и интенсивным теплообменом. Многие процессы могут быть оптимизированы за счет утоньшения пленки [3]. Возможны разрывы пленок, явления осушения поверхностей [4].

В работе [5] описаны регулярные структуры, которые также можно рассматривать как семейство стекающих ручейков, сопряженных по контактными линиями. Наличие протяженной тонкой пленки способствует интенсификации теплообмена.

Актуальность рассмотрения теплообмена в капле жидкости и её испарения также определяется необходимостью усовершенствования технологии спреинового охлаждения поверхностей [6].

Целью данной работы является изучение теплопереноса при растекании капли вязкой жидкости на нагретой подложке простой геометрии.

Рассматривается капля жидкости постоянного объёма, лежащая на горизонтальной поверхности в поле силы тяжести, направленном перпендикулярно подложке простой геометрии (рис.1). Возможные эффекты, обусловленные химическими и физическими процессами вблизи движущейся линии контакта и явление гистерезиса краевого угла, не рассматриваются. Предполагается, что угол контакта постоянный. Кроме того, капля окружена неподвижным газом, форма которой определяется балансом капиллярных и гравитационных сил, а поверхность её считается недеформируемой. На рис.1 определена область $\Omega := \{0 \leq r_1 < R, 0 \leq Z \leq B(r_1)\}$, где R – радиус смоченного пятна, $Z = B(r_1)$ – функция, описывающая поверхность капли (все приведённые величины на рис.1 являются размерными).

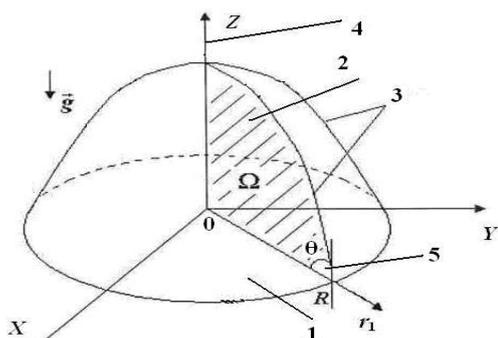


Рис.1 Геометрия расчётной области (1-5):
1 - подложка; 2 - внутренняя область капли (гидродинамическая); 3 – поверхность капли (линия контакта); 4 – ось симметрии капли;
5 – угол смачивания

Декартова система координат (плоскость XY) соответствует подложке, ось симметрии капли совпадает с осью OZ, вектор силы тяжести направлен против оси Z. Для изучения процессов растекания капли [7] или осаждение её на подложку [8] используются уравнения движения, энергии в цилиндрической системе координат (ЦСК).

Запишем математическую постановку задачи в ЦСК в безразмерном виде с дифференциальными уравнениями (о которых говорилось выше) [9, 10] с соответствующими краевыми условиями

$$\frac{\partial \omega}{\partial \tau} + u_r \frac{\partial \omega}{\partial r} + v_z \frac{\partial \omega}{\partial z} - \frac{\omega u_r}{r} = \text{Pr} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} - \frac{\omega}{r^2} \right) - \text{Ra Pr} \frac{\partial \theta_1}{\partial r} \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} = \omega r \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial \tau} + u_r \frac{\partial \theta_1}{\partial r} + v_z \frac{\partial \theta_1}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial \theta_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial z^2} \quad (3)$$

Численное решение задачи (1)-(3) проведено в области Ω (рис.1), ограниченной подложкой простой геометрии, поверхностью капли и её осью симметрии. Здесь Ra – число Рэлея; Pr – число Прандтля; θ_1 – безразмерная температура жидкой капли; r, z – безразмерные цилиндрические координаты; u_r, v_z – безразмерные скорости движения жидкости вдоль соответствующих координат r и z соответственно; ω, ψ – переменные вихрь - функция тока; τ – безразмерное время.

Граничное условие на подложке при $z=0$ представляет собой условие прилипания, непротекания и задаётся граничное условие второго рода. На оси симметрии капли задаются условия непротекания и неразрывности тепловых потоков.

Граничные условия на поверхности капли могут быть записаны в виде [13]

$$\omega = -Ma \frac{1}{\sqrt{1+B_r^2}} \left(\frac{\partial \theta_1}{\partial r} + B_r' \frac{\partial \theta_1}{\partial z} \right), \quad \psi = 0;$$

$$-\frac{B_r'}{\sqrt{1+B_r^2}} \frac{\partial \theta_1}{\partial r} + \frac{1}{\sqrt{1+B_r^2}} \frac{\partial \theta_1}{\partial z} = BiT.$$

Из кинематических условий $p_0 - p + 2Ca\bar{n} \cdot D \cdot \bar{n} = -2K$ в предположении, что $Ca \ll 1$, то получаем $p - p_0 = 2K$. Давление в жидкости предполагается равным $p = p_b - \text{Vo} \cdot z$. Учитывая среднюю кривизну поверхности, получим расчётное уравнение для определения профиля капли с соответствующими граничными условиями (условие симметрии, условие задания фиксированного угла смачивания и условие контактной линии):

$$\left(\frac{rB'}{\sqrt{1+B'^2}} \right)' - \text{Vor}B + Cr = 0, \quad (4)$$

$$B'(0) = 0, \quad B'(R_1) = -\text{tg}\theta, \quad B(R_1) = 0. \quad (5)$$

Жидкость и материал подложки выбраны так, чтобы для них $\text{tg}^2\theta \ll 1$ (вода и нержавеющая сталь). Тогда можно предполагать, что $B'^2 \ll 1$ для любого текущего значения радиуса r и уравнение (4) можно упростить

$$(rB')' - \text{Vor}B + Cr = 0. \quad (6)$$

Предполагая, что объем капли постоянен и интегрируя уравнение (6) в пределах от 0 до R_1 получаем значение константы C

$$C = \frac{2\pi R \operatorname{tg}\theta + \operatorname{Bo}}{\pi R_1^2}.$$

Тогда полученная функция

$$B(r) = \frac{2\pi R_1 \operatorname{tg}\theta + \operatorname{Bo}}{\pi \operatorname{Bo} R_1^2} + \frac{\operatorname{tg}\theta}{i\sqrt{\operatorname{Bo}} J_1(iR_1 \sqrt{\operatorname{Bo}})} J_0(ir\sqrt{\operatorname{Bo}}) \quad (7)$$

удовлетворяет уравнению (6) и первым двум условиям (5). Здесь J_0 , J_1 функции Бесселя нулевого и первого порядков соответственно; r - безразмерное значение текущего радиуса капли; R_1 - безразмерное значение радиуса капли ($0 \leq r < R_1$). Из уравнения (7) с учётом третьего условия (5) получим выражение вида

$$\frac{2\pi R_1 \operatorname{tg}\theta + \operatorname{Bo}}{\pi \operatorname{Bo} R_1^2} + \frac{\operatorname{tg}\theta}{i\sqrt{\operatorname{Bo}} J_1(iR_1 \sqrt{\operatorname{Bo}})} J_0(iR_1 \sqrt{\operatorname{Bo}}) = 0. \quad (8)$$

Уравнение (8) (при фиксированном краевом угле и в пределе $\operatorname{Bo} \rightarrow 0$) используется для определения функции $R_1(\operatorname{Bo})$.

В граничных условиях приняты следующие обозначения: K - средняя кривизна поверхности (определяемая величина); p_b - безразмерное давление на границе жидкость - твёрдое тело; Ca - капиллярное число; Ma - число Марангони; Bo - число Бонда.

Система уравнений Навье - Стокса в переменных функция тока -

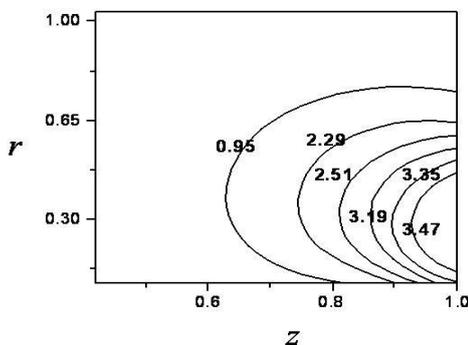


Рис.2 Распределения функции тока при $\operatorname{Ma}=277$, $\operatorname{Ra}=7.1$, $\operatorname{Pr}=13.7$, $\operatorname{Bi}=0.55$

вихрь, уравнение энергии решены методом конечных разностей [9]. Разностные аналоги уравнений переноса и теплопроводности решены методом прогонки [10]. Уравнение Пуассона на каждом временном слое решалось методом последовательной верхней релаксации. Использовалась разностная схема второго порядка точности.

Вычисления выполнялись на равномерных разностных сетках. Оценка достоверности результатов исследования проводилась проверкой консервативности использовавшейся разностной схемы аналогичным методом, применявшимся в [11, 12].

Профиль капли и радиус смоченного пятна рассчитывались численно, исходя из уравнения (4) и граничных условий (5). Численные расчеты проводились в широком диапазоне значений чисел Бонда и краевого угла смачивания. Вычисления проводились для капли воды

объема $V = 0.11$ мл, характерного размера $R = 0.69 \cdot 10^{-2}$ м. Начальная температура подложки $T_w = 20$ °С.

На рис.2 представлено распределение функции тока при числах $Ma=277$, $Ra=7.1$, $Pr=13.7$, $Bi=0.55$. Максимум функции тока соответствует зоне $0.27 < r < 0.39$, $0.85 < z < 0.96$, в которой наблюдается наиболее интенсивное формирование вихревых структур.

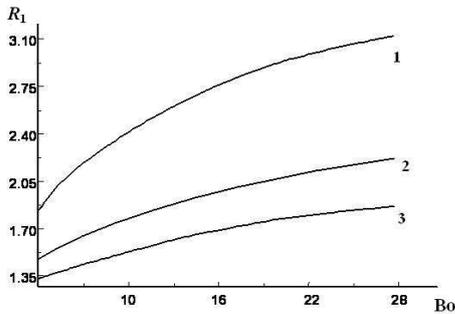


Рис.3 Зависимость радиуса смоченного пятна R_1 от числа Бонда (Bo) при разных краевых углах: 1) $\theta = 4^\circ$; 2) $\theta = 11^\circ$; 3) $\theta = 18^\circ$

мость радиуса смоченного пятна от числа Бонда при разных краевых

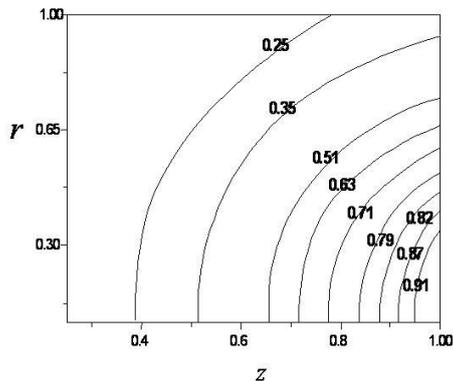


Рис.4 Распределения температуры вдоль координаты r для различных значений z при $Ma=277$, $Ra=7.1$, $Pr=13.7$, $Bi=0.55$

стом угла θ .

На рис.4 приведены распределения температуры вдоль координаты r для различных значений z при $Ma=277$, $Ra=7.1$, $Pr=13.7$, $Bi=0.55$. В условиях рассматриваемых режимов для профиля капли развивается одновихревая конвективная структура, формируемая термокапиллярными силами. Характер поведения температурных распределений в раз-

Результаты расчёта позволяют выявить влияние геометрических характеристик, условий теплообмена на поверхности капли и капиллярно-гравитационной конвекции на формирование поля функции тока. Характер распределения изолиний функции тока качественно сохраняется в приведенном диапазоне чисел подобия.

На рис.3 показана зависимость радиуса смоченного пятна от числа Бонда при разных краевых углах: 1) $\theta = 4^\circ$; 2) $\theta = 11^\circ$; 3) $\theta = 18^\circ$. Результаты получены с использованием нелинейного уравнения (4) с условиями (5). Расчеты показывают, что радиус смоченного пятна растет с ростом числа Бонда. Радиус основания капли увеличивается с ростом гравитации линейно при малых значениях числа Бонда. Нелинейный характер изменения функции наблюдается при больших числах Бонда. Интервал линейности возрастает с ро-

личных сечениях капли качественно сохраняется с изменением угла смачивания.

Кроме того, как показывает анализ, наличие конвективного течения искажает температурное поле по сравнению с режимом теплопроводности (отсутствие движения жидкости).

Проведённые исследования позволяют сделать вывод о возможности расширения области применения математического аппарата [5-8] для решения сопряжённых задач о растекании капли под действием гравитационных сил на подложках более сложной геометрии в условиях интенсификации теплообменных процессов и фазовых превращений.

Работа выполнена в рамках НИР Госзадания «Наука» (шифр федеральной целевой научно-технической программы 2.1410.2014).

Список литературы:

1. Ajaev V.S. Spreading of Thin Volatile Liquid Droplets On Uniformly Heated Surfaces // J. Fluid Mechanics.-2005.- v.528.- p. 279-296.
2. Marchuk I. V. Thermocapillary Deformation of a Thin Locally Heated Horizontal Liquid Layer // J. Engineering Thermophysics.-2009.- v.18.- №3.- p.227-237.
3. Kabov O.A., Zaitsev D.V. Effect of Shear Stress and Gravity On Rupture of a Locally Heated Liquid Film // J. Multiphase Science and Technology.-2009.- v. 21.- № 3. - p.249-266.
4. Silvi N., Dussan V. On the Rewetting of an Inclined Solid Surface by a Liquid // J. Physics Fluids. - 1985.-v. 28.- № 1.- p.5-7.
5. Кабов О.А. Формирование регулярных структур в стекающей пленке жидкости при локальном нагреве // Теплофизика и аэромеханика.- 1998. - т.5. - № 4.- с.597- 602.
6. Horacek B., Kiger K., Kim J. Single Nozzle Spray Cooling Heat Transfer Mechanisms // J. Heat and Mass Transfer. - 2005.- v.48.- № 8.- p. 1425- 1438.
7. Shikhmurzaev Y.D. Spreading of Drops On Solid Surfaces in a Quasi-Static Regime // J. Physics Fluids.- 1997.-v.9.- № 2.- p. 266-275.
8. Гайнова И. А., Сагайдак Е. И., Попов В. Н. Моделирование осаждения капли на металлическую подложку // Сиб. журн. индустр. матем.- 2004.- т.7.- № 4.- с.36-47.
9. Полежаев В.И., Бунэ А.В., Везуб Н.А. и др. Математическое моделирование конвективного теплообмена на основе уравнений Навье-Стокса.- М.: Наука, 1987. - 272 с.
10. Самарский А.А., Вабищевич П.Н. Вычислительная теплопередача. - М.: Едиториал УРСС, 2003. - 784 с.
11. Kuznetsov G.V., Krainov A.V. Conjugate heat exchange and hydrodynamics for a viscous incompressible fluid moving in a rectangular cavity // J. Applied Mechanics and Technical Physics.- 2001.- v.42.- №5.- p.851-856.
12. Krainov A.V. Conjugate Heat Exchange For a Viscous Incompressible Fluid Moving in a Rectangular Cavity Under Conditions Non-Uniformity Phase Characteristics // Proceedings of International Conference Conjugate problems of mechanics, computer science and ecology.-2004.- p.302-303.

13. Андреев В.К., Еапоненко Ю.А., Еончарова О.Н., Пухначев В.В. Современные математические модели конвекции. - М.: Физматлит, 2008. - 368 с.

УДК 621.1.016 : 621.18

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОПОЧНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ СЖИГАНИИ ШИВЭ-ОВООСКОГО УГЛЯ МОНГОЛИИ В ВИХРЕВОЙ ТОПКЕ

Красинский Д.В., к.т.н., Саломатов В.В., д.т.н.
Институт теплофизики СО РАН, г. Новосибирск
E-mail: dkr@itp.nsc.ru

В работе представлены результаты численного 3D моделирования аэродинамики и топочных процессов при факельном сжигании Шивэ-Овооского бурого угля Монголии в перспективном паровом котле с вихревой топкой. При этом рассматриваются основные конструктивные и режимные параметры проектируемого энергоблока мощностью 800 МВт, включающего такой пылеугольный котел паропроизводительностью 2650 т/ч с вихревой топкой (см. рис. 1) с жидким шлакоудалением. Преимуществами применения котла с вихревой топкой (далее – ВТ), особенности внутренней аэродинамики которой исследовались ранее в работах авторов [1–2], являются: высокая эффективность сжигания широкого спектра топлив при пониженной эмиссии вредных выбросов, благодаря наличию устойчивой структуры вихрей и высокому уровню турбулентности в вихревой камере горения; рациональные массогабаритные характеристики топки. Основными элементами конструкции ВТ являются: футерованная вихревая камера горения с тангенциальным подводом струи аэросмеси, создающей вихревой факел с горизонтально расположенной осью вращения; диффузор и камера охлаждения, заканчивающаяся выпускным газоходом (рис. 1). Конструктивно котлоагрегат с ВТ выполнен как самоопорный, секционированный с помощью горизонтальных цельносварных панелей, с сомкнутыми газоходами, с ширмо-конвективными поверхностями нагрева. Проектируемый энергоблок 800 МВт с вихревой топкой состоит из 16 секций (шириной 4 м каждая) по 2 горелки, разделенных двухсветными экранами. Его основные конструктивные параметры имеют значения: высота – 30.6 м, ширина по фронту – 64 м, по глубине – 24.6 м, число горелок – 32 шт., число двухсветных экранов

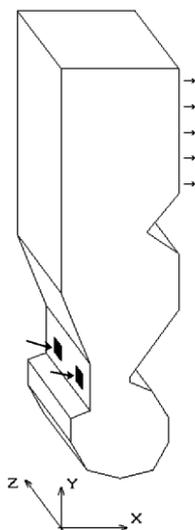


Рис.1. Схема вихревой топки

вращения; диффузор и камера охлаждения, заканчивающаяся выпускным газоходом (рис. 1). Конструктивно котлоагрегат с ВТ выполнен как самоопорный, секционированный с помощью горизонтальных цельносварных панелей, с сомкнутыми газоходами, с ширмо-конвективными поверхностями нагрева. Проектируемый энергоблок 800 МВт с вихревой топкой состоит из 16 секций (шириной 4 м каждая) по 2 горелки, разделенных двухсветными экранами. Его основные конструктивные параметры имеют значения: высота – 30.6 м, ширина по фронту – 64 м, по глубине – 24.6 м, число горелок – 32 шт., число двухсветных экранов

– 15 шт., диаметр вихревой камеры горения $D_T = 6.2$ м, угол наклона горелочной струи $\beta = 15^\circ$. Ширина горловины диффузора составляет $0.4D_T$, углы раскрытия диффузора: 20° – переднего, 30° – заднего.

Применяемая для численного исследования физико-математическая модель пространственного турбулентного течения, процессов тепломассопереноса и горения твердого распыленного топлива в топочных устройствах ТЭС основана на смешанном эйлер-лагранжевом описании двухфазной среды, и позволяет описать все основные взаимосвязи процессов переноса за счет турбулентной аэродинамики, межфазного взаимодействия, химического гетерогенного и газофазного реагирования, лучистого теплообмена. Предполагается, что течение в ВТ является стационарным, дозвуковым, турбулентным и имеет существенно пространственный характер, обусловленный конструктивной схемой топки. Турбулентное движение несущей газовой фазы описывается осредненными по Фавру определяющими уравнениями, для замыкания которых привлекается «реализуемая $k-\varepsilon$ » модель турбулентности. Газовая фаза считается состоящей из следующих компонент: $\{O_2, CH_nO_m, CO, CO_2, H_2O, N_2\}$, здесь CH_nO_m представляет собой обобщенную формулу углеводородов, выделяющихся в процессе пиролиза. Для моделирования лучистого теплообмена используется P_1 -приближение метода сферических гармоник для серой двухфазной среды. В рамках лагранжева описания движения, теплообмена и гетерогенного реагирования (с учетом выхода летучих и горения коксового остатка согласно диффузионно-кинетической теории) дисперсной фазы рассчитываются термохимические состояния «представительных» частиц-кластеров угольного топлива (которые для учета полидисперсности разбиваются на ~ 100 фракций по размерам) вдоль их траекторий.

Для проектируемого энергоблока принимается, что посередине каждой секции ВТ в камере охлаждения установлены ширмы для дополнительного теплосъема. При численном моделировании с целью ограничения размера сетки рассматривался объем половины секции, имеющий ширину 2 м по трансверсальной координате z и содержащий одну горелку. Для такой вычислительной области построена расчетная неструктурированная сетка, состоящая из 227302 гексаэдрических ячеек. В проведенных расчетах для энергоблока с ВТ в качестве твердого топлива использовался бурый Шивэ-Овооский уголь (ШОУ), исходный элементный состав которого был задан согласно [3]. Расход подсушенного ШОУ на моделируемый объем полусекции ВТ был принят равным 3 кг/с, а коэффициент избытка воздуха в топке – равным 1.15. Были проведены два варианта расчетов с различной тониной помола: в вари-

анте «А» величина массового остатка на сите 90 мкм принималась равной $R_{90}=12\%$, а в варианте «Б» – равной $R_{90}=15\%$ (коэффициент полидисперсности помола в обоих вариантах принимался равным 1.3). В результате расчетов получена детальная предсказательная информация о трехмерной аэротермохимической структуре двухфазного турбулентного реагирующего течения в вихревой топке (включая распределения полей скорости, температур, концентраций, тепловых потоков). На рисунках 2–3 приведены профили значений температур и концентраций для варианта «Б» по высоте топки, осредненных по горизонтальным сечениям. Кроме того, штриховой линией на рис. 2 показаны максимальные значения температуры по высоте топки. Из рис. 2 видно, что в вихревой камере горения достигается высокий уровень температуры, при котором обеспечивается устойчивый режим выхода жидкого шлака. В целом картины полей и профили основных величин в вариантах «А» и «Б» расчетов достаточно близки между собой. В выходном сечении ВТ максимальные значения температуры не превышают 1100°C в обоих вариантах, а концентрация NO составила 233 ppm в варианте «А» и 216 ppm в варианте «Б», что в пересчете на NO_2 (при 6% O_2) дает величину эмиссии оксидов азота 390 мг/нм^3 (вариант «А») и 361 мг/нм^3 (вариант «Б») – такой уровень NO_x обычно считается допустимым. Таким образом, полученные интегральные теплотехнические и экологические характеристики исследуемого котла с вихревой топкой показывают соответствие нормативным показателям, что подтверждает сделанный при проектировании выбор конструктивных и режимных параметров.

Проведено сопоставление основных технических характеристик функционирующего котла П-67 такой же мощности 800 МВт на березовском угле КАБ и проектируемого котла с ВТ, представленное в Табл. 1. Из сравнения их габаритных размеров по высоте и ширине видно практически трехкратное различие в размерах двух котлоагрегатов. Таким образом, при той же мощности 800 МВт проектируемый котел с ВТ обладает значительно уменьшенными массогабаритными параметрами. Путем сравнения основных технико-экономических показателей по вариантам главных корпусов Шивэ-Овооской КЭС и Березовской ГРЭС-I проанализирована экономическая эффективность принятых в проекте решений и рекомендуемого оборудования. Выполненные на основе результатов 3-D математического моделирования аэродинамики, процессов тепломассопереноса и горения распыленного бурого угля расчетные обоснования показывают значительное преимущество применения в пылеугольных энергоблоках 800 МВт топок с вихревой технологией сжигания.

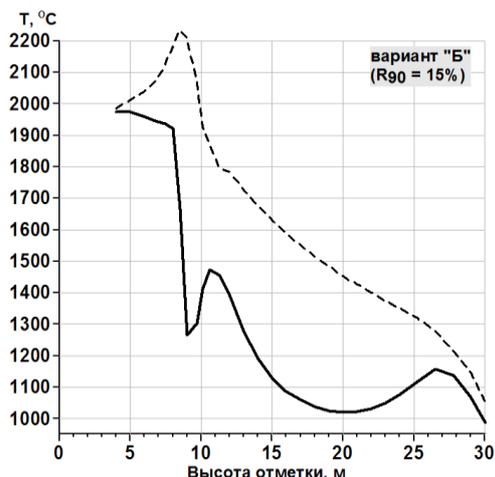


Рис.2. Распределение температуры по высоте ВТ (вариант Б), °C.

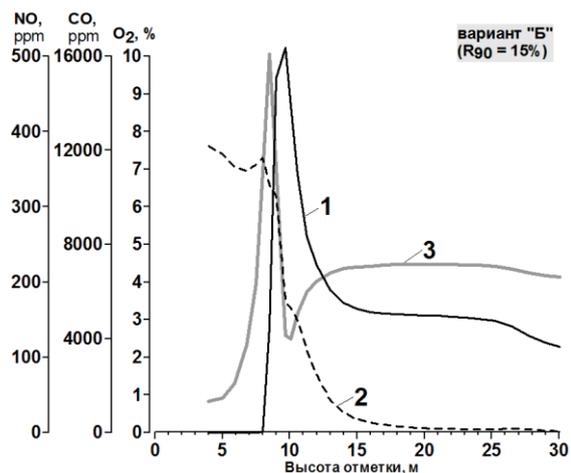


Рис. 3. Распределения по высоте ВТ объемных концентраций: линия 1 – O₂, 2 – CO, 3 – NO.

Таблица 1. Характеристики паровых котлов энергоблоков 800 МВт

Параметр, размерность	Тип котла	
	П-67	с ВТ
Номинальная паропроизводительность (т/ч):		
– по первичному пару	2650	2650
– по вторичному пару	2190	2190
Давление первичного пара, ата	255	255
Температура первичного пара, °C	545	545
КПД котла, %	91.89	93.02
Габаритная высота, м	89	30.60
Габаритная ширина, м	79.67	24.61
Металлоемкость котла, в т.ч. металл под давлением, т	19660	9800
Расход стали на котельное отделение энергоблока, тыс. т	76.2	18.4
Удельный объем котельного отделения, м ³ /кВт	0.612	0.205

Для проведения расчетов использовался CFD-пакет FLUENT, установленный на суперкомпьютерном кластере НКС-30Т (ССКЦ СО РАН, г. Новосибирск). Работа выполнена при поддержке Объединенного проекта «Сотрудничество России и Монголии в энергетической сфере: технологические и экономические аспекты» № 15-03 (2013–2014 гг.).

Список литературы:

1. Саломатов В.В. Природоохранные технологии на тепловых и атомных электростанциях. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2006. – 853 с.
2. Саломатов В.В., Красинский Д.В., Аникин Ю.А., Ануфриев И.С., Шарыпов О.В., Энхжаргал Х. Экспериментальное и численное исследование аэродинамических характеристик закрученных потоков в модели вихревой топки парогенератора // ИФЖ. 2012, т.85, № 2, с.266-276.

3. Х. Энхжаргал, С. Батмунх, А.С. Заворин, В.В. Саломатов, А.Ю. Долгих. Некоторые результаты исследования угля Шивэ-Овооского месторождения Монголии с целью его энергетического использования // Энергетика и теплотехника: сб. науч. трудов / под ред. акад. РАН В.Е.Накорякова. – Новосибирск: изд-во НГТУ, 2009, Вып.14, с.125-132.

УДК 536.24

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА ПРИ ЗАЖИГАНИИ ЛИСТВЕННОГО ДЕРЕВА НАЗЕМНЫМ ГРОВОМ РАЗРЯДОМ

Кузнецов Г.В.¹, Барановский Н.В.¹, Баракнин М.Б.^{2,3}

¹ Томский политехнический университет, Томск

² Высшая школа информатики НГУ, Новосибирск

К настоящему времени разработаны детерминировано-вероятностная методика прогноза лесных пожаров с учетом грозовой активности [1-3], а также система прогноза грозовой пожарной опасности в лесу по спутниковым данным TOVS [4]. Функциональность таких систем может быть значительно расширена с помощью математической модели зажигания дерева наземным грозовым разрядом [5]. Различные породы древесины отличаются по многим своим характеристикам, в том числе теплофизическим и структурным. Известно, что наиболее существенны различия между хвойной и лиственной древесиной [6]. Поэтому модель [5], разработанная для хвойных пород не может автоматически использоваться для оценки условий зажигания дерева лиственной породы наземным грозовым разрядом.

Цель исследования – создание физико-математической модели зажигания лиственного дерева наземным грозовым разрядом и определение условий его воспламенения. Протекание электрического тока в стволе лиственного и хвойного деревьев различно [6]. Это обусловлено тем, что у деревьев лиственных пород транспорт влаги осуществляется в массивной центральной части [6]. Более влажная центральная часть является проводником электрического тока. Анализ известной информации о свойствах древесины лиственных пород показывает, что для таких деревьев необходимо учитывать наличие влаги в структуре древесины ствола. Даже в условиях быстропротекающих процессов наличие влаги может существенно изменить условия зажигания древесины. Поэтому при постановке задачи для деревьев лиственных пород целесообразно учитывать влияние влагосодержания на теплофизические характеристики древесины.

Рассматривается следующая физическая модель. В ствол дерева в фиксированный момент времени ударяет наземный грозовой разряд.

Электрический ток наземного грозового разряда протекает по стволу. Предполагается, что выделение тепла происходит в сердцевине согласно закону Джоуля-Ленца и в различных сечениях

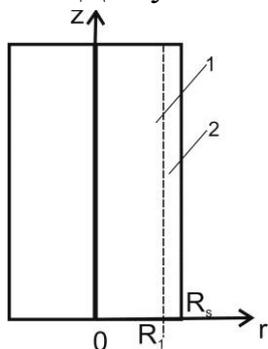


Рис. 1. Схема области решения

ствола электрический ток имеет одинаковые параметры. Считается, что испарение влаги можно описать уравнением Кнудсена-Ленгмюра [7]. В результате протекания электрического тока происходит разогрев древесины за счет выделения Джоулева тепла и при достижении критических тепловых потоков к поверхности зажигания и критической температуры происходит воспламенение дерева. Предполагается, что образовавшееся поровое пространство заполняется водяным паром. Изменения объемных долей фаз отражается на теплофизических свойствах древесины внутренней части лиственного дерева. Ствол дерева моделируется цилиндром. Рассматривается представительное сечение ствола. Схема области решения представлена на рис. 1.

Математически процесс разогрева ствола дерева перед зажиганием наземным грозовым разрядом описывается системой нестационарных дифференциальных уравнений:

$$\rho_{ef} c_{ef} \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{\lambda_{ef}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) + JU - QW\varphi_2, \quad (1)$$

$$\rho_2 c_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{\lambda_2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_2}{\partial r} \right), \quad (2)$$

$$\rho_3 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = 0, \quad (3)$$

$$\rho_4 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} = -W, \quad (4)$$

$$\sum_{i=3}^5 \varphi_i = 1, \quad (5)$$

$$W = \frac{A(P^s - P)}{\sqrt{\frac{2\pi RT}{M}}}, \quad (6)$$

$$\rho_{ef} = \rho_3\varphi_3 + \rho_4\varphi_4 + \rho_5\varphi_5, \quad c_{ef} = c_3\varphi_3 + c_4\varphi_4 + c_5\varphi_5, \quad \lambda_{ef} = \lambda_3\varphi_3 + \lambda_4\varphi_4 + \lambda_5\varphi_5, \quad (7)$$

$$r=0, \quad \lambda_{ef} \frac{\partial T_1}{\partial r} = 0, \quad (8)$$

$$r=R_1, \quad \lambda_{ef} \frac{\partial T_1}{\partial r} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r}, \quad T_1 = T_2 \quad (9)$$

$$r=R, \quad \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} = \alpha(T_e - T_{Rs}), \quad (10)$$

$$t=0, \quad T_i(r) = T_{i0}(r), \quad \varphi_i(0) = \varphi_{i0}, \quad (11)$$

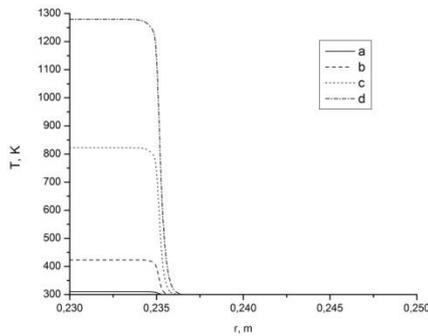


Рис. 2. Распределение температуры по радиусу ствола дерева в различные моменты времени (продолжительность действия разряда 500 мс): а - $t=0.01$ с; б - 0.1 с; в - 0.3 с; д - 0.5 с

где T_i – температура внутренней части ствола ($i=1$) и коры ($i=2$); φ_i – объемная доля: органического вещества ($i=3$), воды ($i=4$) и водяного пара ($i=5$); ρ_i , c_i , λ_i – плотность, теплоемкость и теплопроводность коры ($i=2$), органического вещества ($i=3$), воды ($i=4$) и водяного пара ($i=5$); ρ_{ef} , c_{ef} , λ_{ef} – эффективная плотность, теплоемкость и теплопроводность древесины внутренней

части ствола; α – коэффициент теплоотдачи; J – сила тока; U – напряжение; Q – тепловой эффект испарения влаги; r – координата; t – время. W – массовая скорость испарения воды, A – коэффициент аккомодации, P^s – давление насыщенного водяного пара, P – парциальное давление паров воды в воздухе, R – универсальная газовая постоянная, M – молекулярный вес воды. Индексы "Rs", "e" и "0" соответствуют параметрам на внешней границе ствола дерева, внешней среды и параметрам в начальный момент времени.

Численное исследование проведено с использованием следующих исходных данных: $\rho_3=650$ кг/м³; $c_3=1670$ Дж/(кг·К); $\lambda_3=0.29$ Вт/(м·К) [8]; $\rho_4=1000$ кг/м³; $c_4=4180$ Дж/(кг·К); $\lambda_4=0.588$ Вт/(м·К); $\rho_5=0.598$ кг/м³; $c_5=2130$ Дж/(кг·К); $\lambda_5=0.024$ Вт/(м·К). Параметры испарения: $Q=2250$

Дж/кг; $A=0.1$; $R=8.31$ Дж/(моль·К); $M=0.010$ кг/моль. Параметры внешнего воздействия: $\alpha=80$ Вт/(м²·К).

Сформулированная система уравнений (1) – (5) с краевыми и начальными условиями (8) – (11) решена методом конечных разностей [8]. Для решения разностных аналогов одномерных уравнений использовался метод прогонки в сочетании с методом простой итерации [8].

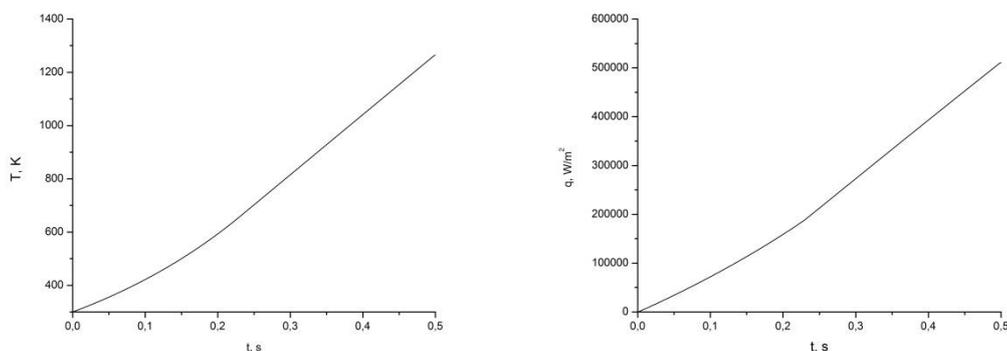


Рис.3. Температура границы подкорковой зоны ствола лиственного дерева (а) и тепловой поток к поверхности зажигания ствола дерева из подкорковой зоны (б) в различные моменты времени

В качестве критериев зажигания древесины использованы условия [9] по температуре и тепловому потоку (табл. 1). Рассматривался следующий сценарий зажигания. На лиственное дерево, например, березу действует отрицательный грозовой разряд длительностью 500 мс с пиковым током удара в 23.5 кА и напряжением 100 кВ. На рис. 2 представлено распределение температуры по радиусу ствола дерева в различные моменты времени до и в момент зажигания электрическим током (начальная температура 300 К: а) – $t=0.01$ с; б) – 0.1 с; в) – 0.3 с; г) – 0.5 с. На рис. 3.а показана зависимость теплового потока к поверхности от времени. На рис. 3.б приведено распределение температуры поверхности зажигания во времени. В процессе испарения не происходит значительного понижения температуры (рис. 2), так как интенсивность тепловыделения от прохождения электрического тока значительно превышает сток тепла в результате испарения.

В таблице 2 приведены параметры разряда и условия зажигания в зависимости от напряжения наземного грозowego разряда, полученные в результате решения задачи (1) – (11). В таблице 3 представлены параметры разряда и условия зажигания в зависимости от силы тока наземного грозowego разряда.

Таблица 1. Экспериментальные данные по условиям зажигания березовой древесины [9]

Время задержки зажигания, с	Тепловой поток, кВт/м ²	Температура поверхности, К
136	15	-
61.2	21	645
17.2	42	688
1.8	125	755
0.43	210	801

Таблица 2. Условия зажигания дерева в зависимости от напряжения разряда при силе тока $J=23.5$ кА

Напряжение, U, кВ	Соответствие условиям [9]	Температура поверхности, К	Плотность теплового потока из подкорковой зоны к поверхности, кВт/м ²
1 – 45	Нет	<801	<210
50		<801	252
55	Да	801	268
60	Да	801	268
80	Да	801	268
100	Да	801	268
110	Да	801	268

Анализ представленных на рис. 2 зависимостей показывает, что в результате действия рассматриваемого наземного грозового разряда ствол дерева разогревается до температуры воспламенения (более 1000 К).

Таблица 3. Условия зажигания дерева в зависимости от силы тока разряда при напряжении $U=100$ кВ

Сила тока, J, кА	Соответствие условиям [9]	Температура поверхности, К	Тепловой поток из подкорковой зоны к поверхности, кВт/м ²
1 – 5	Нет	<801	<210
10		<801	214
15	Да	801	267
20	Да	801	268
23.5	Да	801	268
30	Да	801	268
35	Да	801	273

Анализ результатов, которые проиллюстрированы на рис. 3 и рис. 4, показывает, что по критическим [9] температуре (801 К) и значению

теплового потока (268 кВт/м^2) условия зажигания лиственного дерева достигаются для типичного наземного грозового разряда.

Установлены пределы зажигания ствола дерева в течение действия электрического разряда при различных напряжениях (табл. 2) и силе тока (табл. 3). При силе тока менее 15 кА и напряжении 1 – 50 кВ не происходит зажигания в период действия наземного грозового разряда (продолжительность действия 500 мс) [10-13].

В результате численного решения задачи о зажигании содержащего влагу лиственного дерева наземным грозовым разрядом показана возможность его воспламенения в результате протекания электрического тока. Выделенные закономерности характерны для типичного диапазона изменения параметров внешнего воздействия на древесину лиственных деревьев в грозоопасной обстановке. Полученные результаты имеют не только практическое значение, заключающееся в обосновании реальности механизма зажигания лиственного дерева наземным грозовым разрядом. Установленные закономерности являются также базой для дальнейшего развития моделей зажигания пожароопасных материалов и теории лесных пожаров [14-17]. Существующие методики прогноза лесной пожарной опасности могут быть дополнены подсистемами прогноза загораемости лиственных деревьев [18-20]. В частности, при создании геоинформационных систем мониторинга лесных пожаров анализ спутниковых снимков позволяет установить тип лесного покрова (хвойный или лиственный) на различных участках массива леса, что, в свою очередь, обеспечивает возможность локального применения соответствующей модели зажигания наземным грозовым разрядом и в конечном итоге значительно повысить точность прогноза.

Работа выполнена в рамках НИР Госзадания «Наука» (шифр федеральной целевой научно-технической программы 2.1410.2014).

Список литературы:

1. N.V. Baranovskiy, *Matematicheskoe modelirovanie naibolee veroyatnikh scenariy i usloviy vozniknoveniya lesnikh pozharov. Diss. ... Cand. fiz.-mat. nauk.* (2007) (In Russian)
2. N.V. Baranovskiy, *Sibirskiy ekologicheskiy zhurnal*, **6**, 835 (2004) (In Russian)
3. N.V. Baranovskiy, *Ecologia i promyshlennost Rossii*, **9**, 59 (2008) (In Russian)
4. E.I. Ponomarev E.I., V.A. Ivanov, *Geographia i prirodnie resursi*, **1**, 147 (2006) (In Russian)
5. G.V. Kuznetsov, N.V. Baranovskiy, *EPJ Web of Conferences*.76, (01028), 1 (2014)
6. K. Esau *Anatomy of seed plants.* (1977)
7. A.V. Gusarov, I. Smurov, *Physics of Fluid*, **14**, 4242 (2002)
8. P. Majumdar, *Computational Methods for Heat and Mass Transfer.* (2005)

9. A.E. Zabolotniy, M.M. Zabolotnaya, J.A. Zabolotnaya, V.N. Timoshin, *Voprosy specialnogo mashinostroeniya*, **7 – 8**, 15 (1995) (In Russian)
10. D. Latham, E. Williams, *Forest fires: Behavior and Ecological Effects*. (2001)
11. C.P. Burke, D.L. Jones, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **58**, 531 (1996)
12. L.R. Soriano, F. De Pablo, C. Tomas, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **67**, 1632 (2005)
13. K.L. Cummins, M.J. Murphy, E.A. Bardo, W.L. Hiscox, R.B. Pyle, A.E. Pifer, *Journal of Geophysical Research*, **103**, 9035 (1998)
14. A.M. Grishin, N.V. Baranovskij, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, **76**, 166 (2003)
15. N.V. Baranovskiy, M.V. Zharikova, *Lecture Notes in Geoinformation and Cartography – LNG&C. Thematic Cartography for the Society*. 13 (2014)
16. N.V. Baranovskiy, E.P. Yankovich, *Proceedings of 5th International Conference on Cartography and GIS (Riviera, Bulgaria, 15 – 20 June 2014)*, **2**, 756 (2014)
17. E.P. Yankovich, N.V. Baranovskiy, *14th International Multidisciplinary Scientific Geoconference SGEM – 2014. GeoConference on Informatics, Geoinformatics and Remote Sensing*, **1**, 607 (2014) (DOI: 10.5593/sgem2014B21)
18. K.L. Pew, C.P.S. Larsen, *Forest Ecology and Management*, **140**, 1 (2001)
19. M. Conedera, G. Cesti, G.B. Pezzatti, T. Zumbrunnen, F. Spinedi, *Forest Ecology and Management*, **234**, S68 (2006)
20. F.G. Plummer, *Bulletin 111. USDA Forest Service*. (1912)

УДК 62-97

НОВЫЙ ПОДХОД К ЧИСЛЕННОМУ АНАЛИЗУ ПОКАЗАТЕЛЕЙ НАДЕЖНОСТИ В ЭЛЕКТРОНИКЕ

Кузнецов Г.В., Кравченко Е.В.

Томский политехнический университет, г. Томск

Проведено пространственное моделирование нестационарных полей температур в печатном узле микроэлектроники с учетом конвективного и радиационного теплообмена с внешней средой. По данным численного моделирования температурных полей определены характеристики старения полимерного материала, являющегося конструктивным элементом изделий электронной техники.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о необходимости учета пространственных неоднородных температурных полей в оценках степени деградации полимерных материалов при длительной эксплуатации изделий, а также о влиянии старения полимеров на показатели надежности устройств микроэлектроники.

Надежность изделий микроэлектроники зависит от многих факторов, в том числе и от применяемых материалов [1]. Среди множества материалов широко распространены полимерные композиционные материалы, например: слоистые пластики, диэлектрики, пластмассы, ком-

паунды, защитные полимерные покрытия [1,2,3,4]. Без таких материалов трудно представить и реализовать более или менее сложное микроэлектронное устройство.

С течением времени, как при эксплуатации, так и при хранении происходят изменения свойств полимерных материалов. Это является следствием сложных физико-химических процессов, происходящих под действием совокупного влияния внешних и внутренних факторов в процессе эксплуатации электронных устройств [5]. Основными факторами, влияющими на скорость деградации (старения) полимеров являются: температура [6], термоциклирование [7], световое и радиационное воздействие [8], влажность окружающей среды [9,10]. В реальных условиях эксплуатации на электронную технику могут воздействовать одновременно два и более факторов. Так, например, авторами [10] предпринята попытка учета нескольких факторов с целью анализа характеристик деградации полимерных материалов.

Известно, что электроника эксплуатируется в достаточно узком диапазоне повышенных рабочих температур $40...80^{\circ}\text{C}$. Но увеличение температуры даже на 10°C приводит, как правило, к уменьшению показателей надежности на $25...50\%$ [11-14]. Поэтому считается [6,7,10-15], что тепловое воздействие является одним из наиболее значимых факторов. При этом, наряду с внешним тепловым воздействием на изделия микроэлектроники, необходимо учитывать и пространственную неоднородность температурных полей при возможных локальных перегревах в функциональных узлах аппаратуры [14,16]. Для анализа неоднородных температурных полей микроэлектронной аппаратуры разработан ряд моделей теплопереноса, учитывающих конвекцию (естественную и смешанную), а также теплопроводность [17-20]. Также необходимо отметить, что градиенты температур могут возникать и в результате деградации термоинтерфейсного материала при длительной работе [21] и циклическом воздействии температуры [22] на микроэлектронные устройства.

В условиях длительного теплового воздействия у полимерных материалов происходят изменения микро- и макроструктуры, что является одной из возможных причин появления микротрещин и дальнейшего разрушения полимера [5,7,8,10,23-25]. Как следствие, это может привести к выходу из строя функционального узла и изделие электроники в целом. Принимая во внимание тенденции развития микроэлектронной отрасли, заключающиеся в миниатюризации изделий при повышении тепловыделения на единицу площади и широкое распространение по-

лимерных материалов, появляется необходимость учитывать деградацию полимеров при анализе надежности.

До настоящего времени оценки показателей надежности проводятся без учета процесса деструкции полимерных композиционных материалов [26, 27]. Процессы старения учитываются [12,28,29] при моделировании схем электронной техники, но они затрагивают только полупроводниковые элементы схем. Также не учитывается пространственная неоднородность температурных полей, которая возникает, как из-за различия теплофизических характеристик (ТФХ) материалов, так и из-за нестационарности тепловых режимов, имеющих место, например, при циклической работе аппаратуры [7].

Целью данной работы является определение численных характеристик деградации достаточно широко используемого полимерного материала – стеклотекстолита с учетом пространственной неоднородности температурного поля печатной платы типичной конструкции.

Процесс деградации полимерных материалов зависит от температуры [30] и описывается уравнением:

$$\frac{d\eta}{dt} = (1 - \eta) \cdot k \cdot \exp\left(-\frac{E}{R \cdot T}\right) \quad (1)$$

Таблица – Теплофизические характеристики элементов печатного узла

№ области	Плотность ρ , кг/м ³	Удельная теплоемкость C , Дж/(кг·К)	Теплопроводность λ , Вт/(м·К)
1	2500	1088	2
2	2700	900	210
3	2900	1100	0,8

В начальный момент времени $t=0$, $\eta = 0$.

Где η -показатель старения, который характеризует степень деструкции полимерного материала, t -время, k -предэкспоненциальный множитель, E -энергия активации, R -молярная газовая постоянная, T - температура.

Такой подход, например [31], используется не только в электронике, но и фотонике.

Численное моделирование характеристик старения полимерного материала было выполнено на примере типичного для современной электронной техники узла, состоящего из печатной платы и шести локальных источников тепловыделения. Моделируемый объект представлял собой плату из стеклотекстолита с размерами по осям X , Y и Z со-

ответственно L_x , L_y и L_z . В качестве моделей источников тепловыделения были выбраны кремниевые транзисторы, применяемые в усилителях мощности и переключающих устройствах, а также интегральная микросхема, как наиболее типичные элементы изделий микроэлектроники. Принималось, что на границах с различными теплофизическими характеристиками выполняются условия равенства тепловых потоков и температур. Теплофизические характеристики материалов элементов печатного узла представлены в таблице.

На границах с внешней средой задавались граничные условия III рода с учетом излучения.

Задача в такой постановке сводится к решению нестационарного уравнения теплопроводности:

$$C(x, y, z)\rho(x, y, z)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda(x, y, z)\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda(x, y, z)\frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda(x, y, z)\frac{\partial T}{\partial z}\right) + Q(t, x, y, z) \quad (2)$$

Рассматриваемый способ компоновки печатного узла электронной техники представлен на рис.1.

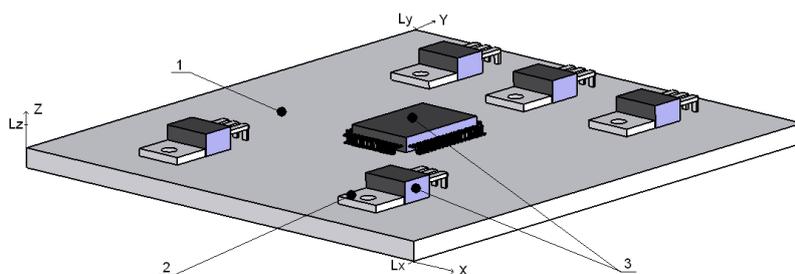


Рис. 1. Геометрия области решения: 1-печатная плата; 2-теплоотводящая поверхность; 3-корпус транзистора и микросхемы.

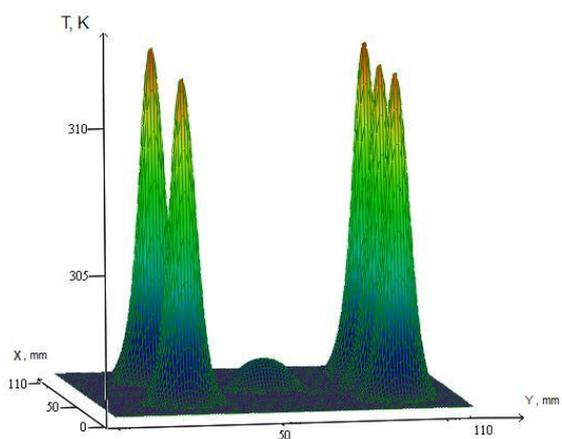


Рис. 2. Температурное поле моделируемого печатного узла (в сечении $Z=0$ мм).

С целью сравнения рассматривались два возможных тепловых режима. Первый (реальный) – температура в каждой точке области решения изменяется в соответствии условиям работы тепловыделяющих элементов устройств микроэлектроники и теплоотвода во внешнюю среду. Второй — температура в каждой точке области решения принимается постоянной и равной 300К.

Уравнение теплопроводности (2) с соответствующими начальными и граничными условиями решено методом конечных разностей [33] по аналогии с [17-20, 34]. Для решения разностных аналогов трехмерного уравнения использована схема расщепления по координатам [33].

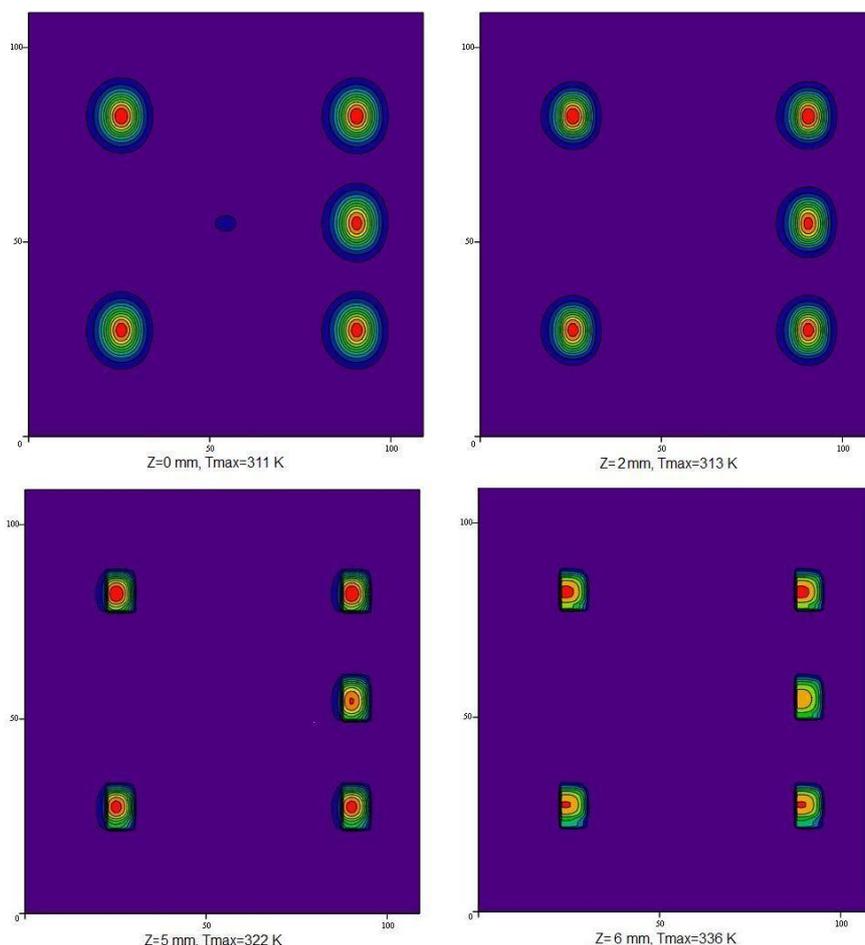


Рис. 3. Изотермы в сечении по Z ($t=1800$ с.)

Численные исследования процесса изменения показателя деградации η , характеризующего степень старения композиционного полимерного материала – стеклотекстолита от температуры, проведены в типичном диапазоне изменения параметров внешнего воздействия и условий работы печатного узла. Моделирование пространственных температурных полей проводилось на разностной сетке размерами 110x110x18 для длительной работы электронного печатного узла (до $1.56 \cdot 10^8$ с.). Мощность тепловыделения составляла 1 Вт - для транзисторов, 1Вт - для микросхемы. На рис. 2 показано типичное температурное поле моделируемого печатного узла в момент времени ($t=1800$ с.) в сечении Z=0 мм. Следует отметить, что представленное на рис.2 температурное поле

является типичным для рассматриваемых диапазонов и воздействий окружающей среды. Градиенты T при этом по оси Z достигают 10 и более градусов. Также в ходе численных исследований установлено, что режим работы моделируемого изделия микроэлектроники является существенно нестационарным.

Анализируя рис.3, на котором представлены изотермы моделируемого изделия в различных сечениях, можно сделать вывод о различиях по максимальным температурам (более 35°C), а также в конфигурации изотерм, даже для относительно простого функционального узла электроники, представленного на рис.1.

При этом необходимо отметить, что при моделировании рассматривались не самые экстремальные тепловые режимы (мощность источников тепловыделения не более 1Вт). Также можно предположить, что отличия будут тем существеннее, чем больше будет неоднородность ТФХ по оси Z .

На рис.5 представлены результаты численного моделирования степени старения стеклотекстолита от времени эксплуатации для нестационарного режима работы моделируемого узла электронной техники (кривая 1) и для постоянного (стационарного по температуре $T=300\text{K}$) режима (кривая 2). В качестве основного фактора, влияющего на скорость старения полимерного материала, в уравнении (1) была выбрана максимальная температура по моделируемому узлу, т.к. процесс деградации имеет экспоненциальную зависимость от температуры.

Установлено, что показатель старения η при учете пространственной неоднородности температурного поля и нестационарности теплового режима работы в двадцать раз больше по отношению к η для стационарного режима в рассматриваемом изделии электронной техники при эксплуатации в течение пяти лет. Поэтому использование постоянной температуры при оценке интенсивности старения полимерных материалов обосновано только для небольших отрезков времени и малых мощностей тепловыделения элементов электронных устройств. Можно также отметить, что полученные при проведении численных исследований значения глубины термохимических превращения η (степени старения), использующегося в радиоэлектронике полимерного композиционного материала, характеризуют такое состояние композита через пять лет эксплуатации печатного узла ($\eta=0,25$), которые нельзя считать удовлетворительным. Значение $\eta=0,25$ соответствует физическому состоянию разрыва значительной части связей полимерной цепи и соответствующему существенному изменению, например, диэлектрических и теплофизических характеристик композита.

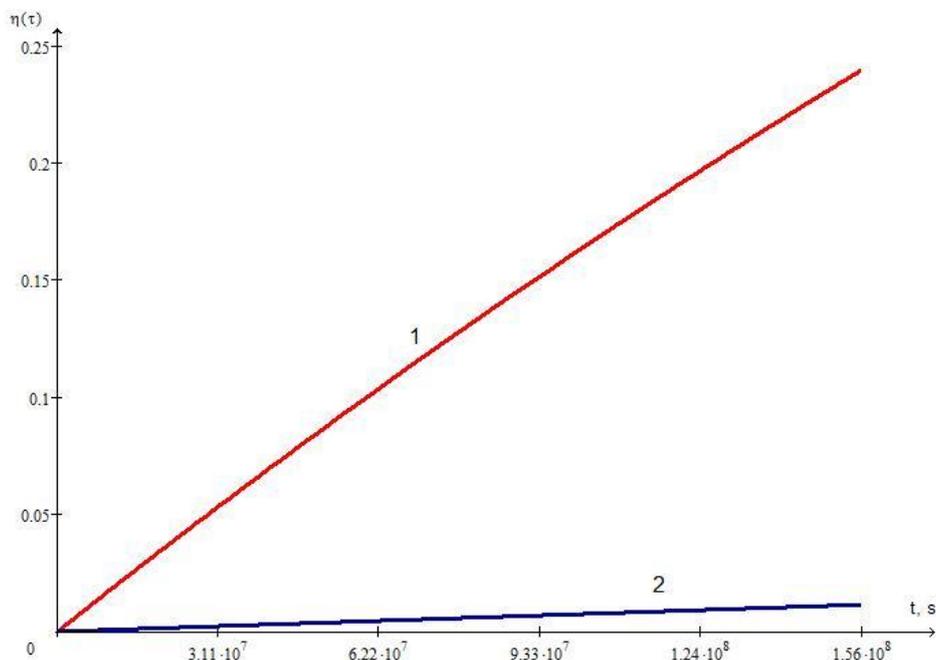


Рис. 5. Зависимости показателя старения полимерных материалов от времени (1–нестационарный, 2– стационарный ($T=300K$) тепловые режимы работы).

Следует отметить, что при численном анализе исследуемых процессов использовались кинетические характеристики процесса деструкции стеклотекстолита, определенные из решения обратной задачи термического старения для типичных полимерных композиционных материалов с применением аппарата [35,36]. При этом рассматривались не самые интенсивные режимы теплового разрушения материалов. Известно, что интенсивность старения полимерных компонентов, использующихся при изготовлении устройств микроэлектроники, также сильно зависит от влагосодержания внешней среды. Повышение влагосодержания оказывает, в некоторых случаях, даже большее влияние, чем повышение температуры в сопоставимых масштабах. По этим причинам можно сделать вывод о том, что полученные в данной работе результаты являются, скорее всего, базой для нижних оценок степени деградации полимерных материалов применяемых в электронике.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что при анализе показателей надежности необходимо учитывать реальные нестационарные (пространственные) температурные поля функциональных узлов и блоков микроэлектроники.

Учет характеристик старения полимерных материалов, широко применяемых в радиотехнических устройствах различного назначения, и неоднородных нестационарных температурных полей в конкретных функциональных узлах, несомненно, приведет к более точному определению показателей надежности рассматриваемых устройств и изделий электронной техники. При этом выбор той или иной зависимости изменения во времени температур в задачах по определению скорости деградации полимеров должен сопровождаться анализом реальных процессов тепловыделения устройств и изделий электронной техники, а также условий теплообмена как внутри изделий электроники, так и с внешней средой.

Важным является также то, что полученные закономерности механизма деградации конструкционного материала электронной техники можно использовать для прогнозирования технического состояния с позиций физической теории надежности. Такой подход, основанный на физике отказов (POF - physic of failure), применяется авторами [26,37-40]. Смысл его заключается в том, что методы POF являются важной составляющей концепции PDR (probabilistic design for reliability), позволяющего эффективнее управлять затратами на разработку устройств электронной техники и временем выхода на рынок того или иного изделия [41].

Работа выполнена в рамках НИР Госзадания «Наука» (шифр федеральной целевой научно-технической программы 2.1410.2014).

Список литературы

1. H.J.L. Bressers, W.D. van Driel, K.M.B. Jansen, L.J. Ernst, G.Q. Zhang Correlation between chemistry of polymer building blocks and microelectronics reliability // Microelectronics Reliability. 2007. №47. P. 290-294.
2. X.J. Fan, SWR Lee, Q. Han Experimental investigations and model study of moisture behaviors in polymeric materials // Microelectronics Reliability. 2009. № 49. P. 861-871.
3. G. Maier Polymers for microelectronics // Materials Today, V.4, Issue 5, 2001, Pages 22–33.
4. Q. Lin, R.A. Pearson, J.C. Hedrick. Polymers for Microelectronics and Nanoelectronics. American Chemical Society: Washington, DC, 2004, 874 p.
5. M.C. Celina, N.C. Billingham, J.S. Wiggins. Polymer Degradation and Performance. ACS Symposium Series; American Chemical Society: Washington, DC, 2009, 344 p.
6. Chaware R., Vichare N., Borgesen P., Blass, D., Srihari, K. Accelerated testing of flip chip underfills and the effect of moisture and temperature on the aging of underfills // Proceedings of 2004 Surface Mount Technology Association International. 2004. P. 374-380.

7. R.L. Torrisi, V. Maiorana, R. Nicolosi, G. Presti Catastrophic flip-chip failures at thermal cycles caused by micro-cracks in passivation layer, present only in the spacing between minimum width stripes of last metal level // *Microelectronics Reliability*. 2012. №52. P. 2126-2133.
8. Milinchuk V.K., Pasevich O.F., Klinshpont Je.R., Sheluhov I.P., Smirnova T.N. Degradation of polymer materials in low earth orbits // *High Energy Chemistry*. Volume 38, Issue 1, January 2004, P.8-12.
9. O. Thomas, C. Hunt, M. Wickham Finite difference modelling of moisture diffusion in printed circuit boards with ground planes // *Microelectronics Reliability*. 2012. № 52. P. 253-261.
10. Ray BC. Temperature effect during humid ageing on interfaces of glass and carbon fibers reinforced epoxy composites // *Journal of Colloid and Interface Science*. 2006. № 298. P.111–117.
11. T.T. Mattila, Jue Li, JK Kivilahti On the effects of temperature on the drop reliability of electronic component boards // *Microelectronics Reliability*. 2012. № 52. P. 165-179.
12. G.T. Sasse, M. Combrié The temperature dependence of mixed mode degradation in bipolar transistors // *Microelectronics Reliability*. 2012. № 52. P. 1913-1917.
13. Paul BC, Kang K, Kufluoglu H, Alam M, Roy K. Temporal performance degradation under NBTI: estimation and design for improved reliability of nanoscale circuits // *Design, automation and test in Europe (DATE)*, vol. 1. Los Alamitos, CA, USA: IEEE Computer Society. 2006. P. 169–174
14. Tu, K.N. Reliability challenges in 3D IC packaging technology // *Microelectronics Reliability*. 2011. № 51, P. 517-523
15. A. Bravaix, D. Goguenheim, N. Revil, E. Vincent, M. Varrot, P. Mortini Analysis of high temperature effects on performances and hot-carrier degradation in DC/AC stressed $0.35 \mu\text{m}$ n –MOSFETs // *Microelectronics Reliability*. 1999. № 39. P. 35-44.
16. Ladani, L.J. Numerical analysis of thermo-mechanical reliability of through silicon vias (TSVs) and solder interconnects in 3-dimensional integrated circuits // *Microelectronic Engineering*. 2010. № 87, P. 208-215.
17. Kuznetsov G.V., Sheremet M.A. New approach to the mathematical modeling of thermal regimes for electronic equipment // *Russian Microelectronics*. 2008. № 2. P. 131-138.
18. Kuznetsov G.V., Sheremet M.A. Numerical modeling of temperature fields in the elements and units of electronic systems // *Russian Microelectronics*. 2009. № 5. P. 312-319.
19. Kuznetsov G.V., Sheremet M.A. On the possibility of controlling thermal conditions of a typical element of electronic equipment with a local heat source via Natural Convection // *Russian Microelectronics*. 2010. № 6. P. 427-442.
20. Kuznetsov G.V., Sheremet M.A. Efficient control over heat transfer and hydrodynamics in closed regions due to optimal selection of materials for enclosure walls and external heat load // *Russian Microelectronics*. 2011. № 5. P. 326-332.
21. R. Skuriat, J.F. Li, P.A. Agyakwa, N. Matthey, P. Evans, C.M. Johnson Degradation of thermal interface materials for high-temperature power electronics applications // *Microelectronics Reliability*. 2013. № 53. P. 1933-1942.

22. J.P. Ousten, Z. Khatir Investigations of thermal interfaces aging under thermal cycling conditions for power electronics applications // *Microelectronics Reliability*. 2011. № 51. P. 1830-1835.
23. Fan X-J, Wang HB, Lim TB. Investigation of the underfill delamination and cracking in flip-chip modules under temperature cyclic loading // *IEEE Trans Compon Pack Technol* 2001. №24(1). P. 84-91.
24. Maligno, DC Whalley, VV Silberschmidt Thermal fatigue life estimation and delamination mechanics studies of multilayered MEMS structures // *Microelectronics Reliability*. 2012. № 52. P. 1665-1678.
25. Tz-Cheng Chiu, Chun-Hui Chen A numerical procedure for simulating delamination growth on interfaces of interconnect structures // *Microelectronics Reliability*. 2012. № 52. P. 1464-1474.
26. Ephraim Suhir Could electronics reliability be predicted, quantified and assured // *Microelectronics Reliability*. 2013. № 53. P. 925-936
27. B Foucher, J Boullié, B Meslet, D Das A review of reliability prediction methods for electronic devices // *Microelectronics Reliability*. 2002. № 42. P. 1155-1162.
28. Z. LV, L. Milor, S. Yang Statistical model of NBTI and reliability simulation for analogue circuits // *Microelectronics Reliability*. 2012. № 52. P. 1837-1842.
29. Xin Pan, Helmut Graeb Reliability optimization of analog integrated circuits considering the trade-off between lifetime and area // *Microelectronics Reliability*. 2012. № 52. P. 1559-1564.
30. Zhurkov SN. Kinetic concept of the strength of solids. *Int J Fract Mech*. 1965; 1(4).
31. Suhir E, Bechou L, Bensoussan A. Technical diagnostics of electronics and photonics products: application of Bayes formula and Boltzmann–Arrhenius–Zhurkov Model. *Circuits Assembly*; November 2012.
32. Dulnev G.N. Heat and mass transfer in radio electronics. Moscow.: High School , 1984.
33. Jaluria, Yogesh, Torrance, Kenneth E. Computational heat transfer. 1986. p. 366.
34. Glushkov D.O., Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. Numerical Study of Ignition of a Metallized Condensed Substance by a Source Embedded into the Subsurface Layer // *Russian Journal of Physical Chemistry B*. – 2013. – V. 7. – № 3. – P. 269–275.
35. Shlenskij O.F., Shashkov A.G., Aksenov L.N. Thermophysics degradable materials. – Moscow. 1985. – P.147.
36. Madorskij S. Thermal decomposition of the organic polymers. – Moscow, 1967. – P. 328.
37. H. Frémont, G. Duchamp, A. Gracia, F. Verdier A methodological approach for predictive reliability: Practical case studies // *Microelectronics Reliability*. 2012. № 52. P. 3035-3042.
38. Baillot, Y. Deshayes, L. Bechou, T. Buffeteau, I. Pianet, C. Armand, F. Voillot, S. Sorieul, Y. Ousten Effects of silicone coating degradation on GaN MQW LEDs performances using physical and chemical analyses// *Microelectronics Reliability*. 2010. № 50. P. 1568-1573.
39. B. Foucher, J. Tomas, F. Mounsi, M. Jeremias Life margin assessment with Physics of Failure Tools application to BGA packages // *Microelectronics Reliability*. 2006. № 46. P. 1013-1018.
40. P. Schmitt, F. Pressecq, X. Lafontan, QH Duong, P. Pons, JM Nicot, C. Oudea, D. Estève, JY Fourniols, H. Camon Application of MEMS behavioral simulation to

- Physics of Failure (PoF) modeling // Microelectronics Reliability. 2003. № 43. P. 1957-1962.
41. E. Suhir When adequate and predictable reliability is imperative // Microelectronics Reliability. 2012. № 52. P. 2342-2346.

УДК 620.91

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ПЫЛЕУГОЛЬНОЙ
АЭРОСМЕСИ ПРИ НАЛИЧИИ ЗАКРУТКИ ПОТОКА**

Кузнецов В.А., Морозов К. Л., Чернецкий М.Ю., к.т.н..
Сибирский федеральный университет, г. Красноярск
E-mail: victor_partner@mail.ru

Согласно «Энергетической стратегии России на период до 2030 года», утвержденной распоряжением Правительства РФ № 1234-р от 28.08.2003 г., твердое органическое топливо будет являться основным источником для производства энергии (на крупных энергоблоках) на длительную перспективу, поэтому проблема повышения эффективности его использования и экономного расходования является актуальной. Рост угольной энергетики будет покрываться в основном за счет ввода энергоблоков с традиционным факельным сжиганием угля.

Проведение опытных сжиганий не может выявить в полной мере существующие зависимости процесса горения от качества топлива и физико-химических закономерностей процессов горения пылеугольных частиц. Вследствие этого, большую роль в разработке и совершенствовании технологий сжигания угольного топлива отводится численному моделированию.

Математическое моделирование топочных устройств является на сегодняшний день одним из важнейших способов получения наиболее представительной информации об аэродинамике, локальном и суммарном теплообмене. Несмотря на большие успехи, достигнутые в развитии численного эксперимента, большое разнообразие, до конца не изученная структура угля и сложные химические процессы, происходящие при горении угольного топлива, не позволяют создать универсальных моделей. Поэтому остается актуальной задача поиска математических моделей с использованием существующих экспериментальных данных по углям и создания на их основе комплексной модели для расчета топочной камеры, что позволит более точно описать процессы горения пылеугольного топлива в топочно-горелочных устройствах.

Численное исследование горения пылеугольной аэросмеси при наличии закрутки потока проводилось с использованием CFD-пакета FLUENT вер. 14 [2]. Был выбран объект расчетного исследования – то-

почная камера с вихревой горелкой [1]. Форма и размеры топочной камеры показаны на рисунке 1.

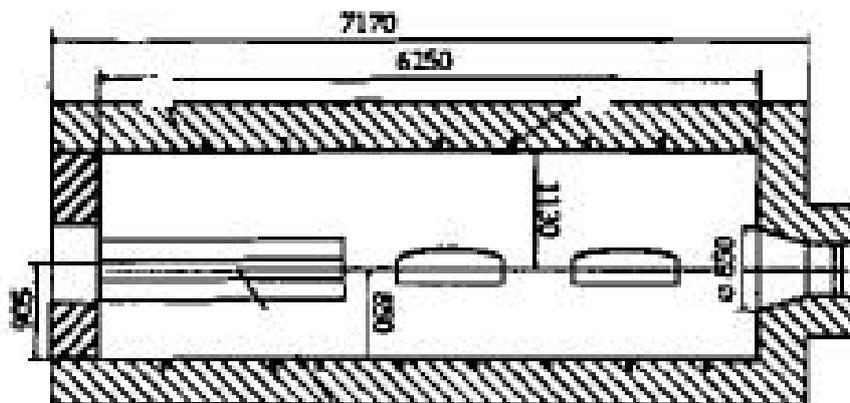


Рис. 1 – Топочная камера

Для расчетов была выбрана математическая модель, которая включала в себя: описание движение несущей фазы на основе *RANS* подхода с двухпараметрической моделью турбулентности *k-ε*, перенос излучения на основе дискретно-ординатного метода, движение частиц на основе подхода Лагранжа, горение в газовой фазе на основе гибридной модели, горение угольной частицы включало в себя выход остаточной влаги, выход летучих и горение коксового остатка.

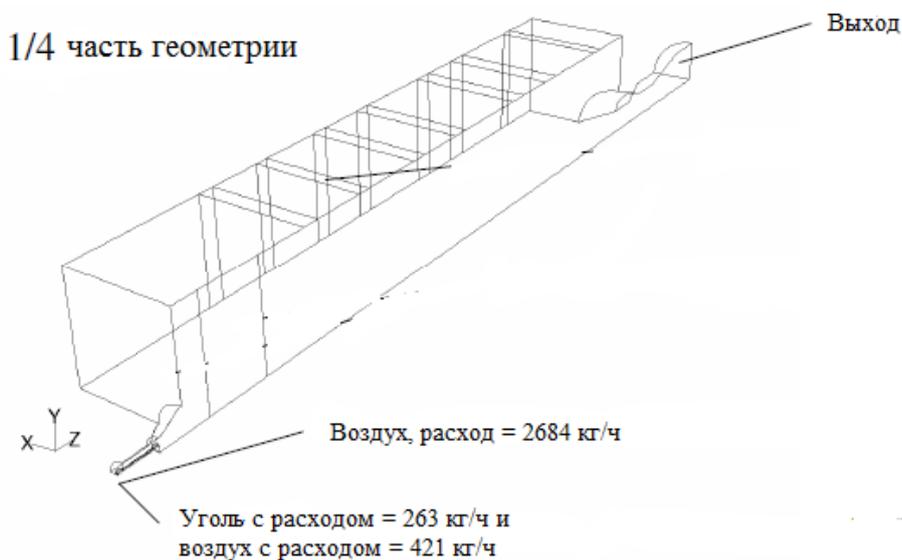


Рис. 2 – Геометрия задачи

Задача обладает осевой симметрией, поэтому использовалась $\frac{1}{4}$ часть геометрии. На рисунке 2 показана геометрия задачи.

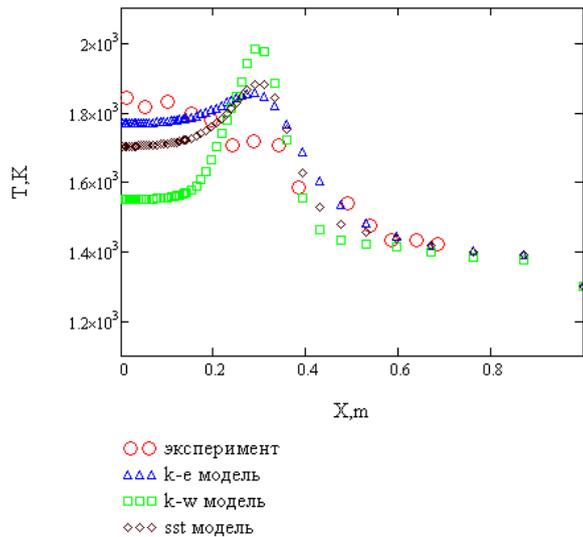


Рис. 3 – Профиль температуры ($z = 0.85$)

В качестве граничных условий во входном внутреннем кольцевом сечении задавался расход угля 0,0731 кг/с и поток воздуха с аксиальной скоростью 23,02 м/с. Во внешнем кольцевом сечении задавался воздух с параметрами: аксиальная скорость 43,83 м/с, тангенциальная скорость 49,42 м/с.

Ниже представлены результаты расчёта. Сравнения разных моделей турбулентности показаны на рисунке 3. Видно, что профиль температуры, посчитанный с применением модели $k-\epsilon$, максимально приближен к экспериментальному распределению температуры. А с использованием $k-\omega$ и sst получается, что температура завышается в областях, где этого не должно быть. Модель турбулентности $k-\epsilon$ предпочтительнее для данной задачи.

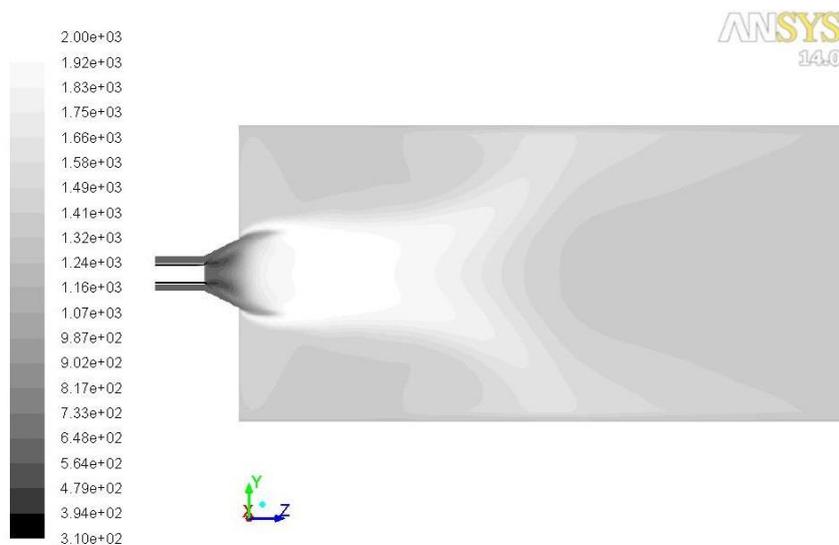


Рис. 4 – Поле температуры

Результаты расчетов и сравнение с экспериментальными данными показали, что выбранная математическая модель и численные методы ее решения позволяют правильно описать процесс горения пылеугольного топлива в топочной камере с вихревой горелкой и дает возможность выполнять численные исследования процесса горения твердого топлива при факельном сжигании с точностью достаточной для инженерных задач.

Список литературы:

1. André A. F. Peters & Roman Weber (1997): Mathematical Modeling of a 2.4 MW Swirling Pulverized Coal Flame, Combustion Science and Technology, 122:1-6, 131-182.
2. Митрофанов, И.К. FLUENT и GAMBIT - Программы для решения задач механики жидкости и газа, тепло и массопереноса / И.К. Митрофанов. 2009 –Режим доступа http://www.teplota.org.ua/2009-08-25-fluent_gambit_ru.html (Дата обращения 29.01.2012)

УДК 53.05

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК
«ЦИКЛОВ ДЕФОРМАЦИИ» КАПЕЛЬ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ
ДВИЖЕНИИ В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ**

Кузнецов Г.В., Стрижак П.А., Волков Р.С., Забелин М.В.
Томский политехнический университет, Томск
E-mail: marisha@tpu.ru; pavelspa@tpu.ru

Из результатов ранее проведенных теоретических и экспериментальных исследований закономерностей «колебательных режимов» [1–5] движения капель в жидкостях можно сделать вывод о том, что процесс движения капель представляет определенную последовательность «деформационных циклов», которая характеризуется кратным повторением их форм. Часто под характерными временами «деформационных циклов» τ_d понимают термины «времена индукции» или «времена собственных колебаний». Для времен τ_d в зависимости от физических свойств жидкостей (вязкость, плотность, поверхностное натяжение) и размеров капель предприняты попытки вывода выражений. В то же время, проанализировав *экспериментальные исследования* [6-9], которые посвящены исследованию процессов коагуляции и дробления капель различных жидкостей в газовом потоке, можно сделать вывод о том, что скорости движения капель могут существенно влиять на характеристики деформации капель. Оценка влияния данного фактора на условия деформации капель широко используемых в различных приложениях жидкостей представляет особый интерес. При $We > 10$ характер-

ные времена деформации капель очень малы вследствие интенсивного распыления и дробления. Последнее достаточно существенно затрудняет анализ закономерностей реализации «деформационных циклов». В [7-9] в качестве предельных чисел Вебера приведены значения $We=7-9$,

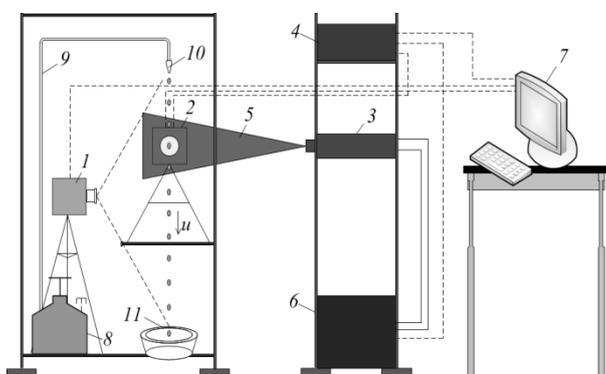


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – высокоскоростная видеокамера, 2 – кросскорреляционная камера, 3 – двойной твердотельный импульсный лазер, 4 – синхронизатор персонального компьютера (ПК), кросскорреляционной камеры и лазера, 5 – световой «нож», 6 – генератор лазерного излучения, 7 – ПК, 8 – ёмкость с водой, 9 – канал подачи воды, 10 – дозатор, 11 – уловитель.

отсюда, целесообразно скорости движения и размеры капель жидкостей выбирать исходя из условия $We < 7$.

Цель настоящей работы – экспериментальное исследование основных характеристик «циклов деформации» капель при движении в газовой среде.

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке

1. Установка аналогична применяемым в [10–12] при проведении исследований испарения капель воды в высокотемпературной (более 1000 К) газовой среде с использованием методов «Particle Image Velocimetry» (PIV) и «Interferometric Particle Imaging» (IPI) [13, 15].

Основные элементы стенда аналогичны применяемым в [10–12], для регистрации капель в данных экспериментах использовалась видеокамера 1 (с форматом изображения – 1024x1024 пикселей, частотой кадров – 100 000 в секунду). Эксперименты проводились следующим образом. Рабочая жидкость по каналу 9 из емкости 8 поступала на вход дозатора 10. Далее из дозатора 10 выходили одиночные капли (в соответствии с заданными начальными скоростью u_0 и размерами d_0), которые пролетая через область регистрации в воздухе до уловителя 11, регистрировались видеокамерой 1. В качестве начального характерного размера капли принимался ее диаметр (d_0) при отрыве от дозатора 10. Для фиксированных размеров и скоростей капель при прочих неизменных условиях было проведено не менее 10 экспериментов. На персональном компьютере (ПК) 7 при обработке видеogramм выделялись участки с характерными изменениями конфигурации капель. При обработке записей видеокамеры 1 расстояние между дозатором 10 и улови-

телом 11 разделялось на группу участков, характеризующих соответствующие «деформационные циклы», и выполнялись измерения времени τ_d и протяженности s_d . Начальные размеры капель воды варьировались в диапазоне 3–6 мм. Начальные скорости капель u_0 варьировались в диапазоне от 0 до 3 м/с.

Также рассчитывались основные параметры, характеризующие «циклы деформации»: d_x – максимальный поперечный (относительно направления движения) размер капли, мм; d_y – максимальный продольный размер капли, мм; d_{\max} – абсолютный максимальный размер капли, мм; протяженность цикла s_d , мм; время цикла τ_d , с. Вычислялись изменения за время измерения d_x , d_y и d_{\max} относительно значения d_0 ($\Delta x=(d_x - d_0)/d_0$, $\Delta y=(d_y - d_0)/d_0$, $\Delta_{\max}=(d_{\max} - d_0)/d_0$).

Согласно рекомендациям [13, 15] рассчитывался масштабный коэффициент S , вычислялись условные максимальные диаметры капель в пикселях, далее при известном коэффициенте S пересчитывался характерный размер капли в миллиметры. Систематические погрешности измерения размеров капель составили не более 0.01 мм.

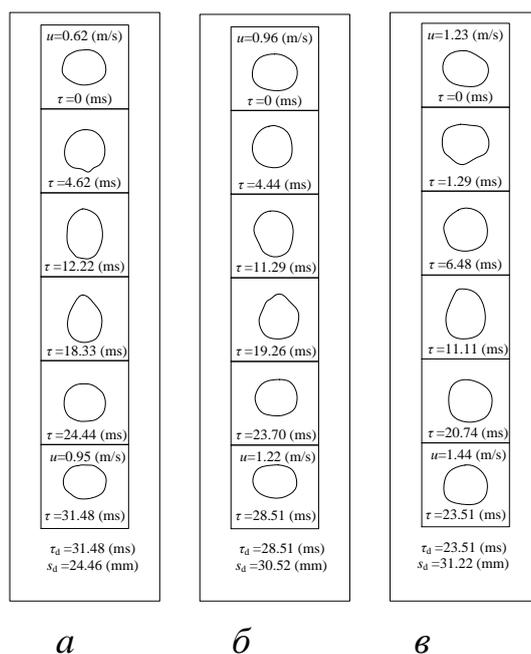


Рис. 2. Изображения капли этилового спирта ($d_0=4$ мм) в течение нескольких «циклов деформации» при свободном падении: а – первый цикл, б – второй цикл, в – третий цикл.

По результатам обработки видеogramм экспериментов при фиксированных значениях τ_d и s_d рассчитывались скорости движения капель u в рамках каждого из характерных «деформационных циклов». Для уточнения значений скорости движения u проводились эксперименты

по непосредственному измерению u с использованием оптического метода PIV [13–15] и методик [10–12]. Измерение мгновенного поля скорости основано на регистрации перемещения «трассеров» за фиксированный интервал времени (100 нс в соответствии с методиками [13–15]). Аналогично [13–15] по скоростям «трассеров» вычислялись скорости движения капель u . Систематические погрешности измерения скоростей капель составили не более 0.01 м/с.

В результате обработки данных полученных в процессе экспериментов получено непрерывное изменение форм капель в течение всего периода времени, соответствующего их движению от дозатора до уловителя.

На рисунке. 2 приведены изображения нескольких последовательных «циклов деформации» для случая свободного падения капли этилового спирта. При анализе последовательности видеок кадров с изображениями капель водоглицеринового раствора [2] определены шесть характерных форм. При дискретизации кадров (в рамках первого «цикла деформации») в выполненных экспериментах (рисунок 2, *a*) зарегистрированы такие же формы капель. Можно отметить хорошую корреляцию с [2] и временных интервалов между основными формами, их последовательности, а также геометрических особенностей (в частности, положений осей симметрии капель). В то же время можно заметить, что благодаря использованию современной измерительной аппаратуры, между представленными для первого «цикла деформации» формами капель (рисунок 2, *a*) зафиксировано еще достаточно много индивидуальных форм, которые в [2] не зарегистрированы.

Протяженность (s_d) цикла и характерные амплитуды (Δ_x , Δ_y , Δ_{\max}) деформации капель не описаны в [2]. Поэтому количественное сравнение результатов экспериментов с данными [2] можно выполнить только по временам τ_d . В проведенных экспериментах каждый последующий «цикл деформации» отличался по основным характеристикам от предыдущего достаточно значительно.

Как видно из рисунка 2 с каждым последующим циклом значения τ_d параметр s_d – возрастает, а число индивидуальных форм капель уменьшается. Данные особенности связаны с тем, что при увеличении u возрастает действие сил поверхностного трения и сопротивления (на рисунке 2 приведены значения скоростей капель на «входе» и «выходе» из цикла). Это приводит к интенсификации процессов ее деформации, что, в свою очередь, вызывает повышение значения s_d и снижение характерных времен τ_d .

В таблице 1 приведены значения, показывающие влияние d_0 и u на время τ_d . Увеличение размеров капель приводит к росту их массы, что, в свою очередь, замедляет процессы изменения формы – времена τ_d увеличиваются.

При анализе установленных выше особенностей влияния скоростей движения капель на времена τ_d , можно сделать вывод, что выражения, приведенные в [2], имеют существенные ограничения в использовании для вычисления времен первых «циклов деформации», как «периодов колебаний»:

$$\tau_d = \frac{\pi \rho_1 \delta^2}{4 \eta_1} \frac{1}{\sqrt{Lp-6.25}}, \quad (1)$$

где ρ_1 – плотность жидкости, кг/м³; δ – характерный размер капли, мм; η_1 – динамическая вязкость жидкости, кг/(м·с); Lp – число Лапласа ($Lp = \delta \cdot \rho_1 \cdot \sigma_1 / \eta_1^2$).

Таблица 1. Времена «циклов деформации» в зависимости от размеров и скоростей движения капель

u (м/с)	1	2	3	4	5
d_0 , (мм)	Керосин				
2.5	0.02961	0.02865	0.02772	0.02682	0.02595
3	0.03254	0.03123	0.02998	0.02877	0.02762
3.5	0.03676	0.03483	0.033	0.03126	0.02962
4	0.0398	0.03718	0.03474	0.03245	0.03032
4.5	0.04051	0.03781	0.03529	0.03293	0.03074

В результате экспериментальных исследований получены аппроксимационные выражения - зависимость времен τ_d в от скорости капель на входе в «деформационный цикл» и начальных размеров. Например:

$$\tau_d = 0.0289 - 0.0023u \text{ at } d_0 = 4 \text{ mm}, 0 < u < 5 \text{ m/s}; \quad (2)$$

$$\tau_d = 0.0376 - 0.0022u \text{ at } d_0 = 5 \text{ mm}, 0 < u < 5 \text{ m/s}; \quad (3)$$

$$\tau_d = 0.0017d_0^2 - 0.0087d_0 + 0.0326 \text{ at } u = 2 \text{ m/s}, 3 < d_0 < 6 \text{ mm}; \quad (4)$$

$$\tau_d = 0.0011d_0^2 - 0.0021d_0 + 0.0136 \text{ at } u = 4 \text{ m/s}, 3 < d_0 < 6 \text{ mm}. \quad (5)$$

Аппроксимации (2)–(5) представлены для времен τ_d в зависимости от скорости на входе в «цикл деформации» и начального размера d_0 . Скорость капель нелинейно возрастает в процессе движения. В результате сложно представить τ_d , как функцию от $u = f(\tau)$. Вследствие непрерывной деформации еще большую сложность представляет учет зависимостей $d_x = f(\tau)$, $d_y = f(\tau)$ и $d_{\max} = f(\tau)$.

В результате выполненных в данной работе экспериментов установлено, что капля в процессе деформации имеет сферическую форму

не чаще, чем эллипсоида, «блина», вытянутого цилиндра и других тел вращения (рисунок 2). Из этого следует, что для максимально возможного приближения выражения (1) к реальным значениям τ_d целесообразно вычислять площадь каплей S_d в начале каждого «цикла деформации» и учитывать ее изменение в цикле $S_d=f(\tau)$.

Анализ выражений (2)–(5) позволяет сделать вывод о том, что при $u \rightarrow 0$ м/с значения τ_d можно вычислить с использованием выражения (1). Первые слагаемые в формулах (2)–(5) практически (отклонения до 7 %) равны значениям τ_d , вычисленным с использованием выражения (1) для соответствующих характерных размеров каплей d_0 . Указанные отклонения можно уменьшить до 3÷4 % при использовании в выражении (1) вместо множителя $\pi d^2/4$ значения площадей каплей на входе в цикл (S_d), вычисленных с учетом реальных форм последних.

В результате итерационных вычислений при $d_0=3\div 6$ мм и $u=0\div 5$ м/с установлено, что вторые слагаемые в выражениях (2)–(5) можно доста-

точно достоверно описать выражением $\sqrt{\frac{We}{Lp-6.25}}$. Таким образом, формула для вычисления времен «деформационных циклов» с учетом формы каплей, их размеров, скоростей движения, свойств жидкости и газа имеет вид:

$$\tau_d = \frac{\rho_l S_d}{\eta_l \sqrt{Lp-6.25}} - \sqrt{\frac{We}{Lp-6.25}} \quad (6)$$

Выражение (6) можно использовать в качестве первого приближения для установления времен «циклов деформации» каплей воды в рассматриваемых условиях. Получено, что при средних скоростях движения (2÷4 м/с) отклонения вычисленных значений τ_d от экспериментальных не превышают 6 %. В таблице 2 приведены экспериментальные и вычисленные с использованием выражения (6) времена «циклов деформации» для воды со скоростью каплей на входе в «деформационный цикл» 3 м/с. Если учитывать приведенные доверительные интервалы (около 4 %), то эти отклонения можно вполне считать удовлетворительными. При «малых» (около 1 м/с) и «больших» (около 5 м/с) скоростях на входе в «деформационные циклы» отклонения от экспериментальных значений τ_d достаточно существенные. Этот результат позволяет сделать вывод о границах применимости выражения (6) по скоростям u .

Из рисунков 3 и 4 можно отметить несимметрию изменений размеров каплей по двум координатам плоскостей видеogramм ($\Delta_x \neq \Delta_y$, где Δ_x, Δ_y - изменение амплитуд деформации каплей). Из этого можно сделать вывод о трехмерной деформации каплей. Также можно отметить

непрерывное изменение формы капель в течение достаточно малых интервалов времени ($\tau_d \ll 1$ с). Этот результат позволяет сделать вывод о том, что не вполне обоснованно использовать подходы, основанные на предположениях о постоянстве их формы (сфера, эллипсоид, «блин» или вытянутый цилиндр) при численном моделировании процессов движения капель жидкостей. Учет в этих и других известных моделях непрерывного изменения форм капель в процессе движения через газовую среду в соответствии с выделенными «деформационными циклами» может позволить существенно приблизить результаты моделирования к реальным.

Полученные при обработке результатов экспериментов отличия при идентичных скоростях движения и размерах капель основных характеристик (Δ_x , Δ_y , Δ_{\max} , τ_d) «деформационных циклов» (рисунки 3, 4, таблица 1) для капель воды, керосина и этилового спирта обусловлены различием физических свойств этих жидкостей. К примеру, установлено, что значения τ_d и s_d для капель этилового спирта и керосина имеют отличие не более 5 %. Вязкость и плотность этих жидкостей довольно близки (отличия 4–7 %). Небольшое снижение τ_d для капель керосина по сравнению с этиловым спиртом можно объяснить тем, что спирт имеет коэффициент поверхностного натяжения σ на 17–25 % больше, чем у керосина. Для воды параметр σ в два–три раза превышает значения σ керосина и этилового спирта. Как следствие, времена τ_d в экспериментах с водой существенно меньше, чем значения τ_d для капель спирта и керосина при идентичных условиях.

Таблица 2. Средние экспериментальные характерные времена «циклов деформации» и вычисленные с использованием выражения (6)

d_0 , (мм)	3	4	5	6
Экспериментальные времена «циклов деформации» τ_d , (s)	0.02000	0.02578	0.03430	0.03960
Времена «циклов деформации», вычисленные с использованием выражения (6) τ_d , (s)	0.01448	0.02338	0.03338	0.04448

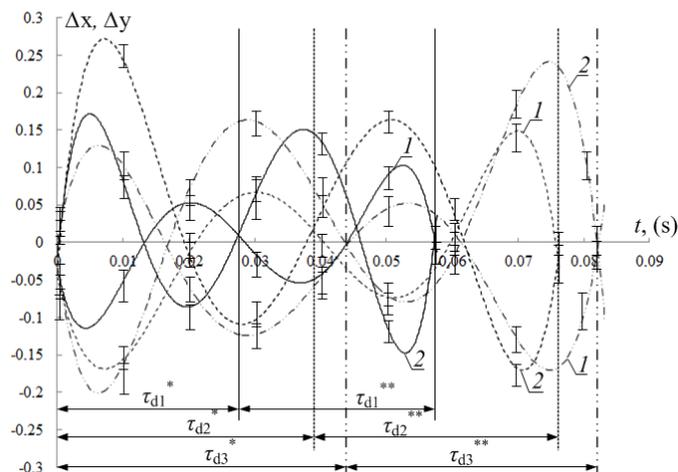


Рис. 3. Значения Δ_x (1) и Δ_y (2) при $u=1$ м/с и $d_0=4,5$ мм в течение двух характерных «циклов деформации» капель жидкостей при общем времени их движения в воздухе около 70 мс (τ_d^* – первый из рассматриваемых цикл; τ_d^{**} – последующий цикл): (–) – вода, (– –) – керосин, (– · –) – этиловый спирт.

Установленная закономерность также обусловлена кратно большими значениями σ воды по сравнению со спиртом и керосином. Умеренное влияние вязкости и плотности жидкостей на характерные времена «циклов деформации» было установлено в экспериментах [2] с водоглицериновыми каплями (плотность изменялась в 1,5 раза, а вязкость на несколько порядков за счет повышения массовой концентрации частиц глицерина в каплях воды).

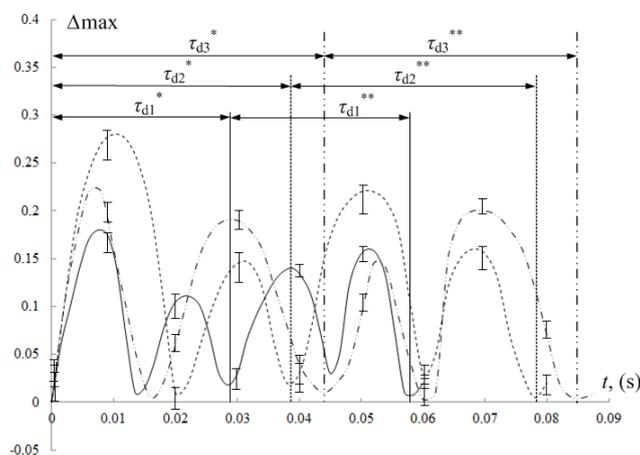


Рис. 4. Значения Δ_{max} при $u=1$ м/с и $d_0=4,5$ мм в течение двух характерных «циклов деформации» капель жидкостей при общем времени их движения в воздухе около 70 мс (τ_d^* – первый из рассматриваемых цикл; τ_d^{**} – последующий цикл): (–) – вода, (– –) – керосин, (– · –) – этиловый спирт.

Заключение

1. В результате проведенных экспериментальных исследований получено, что основные характеристики (τ_d , s_d и Δ_{\max}) «циклов деформации» капель трех исследованных жидкостей при прохождении через газовую среду достаточно существенно изменяются с ростом скоростей движения капель u . Также повышение скоростей движения капель вызывает уменьшение количества характерных форм в «цикле деформации».

2. По результатам выполненных экспериментов установлено, что известные [2] выражения для основной характеристики «деформационного цикла» – времени τ_d можно использовать только при «малых» ($u \ll 1$ м/с) скоростях движения капель.

3. Установленная в экспериментах несимметрия форм капель характеризует пространственный характер их деформации при движении в газовых средах. Этот результат иллюстрирует целесообразность разработки моделей движения капель, учитывающих изменение коэффициента аэродинамического сопротивления во времени в соответствии с возможными «циклами деформации».

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект 14-39-00003)

Список литературы:

1. Wierzba, Exp. in Fluids 9, 59 (1990)
2. V.V. Dubrovskii, A.M. Podvysotskii, A.A. Shraiber, J. of Eng. Phys. 58, 622 (1990)
3. L.P. Hsiang, and G.M. Faeth, Int. J of Mult. Flow 19, 721 (1993)
4. A.A. Shreiber, A.M. Podvisotski, V.V. Dubrovski, Atom. and Sprays 6, 667 (1996)
5. S.S. Hwang, Z. Liu, R.D. Reitz, Atom. Sprays 6, 353 (1996)
6. D.R. Guildenbecher, P.E. Sojka, Atom. Sprays 21, 139 (2011)
7. A.K. Flock, D.R. Guildenbecher, J. Chen, P.E. Sojka, H.J. Bauer, Int. J of Mult. Flow 47, 37 (2012)
8. J.E. Sprittles, Y.D. Shikhmurzaev, Phys. of Fluids 24, 122105 (2012)
9. El-Sayed R. Negeed, M. Albeirutty, Y. Takata, Int. J. of Therm. Scien. 79, 1 (2014)
10. D.O. Glushkov, G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak, Math. Prob. Eng. 2014, 920480 (2014)
11. G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak, Tech. Phys. Letters 40, 519 (2014)
12. R.S. Volkov, G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak, Tech. Phys. 59, 959 (2014)
13. J. Westerweel, Meas. Scien. and Tech. 8, 1379 (1997)
14. J.M. Foucaut, and M. Stanislas, Meas. Scien. and Tech. 13, 1058 (2002)
15. N. Damaschke, H. Nobach, and C. Tropea, Exp. in Fluids 32, 143 (2002)

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В МАЗУТОХРАНИЛИЩАХ ТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТАНЦИЙ

Кузнецова С.А.

Томский политехнический университет

Мазут используется более чем на 200 тепловых электростанциях (ТЭС) России в качестве основного или резервного топлива [1]. Основная проблема его использования – обеспечение бесперебойной подачи к котлоагрегатам подогретого и отфильтрованного мазута в зимнее время. При этом на подогрев мазута при подготовке его к сжиганию (с целью снижения вязкости, которая экспоненциально зависит от температуры [1]) затрачивается значительная часть вырабатываемой ТЭС электроэнергии. Снижение этих затрат является одной из важных задач. Решение ее возможно при оптимальном тепловом режиме мазутохранилищ и систем подачи этого топлива.

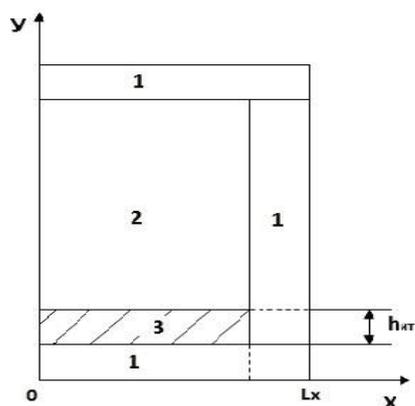


Рис.1. Область решения задачи сопряженного теплопереноса в мазутохранилищах не решались. Известные модели, использующиеся при оценке температур мазута в условиях хранения [1], являются или эмпирическими или балансными. Последние обеспечивают оценку только средних по объему температур. В реальной практике в связи с высокой вязкостью и низкой теплопроводностью мазута градиенты температур по всем пространственным координатам могут быть значительны. Поэтому перспективным является описание температурных полей мазута в хранилищах с использованием систем дифференциальных нестационарных уравнений в частных производных.

Целью работы является – математическое моделирование температурных полей мазута в условиях его хранения с учетом процессов теп-

лопроводности и естественной конвекции при локальном источнике тепловыделения в мазутохранилище.

В качестве объекта исследования рассматривается достаточно типичный резервуар прямоугольной формы с теплопроводными стальными стенками. Мазут считается вязкой теплопроводной, несжимаемой жидкостью. Не рассматривается возможное присутствие воды в объеме топлива. На дне резервуара расположен источник тепловыделения с постоянной температурой (рис.1). Начальная температура жидкого топлива превышает начальную температуру стенок резервуара и окружающей среды. Предполагается, что на границах «жидкость – твердая стенка» выполняются условия идеального контакта, а на внешних границах условия теплоотвода в окружающую среду.

Задачи в аналогичной постановке решались для воздушной среды в замкнутой полости с локальным источником энергии [2,3].

Исследуемый процесс описывается по аналогии с [2,3] системой уравнений Навье-Стокса и уравнением энергии для мазута, а также уравнением теплопроводности для стальных стенок резервуара.

Система уравнений:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \right) + \frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial X} \right), \quad (1)$$

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

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = \Omega, \quad (3)$$

$$\frac{1}{\text{Fo}} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2}, \quad (4)$$

здесь $\text{Gr} = \frac{g\beta L^3 \Delta T}{\nu^2}$ - число Грасгофа; β – температурный коэффициент объемного расширения; g – ускорение, создаваемое массовыми силами; ν – коэффициент кинематической вязкости жидкости; Re - число Рейнольдса; Pr - число Прандтля; Fo - число Фурье.

Начальные условия: $\Psi(X, Y, 0) = 0$, $\Omega(X, Y, 0) = 0$, $\Theta(X, Y, 0) = 0$.

Граничные условия:

- на внешнем контуре рассматриваемой области

$$\left\{ \begin{array}{l} Y = 0, \quad 0 \leq X \leq \frac{l_1 + l_2 + l_{um}}{L}; \\ X = \frac{l_1 + l_2 + l_{um}}{L}, \quad 0 \leq Y \leq \frac{h_1 + h_2 + H}{L}; \\ Y = \frac{h_1 + h_2 + H}{L}, \quad 0 \leq X \leq \frac{l_1 + l_2 + l_{um}}{L}; \end{array} \right.$$

задаются граничные условия второго рода $\frac{\partial \Theta}{\partial n} = Ki$;

- на оси симметрии $X = 0$ условия вида $\frac{\partial \Theta}{\partial X} = \Omega = \Psi = 0$;

- на внутренних границах раздела твердой и жидкой фазы, параллельных оси OY принято:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi = 0, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \\ \left\{ \begin{array}{l} \Theta_w = \Theta_f, \\ \frac{\partial \Theta_w}{\partial X} = \lambda_{w,f} \frac{\partial \Theta_f}{\partial X}, \end{array} \right. \quad \text{при } X = \frac{l_1}{L}, \quad \frac{h_1}{L} \leq Y \leq \frac{h_1 + H}{L}; \end{array} \right.$$

- на внутренних границах раздела твердой и жидкой фазы, параллельных оси OX принято:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi = 0, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \\ \left\{ \begin{array}{l} \Theta_w = \Theta_f, \\ \frac{\partial \Theta_w}{\partial Y} = \lambda_{w,f} \frac{\partial \Theta_f}{\partial Y}, \end{array} \right. \quad \text{при } Y = \frac{h_2}{L}, \quad \frac{l_1}{L} \leq X \leq \frac{l_1 + l_{um}}{L}; \end{array} \right.$$

- на локальном источнике тепловыделения задаются граничные условия первого рода $\Theta = 1$ (1 вариант) либо граничные условия второго рода $\frac{\partial \Theta}{\partial n} = Ki$ (2 вариант).

Здесь $Ki = \frac{qL}{\lambda_w(T_{it} - T_0)}$ - число Кирпичева; λ_w - коэффициент тепло-

проводности твердой фазы; λ_f - коэффициент теплопроводности жидкой фазы; $\lambda_{w,f} = \lambda_w / \lambda_f$ - относительный коэффициент теплопроводности; q - тепловой поток на внешних границах области решения.

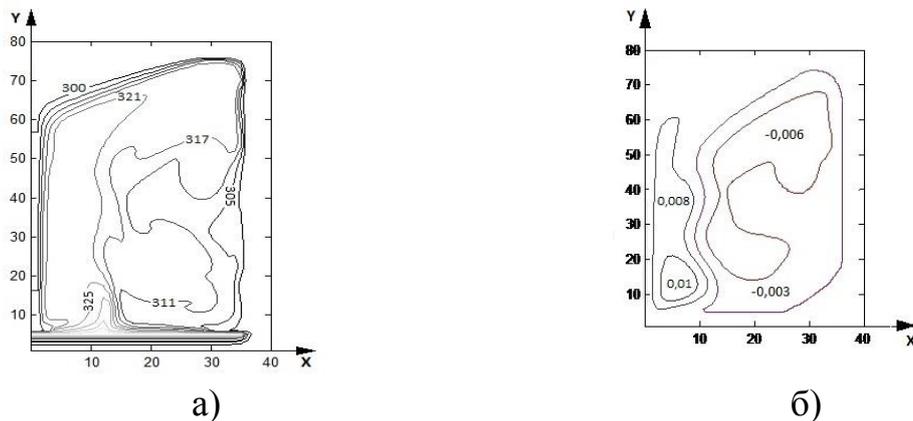


Рис.2. Распределение температур (а) и изолинии функции тока (б) при $T_0=343K$

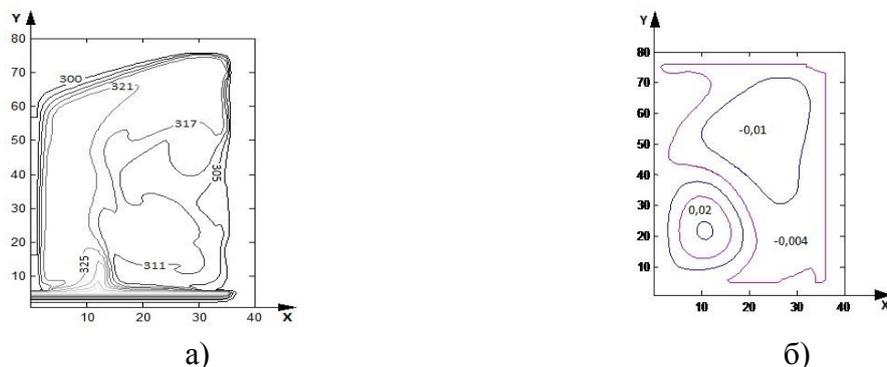


Рис.3. Распределение температур (а) и изолинии функции тока (б) при $T_0=363K$

Сформулированная выше краевая задача решена методом конечных разностей с использованием алгоритма [4,5], разработанного для численного решения нелинейных задач тепло- и массопереноса с неоднородными граничными условиями. Для обоснования достоверности результатов численного моделирования проводилась проверка консервативности использовавшейся разностной схемы по методике, разработанной при решении более сложных задач тепломассопереноса в условиях зажигания жидких топлив при локальном нагреве [6,7].

На рис. 2 – 5 представлены типичные результаты проведенных численных исследований в виде изолиний функции тока и полей температур.

На рис.2 хорошо видно образование в результате естественной конвекции нескольких вихрей в центральной части резервуара при $T_0=343K$. Такой характер вихреобразования обусловлен теплоотводом на вертикальной границе (задача решена в осесимметричной постановке). Основная масса мазута в процессе нагрева поднимается вверх вбли-

зи оси симметрии резервуара, а охлажденное (за счет теплообмена на вертикальной внешней границе области решения) топливо перемещается вниз. При этом хорошо видно, что, например, за время прогрева около 3600с температурное поле мазута не является однородным (возникают достаточно значительные градиенты температуры).

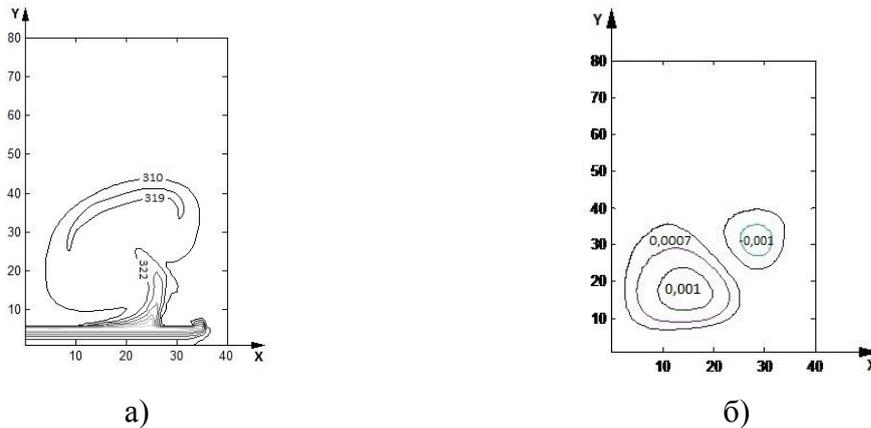


Рис.4. Распределение температур (а) и изолинии функции тока (б) при $q=200 \text{ Вт/м}^2$

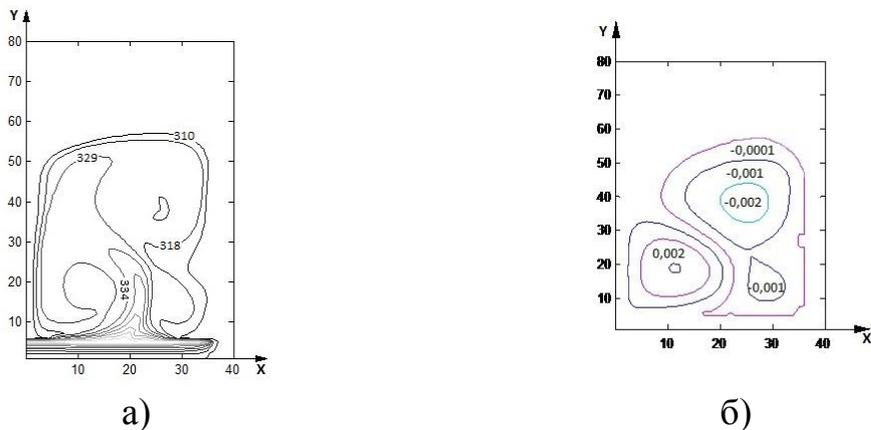


Рис.5. Распределение температур (а) и изолинии функции тока (б) при $q=500 \text{ Вт/м}^2$

Повышение температуры на нижней границе области решения до 363K при прочих адекватных условиях приводит к существенной трансформации, как изолиний функции тока, так и изотерм за счет интенсификации процесса естественной конвекции.

На рис.4. приведены аналогичные выше представленным иллюстрации для других условий теплообмена на нижней границе резервуара. Задавались граничные условия второго рода (тепловой поток $q=200 \text{ Вт/м}^2$), соответствующие возможным достаточно типичным вари-

антам нагрева мазута в хранилище. На рисунке хорошо видны два относительно одинаковых по размерам вихреобразования, расположенных в нижней части резервуара. При относительно малом тепловом потоке с поверхности нагрева происходит перемешивание топлива только в нижней половине резервуара. Энергии передаваемой мазуту недостаточно для его нагрева за время 3600с. Необходим существенно более длительный нагрев топлива.

Повышение интенсивности подвода энергии на нижней границе (рис.4.) до 500 Вт/м^2 приводит к существенному изменению как гидродинамики течения, так и температурных полей. Вихреобразование становится существенно более интенсивным, и, соответственно, мазут прогревается на большую высоту хранилища.

Также можно отметить достаточно очевидную асимметрию температурного поля (рис.5.), обусловленную теплоотводом по внешней вертикальной границе. Очевидно, что теплоизоляция внешнего контура может обеспечить существенное повышение энергоэффективности процесса подготовки мазута к перегрузке или транспорту.

Полученные по результатам численного моделирования процесса теплопереноса температурные поля в различных условиях нагрева являются основанием для вывода о возможности использования разработанных ранее моделей естественной конвекции [2-4], для анализа энергоэффективности технологий обеспечения регламентированных тепловых режимов мазутохранилищ.

Список литературы:

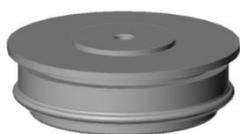
1. ТЭК и экономика регионов России. Справочник: в 7т. – М.: Энергия. 2007.
2. Kuznetsov G.V., Sheremet M.A. Two-dimensional problem of natural convection in a rectangular domain with local heating and heat-conducting boundaries of finite thickness// *Fluid Dynamics*. 2006. Т. 41. № 6. С. 881-890.
3. Kuznetsov G.V., Sheremet M.A. New approach to the mathematical modeling of thermal regimes for electronic equipment// *Russian Microelectronics*. 2008. Т. 37. № 2. С. 131-138.
4. Kuznetsov G.V., Sheremet M.A. Mathematical modelling of complex heat transfer in a rectangular enclosure// *Thermophysics and Aeromechanics*. 2009. Т. 16. № 1. С. 119-128.
5. Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. Heat and mass transfer at the ignition of a liquid substance by a single "hot" particle// *Journal of Engineering Thermophysics*. 2008. Т. 17. № 3. С. 244-252.
6. Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. 3D problem of heat and mass transfer at the ignition of a combustible liquid by a heated metal particle// *Journal of Engineering Thermophysics*. 2009. Т. 18. № 1. С. 72-79.

7. Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. The influence of heat transfer conditions at the hot particle-liquid fuel interface on the ignition characteristics// Journal of Engineering Thermophysics. 2009. Т. 18. № 2. С. 162-167.

УДК 681.2

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОКАЗАТЕЛЕЙ НАДЕЖНОСТИ НИЗКОЧАСТОТНОГО ДИОДА ТИПА Д123-500 В ТАБЛЕТОЧНОМ ИСПОЛНЕНИИ

Курмангалиев Р.Х., Кравченко Е.В., к.т.н.
Томский политехнический университет, г. Томск
E-mail: rinat_real@rambler.ru, kevatp@tpu.ru



*Рис.1 Низкочастотный
диод типа Д123-500 в
таблеточном исполнении*

Диод Д123-500 таблеточного исполнения предназначен для применения в цепях постоянного и переменного тока частотой до 500 Гц различных силовых установок.

Основные особенности:

1. Герметичные металлокерамические корпуса;
2. Прижимные внутренние контактные соединения, обеспечивающие высокую стойкость к циклическим нагрузкам;
3. Диоды поставляются прямой и обратной полярности.

Модель низкочастотного диода типа Д123-500 представлена на рис.1.

Области применения:

1. В транспортных средствах;
2. Неуправляемые и полуправляемые выпрямительные мосты;
3. Сварка;
4. Гальваника.

Цель настоящей работы – анализ интенсивностей отказов силового полупроводникового прибора (СПП) на основе численного моделирования нестационарных неоднородных полей температур при наличии источника тепловыделения в условиях естественной конвекции в диапазоне рабочих температур окружающей среды.

Анализ теплового режима работы прибора

Анализ теплового режима низкочастотного диода Д123-500 проводился в одномерной постановке. Температура перехода принималась $T_{пер}=190^{\circ}\text{C}$. Геометрия области решения представлена на рис.2.

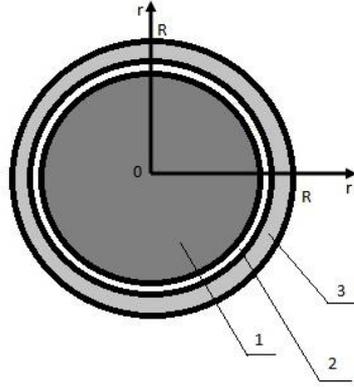


Рис. 2. Геометрия области решения (1,2,3 – области с различными теплофизическими характеристиками).

Математическая постановка задачи будет иметь вид:

$$\begin{cases} \rho_1 c_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2}, 0 < r < R_1 \\ \rho_2 c_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2}, R_1 < r < R_2; \\ \rho_3 c_3 \frac{\partial T_3}{\partial t} = \lambda_3 \frac{\partial^2 T_3}{\partial r^2}, R_2 < r < R_3 \end{cases} \quad (1)$$

Начальные и граничные условия запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} t = 0 : T = T_0, 0 \leq r \leq R; \\ r = 0 : \frac{\partial T}{\partial r} = 0, t > 0; \\ r = R : T = T_h, t > 0; \\ T_1(t, R_1) = T_2(t, R_1), \\ -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} \Big|_{r=R_1} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} \Big|_{r=R_1}, \\ T_2(t, R_2) = T_3(t, R_2), \\ -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} \Big|_{r=R_2} = -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r} \Big|_{r=R_2} \end{aligned} \quad (2)$$

Проведено численное моделирование температурного поля в неоднородной круглой пластине с размерами по оси x равными R_1, R_2, R_3 .

Таблица 1.-Теплофизические свойства материалов (пластины)

Материал	$\lambda,$ Вт/м*К	$C,$ кДж/кг*К	$\rho,$ кг/м ³
Кремний	149	714	2330
Алюминий	210	903	2700
Керамика	1,8	680	1800

Предполагалось, что модель (пластина) включает области с отличающимися теплофизическими характеристиками (табл.1). В области радиусом R_1 (рис.2) происходил нагрев материала. На границе $r=R$ рассматривались граничные условия первого рода, в месте контакта 1 и 2 среды, а также 2 и 3 среды рассматривались условия 4 рода. [1].

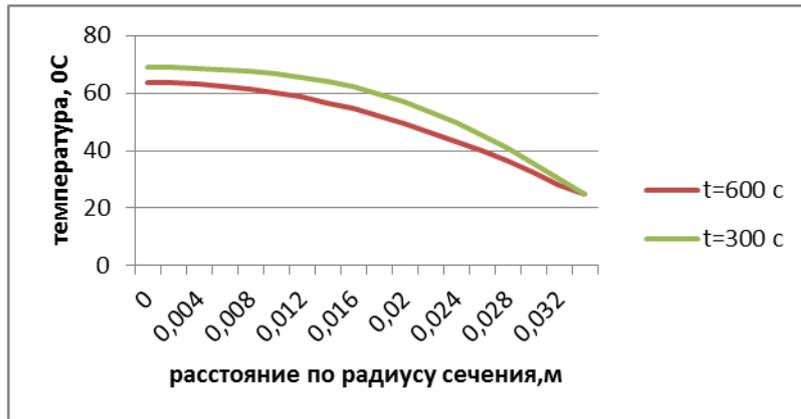


Рис.3. Распределение температуры по радиусу сечения.

Основные допущения, используемые при постановке задачи:

1. Теплофизические характеристики материалов не зависят от температуры;
2. Тепловой контакт на границах между областями (1,2) и (2,3) считается идеальным.

Характерное распределение температуры моделируемого объекта (диода) при температуре окружающей среды $T=25^{\circ}\text{C}$ в момент времени $t_1=300\text{с}$ $t_2=600\text{с}$ показан на рис.3[2]

Постановка задачи прогнозирования показателей надежности СПП. Для анализа показателей надежности диодного модуля выбраны математические модели – Аррениуса и мультипликативная модель [3].

Мультипликативная математическая модель оценки надежности диодного модуля :

$$\lambda_{\text{э}} = \lambda_{\text{б.с.г.}} \cdot K_p \cdot K_{\text{дн}} \cdot K_{\text{ф}} \cdot K_{\text{с1}} \cdot K_{\text{пр}} \cdot K_{\text{э}}, \quad (3)$$

где $\lambda_{\text{б.с.г.}}$ – базовая интенсивность отказов силового прибора; K_p – коэффициент режима, зависящий от электрической нагрузки и температуры; $K_{\text{дн}}$ – значение коэффициента $K_{\text{дн}}$ в зависимости от максимально допустимой, установленной в ТУ, электрической нагрузки; $K_{\text{ф}}$ – коэффициент функциональной специфики режима работы прибора; $K_{\text{с1}}$ – значения коэффициента $K_{\text{с1}}$ в зависимости от величины рабочего напряжения относительно максимально допустимого по ТУ; $K_{\text{пр}}$ – коэффициент уровня качества прибора; $K_{\text{э}}$ – коэффициент жесткости условий эксплуатации.

Модель Аррениуса для оценки надежности диодного модуля:

$$\lambda_A(T) = C \cdot \exp\left(\frac{-E}{kT}\right), \quad (4)$$

где C – константа, E – энергия активации, k – постоянная Больцмана.

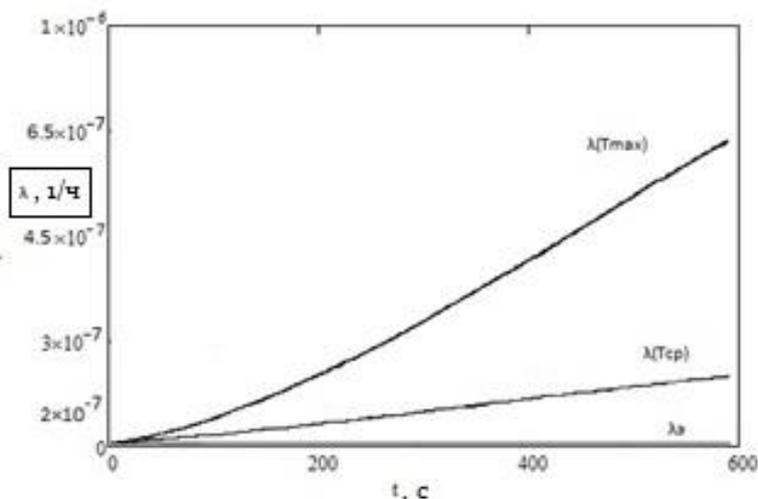


Рис. 4. Интенсивность отказов СПП при температуре окружающей среды $T=25^{\circ}\text{C}$, $t=600\text{с}$. ($\lambda\lambda$ – мультипликативная модель (3); $\lambda(T_{cp})$ – модель Аррениуса (при T_{cp}); $\lambda(T_{max})$ – модель Аррениуса (при T_{max})).

Результаты численного моделирования показателей надежности (интенсивности отказов) СПП приведены на рис. 5. Поведение функции интенсивности отказов $\lambda(t)$ свидетельствует не только о значительных различиях в оценках надежности по моделям (3) и (4), но и о высокой степени зависимости прогностической модели Аррениуса (кривые $\lambda(T_{max})$ и $\lambda(T_{cp})$ на рис.4) от расчетной (принимаемой) температуры.

Численные значения $\lambda_A(T_{max})$, рассчитанные по модели Аррениуса (4), в 4,5 раза выше полученных по мультипликативной модели (3) для времени работы 600 с и температуры окружающей среды 25°C . Отношение интенсивностей отказов по модели Аррениуса $\lambda_A(T_{max})$ и $\lambda_A(T_{cp})$ составило 2 при прочих равных условиях.

Заключение. Использование мультипликативной модели (3) в оценках интенсивности отказов СПП приводит к значительному завышению эксплуатационного ресурса приборов ($\lambda\lambda = 1.447 \cdot 10^{-7}$, 1/ч)[4].

Прогнозирование показателей надежности СПП необходимо проводить на основании анализа реального нестационарного неоднородного теплового режима прибора.

Список литературы:

1. Кузнецов Г.В., Шеремет М.А. Разностные методы решения задач теплопроводности: учебное пособие. / Г.В. Кузнецов, М.А. Шеремет. – Томск: Изд-во ТПУ, 2007. – 172 с.
2. Кузнецов Г.В., Кравченко Е.В. Анализ деструкции полимерного материала изделий электронной техники в условиях пространственной неоднородности температурных полей // Электромагнитные волны и электронные системы. 2014. №3. С. 4-12

3. Справочник «Надежность электрорадиоизделий» / Под.ред. Прытков С.Ф., Горбачев В.М.
4. ГОСТ 27.301-95 Надежность в технике. Расчет надежности. Основные положения.

УДК 62-404.1

**КОМПЛЕКС ПО ПРОИЗВОДСТВУ СЖИЖЕННОГО ПРИРОДНОГО ГАЗА
НА БАЗЕ ГРС-4 НОВОСВЕРДЛОВСКОЙ ТЭЦ**

Лебедев М.С., магистр, Лебедев А.С., аспирант
Уральский Федеральный университет, Екатеринбург
E-mail: borez1992@mail.ru

Сжиженный природный газ (СПГ) - криогенная жидкость с содержанием метана не менее 86% и температурой кипения от -162°C , при регазификации которой из 1 м^3 получают около 600 м^3 газа при нормальных условиях (760 мм рт.ст., 0°C). СПГ нетоксичен, хранится при небольшом избыточном давлении в емкостях с теплоизоляцией.

Сжиженный газ, в отличие от природного газа в «чистом виде», имеет следующие преимущества:

1. Сжижение природного газа увеличивает его плотность в 600 раз, что сокращает объем при транспортировке и хранении.
2. Появляется возможность создания запасов и их использования по мере необходимости.
3. Возможность транспортировки на большие расстояния.

Целью данной работы является анализ технологического процесса установки для производства сжиженного природного газа на базе ГРС-4, выявление преимуществ и недостатков производства.

Исследование проводилось на Комплексе СПГ Управления «Уралавтогаз» ОАО «Газпром трансгаз Екатеринбург». На этом Комплексе сжиженный газ производится за счет перепада давления на ГРС-4 (газораспределительная станция) с понижением давления газа от 35 до 6 кгс/см², проходя по турбодетандерному циклу среднего давления [1]. Природный газ с давлением 35 кгс/см² поступает на блок осушки, сжимается в турбокомпрессоре (на одном валу с турбодетандером) до 41 кгс/см², охлаждается в охладителе природного газа и разделяется на ожижаемый (13,5%) и детандерный (86,5%) потоки. Ожижаемый поток приходит через блок очистки, и, далее, оба потока проходят через предварительный и основной теплообменники. В результате расширения в турбодетандере температура газа понижается до -115°C . Поскольку этого понижения температуры недостаточно для ожижения газа, дополнительно произво-

дится дросселирование, в результате которого температура газа понижается до -140°C . Газо-жидкостная смесь поступает в сепаратор для отделения жидкой от паровой фазы. Паровая фаза проходит через теплообменники, а жидкая поступает на блок хранения.

В данной установке используется детандерный цикл среднего давления, который успешно применяется в установках для разделения воздуха. Отличительной особенностью данного производства являются низкие удельные затраты электроэнергии (≈ 33 кВт·ч/т СПГ) за счет сжатия газа до 41 кгс/см² в компрессоре с приводом от детандера. Это достигается потому, что в цикле используется потенциальная энергия потока под давлением, который не нужно сжимать до 35 кгс/см² и затем охлаждать, поскольку он уже поступает с таким давлением с ГРС. Основными потребителями электроэнергии являются: азотный модуль, производящий азот для пневмоприводных клапанов (компрессорная установка для сжатия воздуха); АСУ (автоматизированная система управления); криогенный насос и вентиляторы контроля загазованности.

Кроме того, большим преимуществом данной установки является то, что холод, получаемый в процессе дросселирования потока, охлаждающего основной поток на выходе из компрессора, используется в технологии сжижения, а не теряется.

Однако в процессе производства возникают трудности: трубы теплообменников забиваются, и давление потока падает. Это может происходить по двум причинам:

- 1) образование твердых частиц тяжелых углеводородов, входящих в состав природного газа;
- 2) образование газовых кристаллогидратов (клатратов) [2].

Первая причина исключается, поскольку в местах образования кристаллов стоят фильтры, которые регулярно обслуживаются персоналом. Следовательно, необходимо провести расчет условий образования гидратов.

В результате расчета выяснилось, что при заданном давлении и температуре потока образование гидратов возможно. Для исключения этого образования необходимо поддерживать либо уменьшенное давление, либо более высокую температуру. Но поскольку данный цикл не предусматривает уменьшенное давление, то нужно повышать температуру газа в местах «закупоривания» труб. Для этого можно применить трубу Хилша-Ранка (вихревую трубу) [3], в которой газ под давлением разделяется на холодный и горячий потоки. Горячий поток подается в место образования гидратов, и они разла-

гаются, а холодный смешивается с обратным потоком на ГРС. Поскольку для получения из «вихря» оптимальных параметров горячего потока и малых размеров самой трубы необходимо использовать поток с определенными расходом, давлением и температурой. Данный метод требует дальнейшего расчета.

Список литературы:

1. Расчет и моделирование аппаратов криогенных установок/ В.П. Алексеев, Г.Е. Вайнштейн, П.В. Герасимов. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1987. – 280 с.
2. Макагон Ю.Ф., Гидраты природных газов. – М.: «Недра», 1974. – 208 с.
3. Меркулов А.П., Вихревой эффект и его применение в технике. – М.: «Машиностроение», 1969. – 184с.

УДК 62-5

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ РЕСУРСОСБЕРЕГАЮЩАЯ ТЕХНОЛОГИЯ ИОННООБМЕННОЙ ВОДОПОДГОТОВКИ

Лившиц М.Ю., д.т.н.

Самарский государственный технический университет, г.Самара

E-mail: entcom@samgtu.ru

В современной промышленности широко используют водные ресурсы, которые редко отвечают требованиям прямого применения. Содержащиеся в воде природные примеси удаляют на водоподготовительных установках (ВПУ), реализующих комплекс технологических процессов, обеспечивающих качество воды, соответствующее техническим условиям, санитарным правилам и нормам. Это обуславливает важную роль ВПУ как подсистемы в системной структуре производства и потребления тепловой и электрической энергии.

Снижение качества очищенной воды приводит к огромным затратам на восстановление основ энергопроизводящего оборудования – парогенераторов, турбин и технологических систем потребителя - теплообменных аппаратов, трубопроводов. Затраты на совершенствование ВПУ оказываются во много раз ниже затрат на ликвидацию последствий технологических нарушений.

Применение разработанных в настоящее время технологий получения очищенной воды, состоящих из процессов удаления грубодисперсных, коллоидных, молекулярно-дисперсных примесей и газов сдерживается нестабильностью и неопределенностью качества исходной воды, неопределенностью конъюнктурных требований потребителя и нестабильностью технологических режимов.

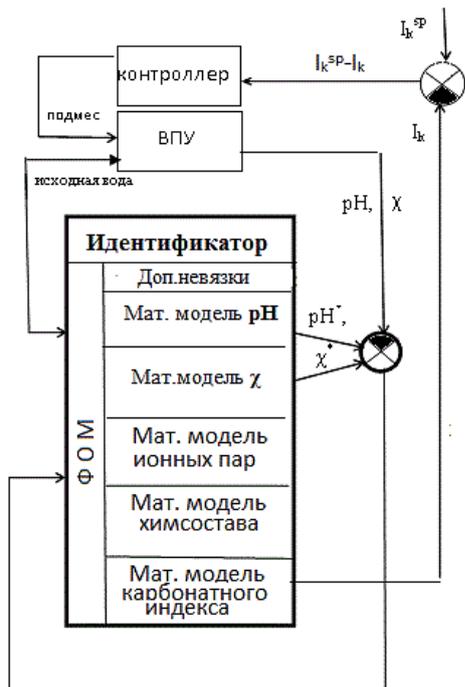


Рис. 1. Структурная схема адаптивной САУ регулирования качества водоподготовки

(ФОМ) и содержащий: математическую модель водородного показателя pH для определения компонентов щёлочности; математическую модель концентрации ионных пар; математическую модель электропроводности χ_n ; математическую модель химсостава; математическую модель карбонатного индекса.

Основные показатели коррозионно-накипных свойств воды структурированы и рассматриваются как критерии качества химводоочистки (ХВО).

Эти критерии традиционно определяются по соответствующим лабораторным анализам компонентов минерализации. В результате корректировка режимов запаздывает, что приводит к потере надёжности и экономичности работы ВПУ и повышает риск отказов и аварий. Применение в контуре САУ модели-идентификатора состояния потоков позволяет решить эту проблему.

Сформулирована и решена задача разработки и идентификации ФОМ. Процесс ионного обмена, как объекта управления, представлен в достаточно общей форме: $(\bar{C}_r)_n = F_0^T(\bar{u}) + v_0$, где $F_0(\bar{u})$ векторный оператор связи, v_0 —случайная погрешность, \bar{u} —вектор управления, $(\bar{C}_r)_n = [(C_1)_n, (C_2)_n, \dots, (C_r)_n, \dots, (C_R)_n]^T$ —химический состав n-го потока.

Решение проблемы может базироваться на ее системном анализе с использованием системно-структурного математического моделирования и идентификации процессов водоподготовки с применением модели-идентификатора состояния в контуре системы автоматического управления (САУ) ВПУ для её адаптации с целью эффективного управления в условиях неопределённости.[1-3]. На рисунке 1 представлена структурная схема адаптивной САУ регулирования качества подпиточной воды крупной ТЭЦ.

Контур САУ содержит идентификатор состояния, который базируется на функционально ориентированной математической модели ионообменной водоподготовки

В ходе идентификации вектор $(\overline{C}_r)_n$ определяется векторным оператором наблюдения F_H через вектор наблюдений \overline{C}_n , зашумленный погрешностью наблюдений v_n :

$$(\overline{C}_r^*)_n = F_H^T (\overline{C}_n)_n + v_n. \quad (1)$$

В водоподготовительных технологиях на базе ионного обмена непрерывно наблюдаемыми показателями качества обычно являются pH_n и χ_n (см. рис. 1.).

Соотношение (1) при этом принимает форму:

$$(\overline{C}_r^*)_n = F_H (pH_n, \chi_n)^T + (l_{pH}, l_\chi)^T,$$

где l_{pH} – погрешность наблюдения pH_n ; l_χ – погрешность наблюдения χ_n ; F_H выполнен как асимптотический и реализуемый в пределах заданного времени $0 < \tau_{зад} < \infty$ идентификатор состояния, для которого соблюдается условие: $\lim_{\tau \rightarrow \tau_{зад}} \| (\overline{C}_r^*)_n - (\overline{C}_r)_n \| \leq \varepsilon_{зад}$, где $\varepsilon_{зад}$ – заданная допустимая погрешность. Поставлена и решена задача идентификации недоступных прямому измерению концентраций компонентов минерализации по интегральным показателям качества pH и χ .

Для решения этой обратной задачи разработанная ФОМ параметрически идентифицируема, обеспечивает непродолжительное время получения прямых решений, устойчива и корректна в отношении вычислительных процедур. Структура ФОМ (см. рис.1.) строится на основе предложенных автором методик расчёта pH и компонентов щёлочности, ионных пар электропроводности, компонентов минерализации с использованием априорной информации о потоке. Рисунки 2-3 демонстрируют хорошее качество моделирования и работы САУ.

Образующиеся при регенерации -катионитных фильтров отработавшие растворы всегда пересыщены относительно сульфата кальция. Для своевременного формирования и удаления осадка до того как начнется выпадение в катионит из раствора гипса ФОМ, в САУ используется для количественной оценки ионных пар и свободных ионов. При этом концентрации кальция в гипсосодержащем регенерационном растворе фильтров повышается путём его рециркуляции. Установка переработки и утилизации стоков обеспечивает многократное использование растворов, что резко снижает ресурсоемкость ВПУ.

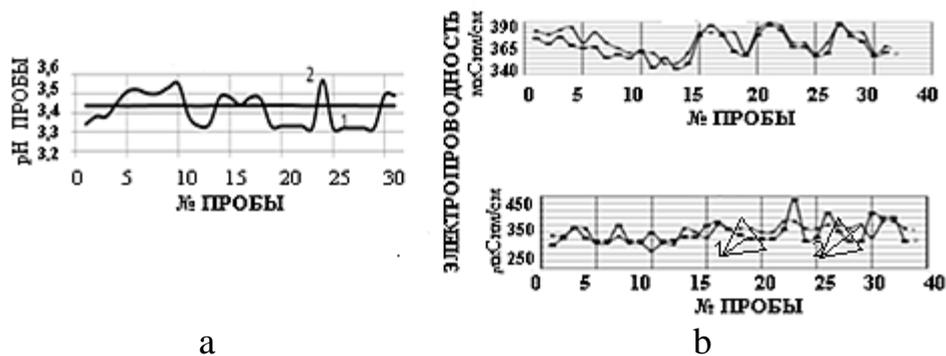


Рис.2. а- модель рН, в- модель χ . 1-эксперимент,2-расчет

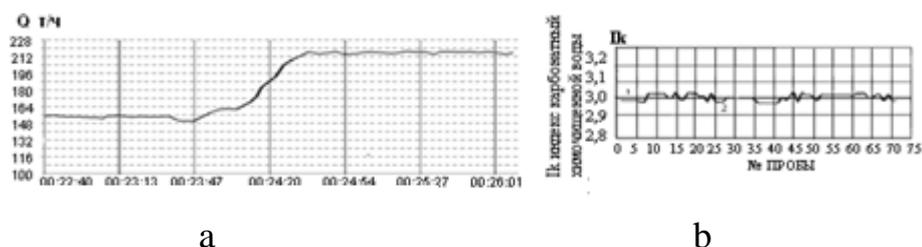


Рис.3. Стабилизация индекса карбонатного в САУ а-расход исходной воды на подмес, б-индекс карбонатный

Список литературы:

1. М. Лившиц, Дифф. уравнения и их приложения. Вестник СамГТУ, Серия «Математическая», 4, **45**, (2007)
2. М. Лившиц, Ю. Солодяникова, Сб. VIII Международной научной конференции, Современные достижения в науке и образовании, 36 (2013)
3. М.Лившиц, В.Солодянников, Ю.Солодяникова, Энергосбережение и водоподготовка, **5,9** (2009)

УДК 621.18.016

**НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ТЕМПЕРАТУРНЫЙ РЕЖИМ
ПАРОПЕРЕГРЕВАТЕЛЯ**

Логинов В.С., д. ф-м н, Парпиев А.Т., аспирант
Томский политехнический университет
E-mail: azatparpiev@mail.ru

Теплоэнергетическая отрасль промышленности имеет огромное значение в нашей жизни. Основным продуктом, производимым на теплоэлектростанциях, является пар, теплота которого полезно преобразуется, например, в механическую и электрическую энергии. Поэтому нормальное функционирование различных отраслей промышленности напрямую зависит от ТЭС (тепловая электрическая станция) и ТЭЦ (теплоэлектроцентраль). Отсюда следует, что поддержание оборудова-

ния ТЭС и ТЭЦ в исправном состоянии имеет большое значение. Основываясь на экспериментальных данных и результатах теплового, гидравлического расчета, на предприятиях теплоэнергетической отрасли разрабатываются различные меры по предотвращению разрушений труб перегревателей [1-3].

Особое внимание в наши дни уделяется изучению влияния процессов, протекающих в металле пароперегревателя котла, при пусках и остановках. Необходимо отметить, что в процессе пусков и остановок парогенератора возникают сложные нестационарные режимы с неустановившимися значениями параметров, высокими термомеханическими напряжениями, относительными удлинениями различных элементов, возможным нарушением механической целостности, скрытым появлением деформации, что значительно сокращает срок службы труб пароперегревателя.

Поэтому анализ процессов, протекающих в металле труб на внутрискруктурном уровне, при влиянии нестационарных режимов является **актуальной задачей** в наши дни, так как только эти процессы могут объяснить причину разрушения пароперегревательных поверхностей нагрева.

В настоящее время имеется большое количество работ [4-8 и др.] по исследованию изменений термомеханических свойств металла пароперегревателя на внутрискруктурном уровне при влиянии внешних и внутренних факторов как зарубежными, так и российскими учеными. Авторами этих работ отмечается, что основными причинами разрушения являются кристаллитные микронапряжения II рода и зональные микронапряжения I рода. Эти напряжения приводят к межкристаллитной и транскристаллитной коррозии. Возникают термические деформации кристаллических решеток, являющиеся следствием фазовых превращений I и II рода. Образуются цепочки пор и микротрещин при ползучести. Следует отметить, что в этих работах не приводится конкретной структурированной информации о влиянии пусков и остановок котельного агрегата на температурный режим и температурные напряжения всего пароперегревателя. При этом в работах отмечается, что вследствие высоких температур максимальные температурные напряжения скапливаются на внешней поверхности труб пароперегревателей. Как известно из практики эксплуатации парогенераторов и опытных данных, при нестационарных режимах эксплуатации распределения температур относительно радиальной и продольной координат в различных участках пароперегревателей различны. Вследствие этого температурные напряжения также будут распределяться по-разному в зависимости

от величины этих температур. Необходимо отметить, что природа изменения термических напряжений под воздействием перепадов температур и давлений до сих пор изучена недостаточно. В особенности в диапазоне температур от 650 до 720 °С, как отмечено авторами во многих работах, наблюдаются аномальные изменения термомеханических свойств в сталях различных марок, природа которых не изучена. Причиной этих изменений, согласно предположениям многих авторов, являются фазовые превращения, которые протекают на внутризеренном уровне в данном диапазоне температур. Еще одним из недостатков этих работ является то, что авторы зачастую не приводят сведения о наличии отложений различного рода и их количестве на поверхности нагрева, которые оказывают значительное влияние на температурный режим труб пароперегревателя. Одним из перспективных направлений исследования пароперегревателей котельных агрегатов также является разработка метода прогнозирования остаточного ресурса металла труб, которое напрямую связано с изучением природы изменения термических напряжений [9-11]. Основным способом исследования в этих работах, как отмечалось выше, является экспериментальный метод, который требует использования дорогостоящего оборудования и значительных финансовых затрат. Сложно получить достоверную информацию распределения температур в радиальном и продольном направлении в стенке цилиндрической трубы экспериментальным путем. Это усложняет процесс определения температурных напряжений. Что же касается аналитического метода, то он достаточно сложен и практически невозможен для решения подобных задач. Поэтому применение метода численного моделирования для этих целей является наиболее рациональным способом, а результаты, полученные при правильной постановке задачи, являются достоверными.

В настоящее время существуют различные методы численного моделирования [12], такие как методы численного интегрирования, численного дифференцирования, метод Рунге-Кутты, неявные схемы, метод стрельбы, метод Галеркина и др.. Каждый из методов обладает своими достоинствами и недостатками. Наиболее простым и удобным методом для решения вышеперечисленных задач является метод конечных разностей, так как основными достоинствами данного метода является малое число арифметических действий для ее реализации (экономичность) и слабая чувствительность к вычислительным погрешностям (абсолютная устойчивость).

Цель. В целях проверки применимости метода прогонки для решения нестационарных одномерных дифференциальных уравнений тепло-

проводности рассчитаем с ее помощью известную тестовую задачу, приведенную в [13]. Проведем сравнительный анализ полученных результатов с результатами расчетов, проведенных с использованием точного аналитического метода и приближенного аналитического метода, методика которых приводится в [14, 15]. На основе этого анализа можно будет сделать вывод о возможности применения данного метода численного моделирования для решения подобных задач.

Обозначение	Характеристика	Значение
r_1	Внутренний радиус цилиндрической стенки	0,014 м
r_2	Внешний радиус цилиндрической стенки	0,019 м
C_p	Удельная теплоемкость цилиндрической стенки (сталь 20)	504,8 Дж/(кг·°C)
ρ	Плотность цилиндрической стенки (сталь 20)	7800 кг/м ³
λ	Теплопроводность цилиндрической стенки (сталь 20)	14,278 Вт/(м·°C)
α_1	Коэффициент теплоотдачи от внутренней поверхности цилиндрической стенки к пару	1200 Вт/(м ² ·°C)
α_2	Коэффициент теплоотдачи от дымовых газов к внешней поверхности цилиндрической стенки	60 Вт/(м ² ·°C)
t	Время нагрева	170 с
T_c	Температура пара и дымовых газов	750 °C
T_n	Начальное распределение температур в стенке	³⁰⁰ °C

Задачи

1. Формулировка физико-математической модели для расчета нестационарного температурного режима участка трубы пароперегревателя.

2. Проверка достоверности результатов, полученных в ходе численного расчета физико-математической модели

Объектом исследования является полый цилиндр, помещенный в среду с постоянной температурой, рис. 1. При этом температура этого объекта превышает температуру среды, т.е. происходит процесс охлаждения цилиндрической стенки. *Тестовая задача* включает нестационарное одномерное уравнение теплопроводности полого цилиндра. Для определения температур на внешних границах цилиндрической стенки используются граничные условия третьего рода. Теплофизические свойства материала и окружающей среды принимаются постоянными величинами, и они известны. Исходные данные приведены в таблице.

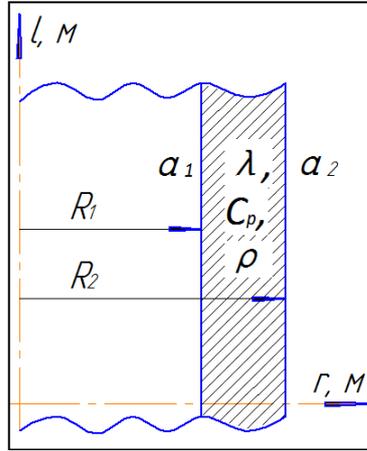


Рис. 1. Схематичное изображение объекта исследования

Математическая постановка задачи

Распределение температур в цилиндрической стенке участка трубы рассчитывалось с помощью следующего дифференциального уравнения:

$$C_p \rho \frac{\partial T(\tau, r)}{\partial \tau} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T(\tau, r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(\tau, r)}{\partial r} \right), \quad \tau > 0, \quad r_1 < r < r_2, \quad (1)$$

$$\tau = 0; \quad T(0, r) = T_H;$$

$$r = r_1; \quad \lambda \frac{\partial T(\tau, r_1)}{\partial r} = -\alpha_1 [T_C - T(\tau, r_1)];$$

$$r = r_2; \quad \lambda \frac{\partial T(\tau, r_2)}{\partial r} = \alpha_2 [T_C - T(\tau, r_2)],$$

где C_p – теплоемкость стали, Дж/(кг·°С); ρ – плотность стали, кг/м³; λ – коэффициент теплопроводности стали, Вт/(м·°С); T_H – начальное распределение температур, °С; α_1, α_2 – соответственно коэффициенты теплоотдачи от внутренней поверхности к пару и от дымовых газов к внешней поверхности, Вт/(м²·°С); T_C – температура среды, °С.

Метод исследования

Вышеприведенная математическая модель (1) рассчитывалась с использованием неявной схемы по методу прогонки [16, 17]. Следует отметить, что этот метод решения не только устойчив относительно ошибок округления, но и позволяет решать системы уравнений, содержащие несколько сотен неизвестных. Также к достоинствам данного метода следует отнести простоту вычислений, производимых на ЭВМ.

Аналитическое решение задачи известно [14]:

$$T(\tau, r) = T_C - \sum_{n=1}^{\infty} E_n \exp(-\mu_n Fo) W_0 \left(\frac{\mu_n}{r_1}, r \right). \quad (2)$$

Здесь μ_n - корни характеристического уравнения:

$$\left[\frac{\alpha_1}{\lambda} J_0(\mu) + \frac{\mu}{r_1} J_1(\mu) \right] \left[\frac{\alpha_2}{\lambda} Y_0\left(\mu \frac{r_2}{r_1}\right) + \frac{\mu}{r_1} Y_1\left(\mu \frac{r_2}{r_1}\right) \right] -$$

$$- \left[\frac{\alpha_2}{\lambda} J_0(\mu r_1) - \frac{\mu}{r_1} J_1\left(\mu \frac{r_2}{r_1}\right) \right] \left[\frac{\alpha_1}{\lambda} Y_0(\mu) + \frac{\mu}{r_1} Y_1(\mu) \right] = 0,$$

$$W_0\left(\frac{\mu_n}{r_1}, r\right) = - \left[\frac{\alpha_1}{\lambda} Y_0(\mu_n) + \frac{\mu_n}{r_1} Y_1(\mu_n) \right] J_0\left(\mu_n \frac{r}{r_1}\right) + \left[\frac{\mu_n}{r_1} J_1(\mu_n) + \frac{\alpha_1}{\lambda} J_0(\mu_n) \right] Y_0\left(\mu_n \frac{r}{r_1}\right),$$

$$E_n = \frac{\pi^2 (\mu_n / r_1)^2}{2} \left[\frac{\alpha_2}{\lambda} J_0\left(\mu_n \frac{r_2}{r_1}\right) + \frac{\mu_n}{r_1} J_1\left(\mu_n \frac{r_2}{r_1}\right) \right]^2 \cdot \int_{r_1}^{r_2} r (T_C - T_H) \cdot W_0\left(\frac{\mu_n}{r_1}, r\right) \times$$

$$\times \left\{ \left[\left(\left(\frac{\mu_n}{r_1} \right)^2 + \left(\frac{\alpha_2}{\lambda} \right)^2 \right) \left[\frac{\alpha_1}{\lambda} J_0(\mu_n) + \frac{\mu_n}{r_1} J_1(\mu_n) \right]^2 - \left(\left(\frac{\mu_n}{r_1} \right)^2 + \left(\frac{\alpha_1}{\lambda} \right)^2 \right) \left[\frac{\alpha_2}{\lambda} J_0\left(\mu_n \frac{r_2}{r_1}\right) + \frac{\mu_n}{r_1} J_1\left(\mu_n \frac{r_2}{r_1}\right) \right]^2 \right] \right\}.$$

Приближенное аналитическое решение рассматривалось в виде функции:

$$\Phi(\tau, r) = T_C - T(\tau, r) = C_1(\tau) + \frac{r}{r_2} C_2(\tau) + \left(\frac{r}{r_2} \right)^2 C_3(\tau),$$

где коэффициенты $C_1(\tau)$, $C_2(\tau)$, $C_3(\tau)$ определялись из начального и граничных условий. В результате несложных алгебраических преобразований было получено следующее выражения для определения поля температур в полем цилиндре:

$$T(\tau, r) = T_C (1 - \exp(\tau L(r))) + T_H \exp(\tau L(r)), \quad (3)$$

$$\text{где } L(r) = \frac{\lambda}{C_{p\rho}} \left[\frac{4}{r_2^2} - \frac{M}{r \cdot r_2} \right] \times \left[N - \left(\frac{M \cdot r}{R_2} \right) + \left(\frac{r}{R_2} \right)^2 \right]^{-1},$$

$$M = \frac{\left[\frac{2\lambda\alpha_2 r_1}{r_2^2} - \alpha_1 \alpha_2 \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 + \frac{2\lambda\alpha_1}{r_2} + \alpha_1 \alpha_2 \right]}{\left[\frac{\lambda\alpha_2}{r_2} - \alpha_1 \alpha_2 \frac{r_1}{r_2} + \frac{\lambda\alpha_1}{r_2} + \alpha_1 \alpha_2 \right]}, \quad N = \frac{\left[- \left(\frac{M}{r_2} \right) + \frac{M\alpha_1 r_1}{\lambda r_2} + \frac{2r_1}{r_2^2} - \frac{\alpha_1}{\lambda} \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \right]}{\frac{\alpha_1}{\lambda}}.$$

При решении поставленных задач использовались среды программирования Turbo Pascal и Mathcad.

В ходе расчета физико-математической постановки задачи и ее проверки были получены следующие результаты:

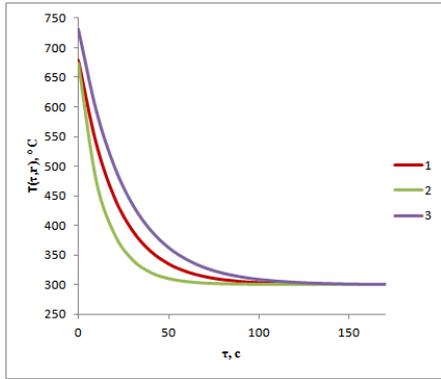


Рис. 2. Распределения температур на внутренней поверхности полого цилиндра, полученные: 1 – методом численного моделирования; 2 – аналитическим методом; 3 – приближенным аналитическим методом

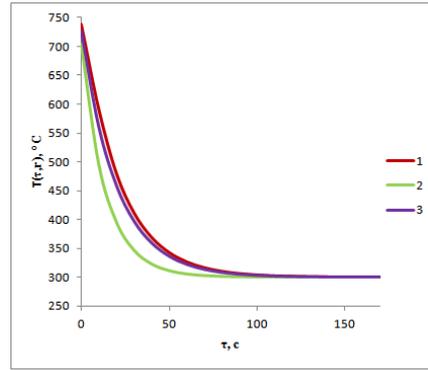


Рис. 3. Распределения температур на наружной поверхности полого цилиндра, полученные: 1 – методом численного моделирования; 2 – аналитическим методом; 3 – приближенным аналитическим методом

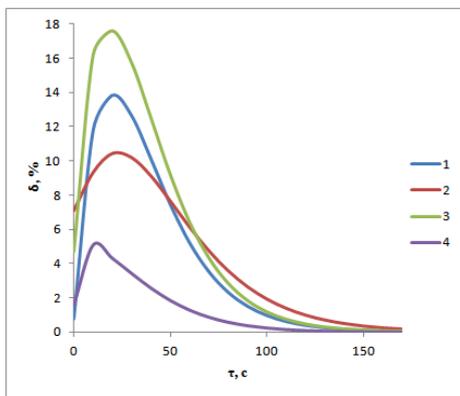


Рис.4. Поле погрешностей: 1, 2 – для распределений температур на внутренней поверхности полого цилиндра: 1 – при сравнении с результатами расчета с использованием аналитического метода, 2 – приближенного аналитического метода; 3, 4 – для распределений температур на наружной поверхности полого цилиндра: 3 – при сравнении с результатами расчета с использованием аналитического метода, 4 – приближенного аналитического метода.

Как видно из полученных результатов, во всех трех случаях расчета в диапазоне времен от 0 до 60 с происходит резкое снижение температуры, как наружной, так и внутренней поверхности полого цилиндра, что обусловлено повышенными коэффициентами теплоотдачи на соответствующих поверхностях и высокой температурой цилиндрической стенки. Далее вследствие постоянства теплофизических свойств, процесс снижения температуры замедляется и наступает стационарный режим в момент времени $\tau = 170$ с. Нетрудно заметить, что результаты численного расчета практически совпадают с результатами, полученными с использованием аналитического и приближенного аналитического метода при $Fo > 0,5$. При этом результатов расчета не превышает 2 %. Исходя из этих соображений, можно сказать, что метод прогонки применим для расчета нестационарных одномерных дифференциальных уравнений теплопроводности при больших числах Фурье.

В настоящей работе доказана применимость метода прогонки для расчета нестационарных одномерных дифференциальных уравнений теплопроводности путем сравнения численных результатов тестовой задачи с результатами, полученными в ходе ее решения с использованием аналитического и приближенного аналитического методов. Данный метод численного моделирования применим при расчете задач подобных тестовой при больших числах Фурье $Fo > 0,5$.

Список литературы:

1. Богачев В.А., Таран О.Е. Влияние тепловой неравномерности на температуру и надежность металла конвективных пароперегревателей // Электрические станции. – 2002. – № 2. – С. 21 – 24.
2. Богачев В.А. Температурный режим поврежденного змеевика пароперегревателя // Электрические станции. – 2009. – № 5. – С. 20 – 23.
3. Верховский Г.Е., Лепав П.А. Повышение надежности работы пароперегревателей барабанных котлов с помощью оптимизации регулирования перегрева // Энергетик. – 2010. – № 1. – С. 25 – 28.
4. Закирова А.А., Зарипова Р.Г., Семенов В.И. Структура и механические свойства углеродистых сталей, подвергнутых интенсивной пластической деформации кручением // Машиностроение. Материаловедение и термическая обработка металлов – 2008. – Т. 11. – № 2. – С. 123 – 130.

УДК 532.5

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СТАНДАРТНЫХ k - ε И k - ω МОДЕЛЕЙ НА ПРИМЕРЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В ЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ

Мирошниченко И.В.¹, Шеремет М.А.^{1,2}, д.ф.-м.н.

¹Томский государственный университет, г. Томск

²Томский политехнический университет, г. Томск

E-mail: miroshnichenko@land.ru

Конвективные процессы играют важную роль в природных явлениях и во многих отраслях техники. В настоящее время изучение процессов переноса тепла и массы связано с достаточно широким кругом задач [1]. Так как эти процессы очень важны, управление ими является ключевой задачей. В свою очередь, для этого необходимо понимание существа этих явлений и методов их моделирования.

Цель данной работы заключается в математическом моделировании турбулентных режимов естественной конвекции в замкнутой квадратной полости с адиабатическими горизонтальными и изотермическими вертикальными стенками на основе двух стандартных моделей турбулентности (k - ε и k - ω).

Рассматривается краевая задача турбулентного конвективного теплопереноса в замкнутой квадратной области. Среда, занимающая внутреннюю полость, считается теплопроводной, ньютоновской жидкостью, удовлетворяющей приближению Буссинеска. Режим течения турбулентный. Вертикальные стенки полости $x = 0$ и $x = L$ поддерживаются при постоянных по высоте, но различных температурах T_1 и T_2 ($T_1 > T_2$), а горизонтальные стенки предполагаются теплоизолированными.

С учетом физической постановки задачи процесс переноса тепла в анализируемой области решения описывается системой нестационарных двумерных уравнений турбулентной естественной конвекции в безразмерных преобразованных переменных «функция тока – завихренность – температура» [2].

Для получения более точных значений искомых параметров вблизи стенок используется специальное преобразование координат для сгущения разностной сетки, позволяющее от неравномерной сетки в физической области перейти к равномерной сетке в вычислительной области. Данное преобразование имеет следующий вид:

$$\xi = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \operatorname{tg} \left[\frac{\pi}{2} (2X - 1) \varepsilon \right] / \operatorname{tg} \left[\frac{\pi}{2} \varepsilon \right] \right\}; \quad \eta = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \operatorname{tg} \left[\frac{\pi}{2} (2Y - 1) \varepsilon \right] / \operatorname{tg} \left[\frac{\pi}{2} \varepsilon \right] \right\}.$$

В результате процесс переноса массы, импульса и энергии в безразмерных переменных «функция тока – завихренность скорости» с учетом отмеченного выше преобразования координат описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{d^2 \xi}{dX^2} \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} + \left(\frac{d\xi}{dX} \right)^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \frac{d^2 \eta}{dY^2} \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} + \left(\frac{d\eta}{dY} \right)^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta^2} = -\Omega, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + \left(U - \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial v_t}{\partial \xi} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi} + \left(V - \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial v_t}{\partial \eta} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Omega}{\partial \eta} = \\ & = \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\frac{\sqrt{\operatorname{Pr}}}{\sqrt{\operatorname{Ra}}} + v_t \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi} \right] + \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\frac{\sqrt{\operatorname{Pr}}}{\sqrt{\operatorname{Ra}}} + v_t \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Omega}{\partial \eta} \right] + \end{aligned} \quad (2)$$

$$+ \left(\frac{d^2 \xi}{dX^2} \frac{\partial v_t}{\partial \xi} + \left(\frac{d\xi}{dX} \right)^2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial \xi^2} - \frac{d^2 \eta}{dY^2} \frac{\partial v_t}{\partial \eta} - \left(\frac{d\eta}{dY} \right)^2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial \eta^2} \right) \times$$

$$\times \left(\Omega + 2 \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial U}{\partial \eta} \right) + 4 \frac{d\xi}{dX} \left(\frac{d\eta}{dY} \right)^2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial \xi \partial \eta} \frac{\partial V}{\partial \eta} + \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi},$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + U \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} + V \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} = \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\frac{1}{\sqrt{\text{RaPr}}} + \frac{v_t}{\text{Pr}_t} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right] + \\ + \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\frac{1}{\sqrt{\text{RaPr}}} + \frac{v_t}{\text{Pr}_t} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

В качестве моделей турбулентности рассматривались стандартная k - ε модель[2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial K}{\partial \tau} + U \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial K}{\partial \xi} + V \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial K}{\partial \eta} = \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\sqrt{\text{Pr}} + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial K}{\partial \xi} \right] + \\ + \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\sqrt{\text{Pr}} + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial K}{\partial \eta} \right] + \bar{P}_k + \bar{G}_k - E, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial \tau} + U \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial E}{\partial \xi} + V \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial E}{\partial \eta} = \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\sqrt{\text{Pr}} + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial E}{\partial \xi} \right] + \\ + \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\sqrt{\text{Pr}} + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial E}{\partial \eta} \right] + [c_{1\varepsilon} (\bar{P}_k + c_{3\varepsilon} \bar{G}_k) - c_{2\varepsilon} E] \frac{E}{K}. \end{aligned} \quad (5)$$

и стандартная k - ω модель:

$$\begin{aligned} \frac{\partial K}{\partial \tau} + U \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial K}{\partial \xi} + V \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial K}{\partial \eta} = \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\sqrt{\text{Pr}} + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial K}{\partial \xi} \right] + \\ + \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\sqrt{\text{Pr}} + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial K}{\partial \eta} \right] + \bar{P}_k + \bar{G}_k - \beta^* WK, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial \tau} + U \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial W}{\partial \xi} + V \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial W}{\partial \eta} = \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\sqrt{\text{Pr}} + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial W}{\partial \xi} \right] + \\ + \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\sqrt{\text{Pr}} + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial W}{\partial \eta} \right] + \alpha \frac{W}{K} \bar{P}_k + \frac{W}{K} \bar{G}_k - \beta W^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь

$$\bar{P}_k = v_t \left[2 \left(\frac{d\xi}{dX} \frac{\partial U}{\partial \xi} \right)^2 + 2 \left(\frac{d\eta}{dY} \frac{\partial V}{\partial \eta} \right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dY} \frac{\partial U}{\partial \eta} + \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial V}{\partial \xi} \right)^2 \right],$$

$$\bar{G}_k = -\frac{v_t}{\text{Pr}_t} \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta}, \quad v_t = c_\mu K^2 / E.$$

Параметры стандартной k - ε модели:

$$\sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3, \quad Pr_t = 1.0, \quad c_\mu = 0.09, \quad c_{1\varepsilon} = 1.44, \quad c_{2\varepsilon} = 1.92, \quad \sigma_{3\varepsilon} = 0.8.$$

Параметры стандартной $k-\omega$ модели:

$$\alpha = 0.56, \quad \beta = 0.075, \quad \beta^* = 0.09, \quad \sigma_k = 0.5, \quad \sigma_\omega = 0.5.$$

Начальные и граничные условия для сформулированной задачи (1)–(5) или (1)–(3), (6), (7) подробно описаны в [2, 3].

Сформулированная краевая задача решена численно методом конечных разностей [2] на равномерной сетке (ξ, η) 200×200 . Уравнения параболического типа решались с использованием локально-одномерной схемы А.А. Самарского. Полученная таким образом система линейных алгебраических уравнений с трехдиагональной матрицей разрешалась методом прогонки. Конвективные слагаемые аппроксимировались на основе монотонной аппроксимации А.А. Самарского, диффузионные слагаемые – с использованием центральных разностей. Разностное уравнение Пуассона для функции тока разрешалось на основе метода последовательной верхней релаксации.

Численное исследование проводилось в широком диапазоне изменения чисел Рэлея и Прандтля ($10^7 \leq Ra \leq 1.58 \cdot 10^9$, $Pr = 0.7, 7.0, 0.0115$). Были установлены распределения изолиний функции тока, температуры, кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации. Показано, что с увеличением числа Рэлея толщина теплового пограничного слоя уменьшается, а ядра конвективного течения сужаются. В случае малых значений числа Прандтля ($Pr = 0.0115$) в центральной части формируется трехядерная конвективная ячейка. Полученные в работе результаты позволили проанализировать две модели турбулентности (стандартные $k-\varepsilon$ и $k-\omega$) и сравнить их с данными эксперимента [3] (рис. 1). Стандартная $k-\varepsilon$ модель в поставленной задаче выглядит предпочтительнее и лучше согласуется с результатами других авторов [3, 4].

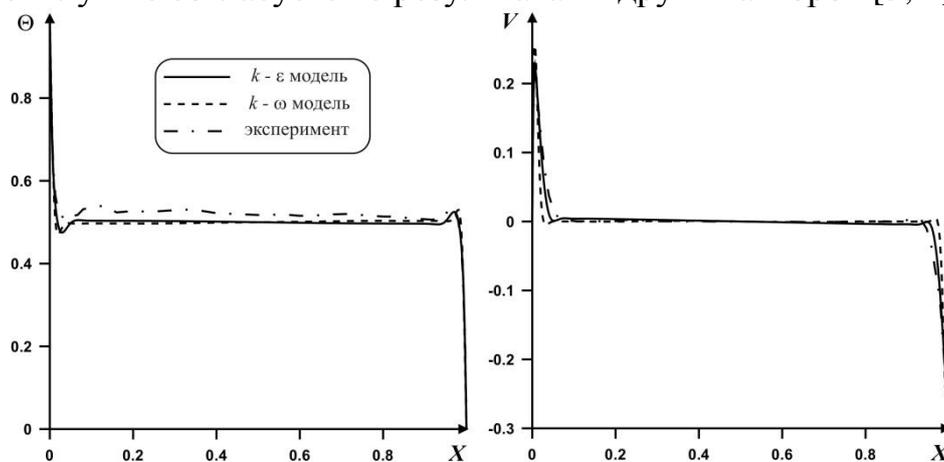


Рис. 1. Распределения температуры и вертикальной компоненты скорости в среднем сечении полости в сравнении с данными эксперимента [3]

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 14-08-31137 мол_а).

Список литературы:

1. Гортышов Ю.Ф., Попов И.А., Олимпиев В.В., Щелчков А.В., Каськов С.И., Гуреев В.М. Вчера, сегодня и завтра интенсификации теплообмена // Труды 5 Российской национальной конференции по теплообмену. – Москва, 2010. – Т. 1. – С. 37–40.
2. Шеремет М.А. Математическое моделирование турбулентных режимов сопряженной термогравитационной конвекции в замкнутой области с локальным источником тепла // Теплофизика и аэромеханика. – 2011. – Т. 18, №1. – С. 117–131.
3. Ampofo F., Karayiannis T.G. Experimental benchmark data for turbulent natural convection in an air filled square cavity // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2003. – Vol. 46. – Pp. 3551–3572.
4. Zhuo C., Zhong C. LES-based filter-matrix lattice Boltzmann model for simulating turbulent natural convection in a square cavity // International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2013. – Vol. 42. – Pp. 10–22.

УДК 536.2:

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ
ЦЕНТРАЛИЗОВАННЫХ СИСТЕМ ОТОПЛЕНИЯ С
ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИЕЙ ОТОПИТЕЛЬНЫХ
ПРИБОРОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДАХ РЕГУЛИРОВАНИЯ
ТЕПЛОПОТРЕБЛЕНИЯ**

Морозов М.Н., Стрижак П.С.

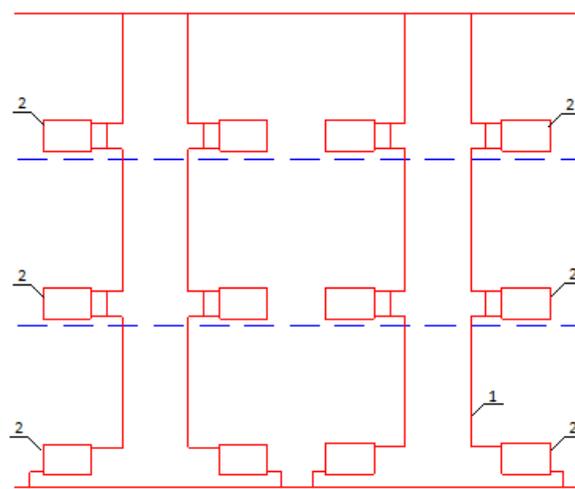
Томский политехнический университет Томск

В последнее время вопрос энергосбережения и повышения энерго- и ресурсоэффективности во всех сферах жизнедеятельности стал подниматься на различных уровнях [1, 2].

Особое значение уделяют мероприятиям, направленным на повышение энергоэффективности зданий и сооружений административного и производственного назначений [3-9].

К современным системам теплоснабжения предъявляются следующие требования: с одной стороны необходимо поддерживать параметры микроклимата на комфортном уровне, а с другой требуется повышение энергоэффективности инженерных систем жизнеобеспечения здания.

Цель настоящей работы заключается в исследовании однотрубной конфигурации системы отопления здания при местном регулировании в тепловом пункте, а также в случае дополнения системы индивидуальными регуляторами.



*Рис 1. План однотрубной вертикальной конфигурации системы отопления.:
1 – водопроводная труба, 2 – отопительный прибор.*

Объектом моделирования является система централизованного теплоснабжения типового административного здания. Система состоит из теплового пункта, магистральных подающих и отводящих трубопроводов, стояков, подводок к отопительным приборам, нагревательных элементов, а также сопутствующей запорно-регулирующей арматуры. Теплоснабжение здания осуществляется от центрального теплового пункта (ЦТП) по температурному графику 95/70 °С.

Ввод системы теплоснабжения в корпус осуществляется через узел учета индивидуального теплового пункта (ИТП). ИТП спроектирован по зависимой схеме с применением насосной циркуляции и подмешиванием теплоносителя из обратного трубопровода в подающий [10, 11].

Объектом исследования в рамках данной работы была выбрана однотрубная конфигурация с последовательным присоединением отопительных приборов рис. 1.

Система является комбинированной: обвязка радиаторов верхних этажей выполнена с байпасом, нижний этаж – проточная система.

Для оценки энергоэффективности однотрубных систем отопления при различных методах регулирования разработана универсальная тепловая модель здания.

В качестве платформы для имитационной модели выбрано приложение Simulink математического пакета Matlab [12]. Также при разработке модели использовались библиотеки приложения Simscape, что позволило применять концепцию «акаузального» (физического) моделирования [13].

Реализация модели в пакете Matlab основывается на представлении каждого отдельного функционального компонента [12, 13] в виде блоков s-функций и подсистем (рис. 2, 3).

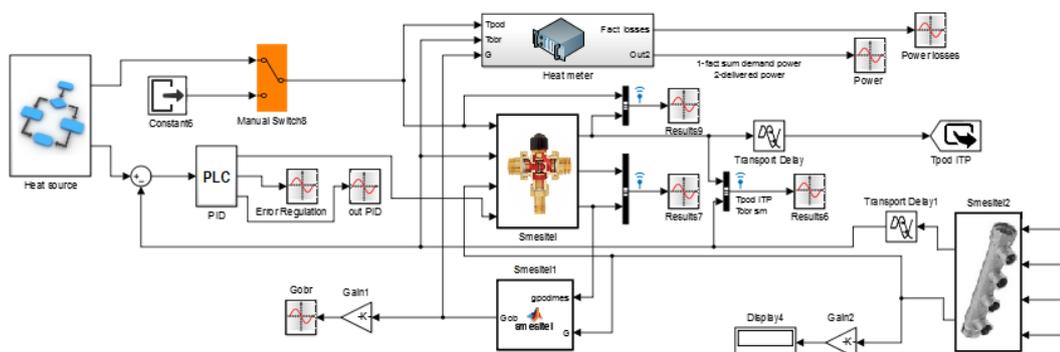


Рис. 2. Тепловая модель системы теплоснабжения здания.

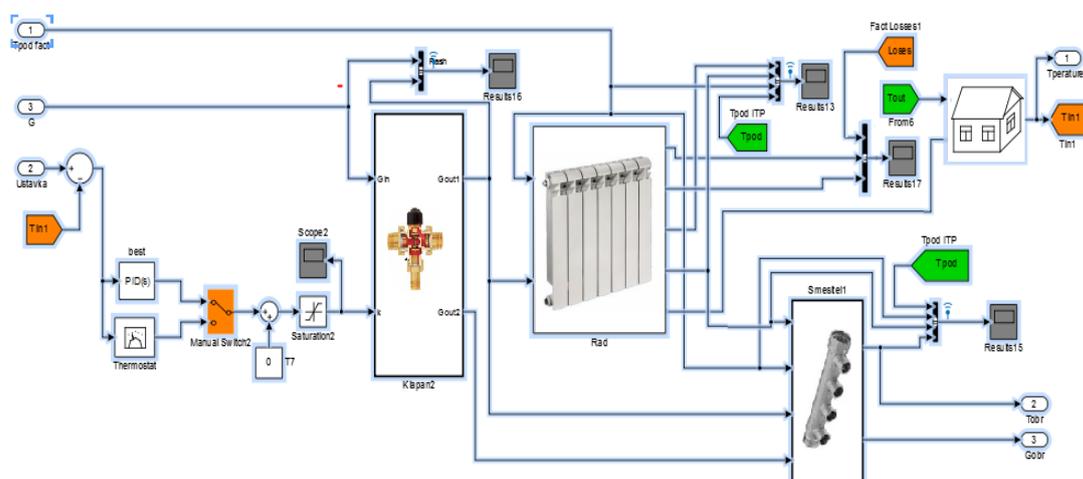


Рис. 3. Фрагмент модели помещения здания.

В основе тепловой модели системы теплоснабжения здания лежит закон сохранения энергии для типового помещения [14].

Для моделирования различных механизмов теплообмена между компонентами модели применялись законы теплопроводности Фурье, а также Ньютона-Рихмана, описывающего механизм конвективного теплообмена [14].

Универсальность модели позволяет применять её для различных целей: оценка энергоэффективности систем отопления различных конфигураций, методов регулирования теплоснабжения, а также для задач исследования надежности систем теплоснабжения и прогнозирования аварийных ситуаций тепловых сетей.

В данном контексте модель может использоваться в качестве инструмента при разработке технико-экономического обоснования в системе энергетического менеджмента согласно стандарту ISO 50001:2011

“Системы энергетического менеджмента – Требования и рекомендации к использованию” [15].

Примером может служить реализация индивидуального теплового режима здания []. При этом предполагается введение режима пониженного теплопотребления, при котором температура воздуха внутри помещений снижается до уровня, допустимого параметрами тепло-влажностного режима, нормативными документами, а также из экономических соображений.

Для решения задачи, поставленной в данной работе, проведено две серии опытов, заключающихся в исследовании влияния внешнего возмущающего фактора (температура наружного воздуха T_{out}) на тепловой режим помещений, содержащих систему отопления:

- 1) с индивидуальным регулированием;
- 2) с местным регулированием в ИТП без индивидуального.

В каждой серии опытов были рассмотрены три помещения, расположенные на различных этажах здания (рис. 1), отопительные приборы которых соединены последовательно – вертикальная однотрубная разводка. В качестве внешнего возмущающего фактора была принята температура наружного воздуха T_{out} , изменение которой задавалось в диапазоне $[-40; 5]$ °С с шагом 5 °С.

Сравнительный анализ результатов моделирования первой серии опытов показал, что индивидуальное регулирование отопительного прибора обеспечивает стабилизацию регулируемого параметра – температуры воздуха внутри помещений T_{in} .

Оценка качества переходных процессов проводилась по времени регулирования. После моделирования установленного температурного диапазона внешнего возмущающего фактора полученные данные подвергались обработке, результаты которой сведены в табл. 1.

Анализ данных указывает на рост времени регулирования для помещения первого этажа. Последнее объясняется недостаточной температурой теплоносителя на входе в отопительные приборы. При этом локальная автоматическая система регулирования не справляется со своей главной задачей – стабилизацией температуры воздуха в помещении.

Анализ второй серии опытов показывает, что отсутствие индивидуального регулирования не позволяет системе отопления поддерживать оптимальный тепловой режим помещений при рассматриваемых погодных условиях (табл. 2).

Также анализ показывает, что температура воздуха внутри помещения третьего этажа T_{in} оказывается завышенной во всем диапазоне

изменения внешнего возмущающего воздействия (T_{out}), т.е. в течение всего отопительного сезона.

Таблица 1. Результаты исследования реакции системы на внешнее возмущающее воздействие

Наружная температура T_{out} , °С	Время регулирования t_{reg} , с $\times 10^4$		
	Помещение 3-го этажа (№ 3)	Помещение 2-го этажа (№ 2)	Помещение 1-го этажа (№ 1)
5...0	0,0608	0,0776	0,2655
0...-5	0,0628	0,1296	0,2661
-5...-10	0,0621	0,1284	0,2243
-10...-15	0,0623	0,0872	5,9
-15...-20	0,0598	0,0867	4,55
-20...-25	0,0585	0,088	4,58
-25...-30	0,0582	0,0925	4,6
-30...-35	0,067	0,1067	4,63
-35...-40	0,0532	0,1607	4,117

Таблица 2. Результаты исследования теплового режима здания при внешнем возмущающем воздействии в случае местного погодозависимого регулирования

Наружная температура T_{out} , °С	Температура в помещении T_{in} , °С		
	Помещение 3-го этажа (№ 3)	Помещение 2-го этажа (№ 2)	Помещение 1-го этажа (№ 1)
5	26,37	24,68	22,51
0	25,68	23,92	21,64
-5	25,49	23,49	20,87
-10	25,32	23,05	20,04
-15	25,15	22,61	19,24
-20	24,97	22,18	18,45
-25	24,79	21,75	17,66
-30	24,59	21,32	16,89
-35	24,59	21,06	16,27

Наоборот, помещение первого этажа характеризуется дефицитным теплоснабжением. В настоящее время система отопления не только не удовлетворяет нормативным значениям параметров микроклимата, но и вызывает дополнительные теплотери из-за «перетоков» (превышение температуры воздуха в помещении T_{in}).

Неравномерное распределение теплоносителя по отопительным приборам является наиболее важным недостатком однотрубных систем отопления. Данную проблему не удастся решить и при внедрении в ИТП современного регулятора с погодным компенсатором.

Исследования показали, что комплексная модернизация отопительной системы, основанная на внедрении локальных регуляторов теплопотребления (распределенная система) в дополнении к центральному «общему» контроллеру ИТП, позволяет получить качественно новые возможности. Таким образом, становится возможным поддержание индивидуального теплового режима помещения, в то время, как точное регулирование в соответствии с ПИД-, ПД- или ПИ-законами исключает перерасход тепла, что вызвано превышением температуры воздуха в помещениях T_{in} .

В случае распределенной системы наблюдается автоматическое перераспределение теплоносителя между отопительными приборами. Однако при активном вмешательстве терморегуляторов изменяется перепад давления на разных участках гидравлической системы. Снизить негативное влияние данного эффекта поможет внедрение автоматических балансировочных клапанов.

Выводы

Разработана модель системы централизованного теплоснабжения здания, которая позволяет проводить исследования, направленные на выявление недостатков централизованных систем отопления в условиях эксплуатации, максимально приближенных к реальным.

Выполненные исследования дают возможность оценить эффективность применения различных вариантов систем регулирования теплопотребления: централизованного в ИТП с использованием погодозависимого алгоритма отдельно, а также в совокупности с локальными регуляторами, интегрированными в единое информационное пространство.

Показано, что однотрубная конфигурация системы отопления позволяет поддерживать параметры климата здания в оптимальном диапазоне с учетом минимизации энергопотребления только при создании распределённых систем управления (сочетание местного погодозависимого регулирования в ИТП и индивидуального – в каждом помещении).

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (госконтракт 2.1321.2014).

Список литературы:

1. V. Roshchanka, M. Evans, Playing hot and cold: how can Russian heat policy find its way toward energy efficiency (Pacific Northwest National Laboratory, Washington, 2012)
2. G. Keikkala, A. Kask, J. Dahl, V. Malyshev, V. Kotomkin, Energ. Policy B 35, 1452 (2007)
3. A. Korppo, N. Korobova, Energ. Policy B 42, 213 (2012)
4. A. Boute, Pace Envtl. L. Rev. B 29, 746 (2012)

5. Z. Wang, Y. Ding, G. Geng, N. Zhu, *Energy Convers. Manage.* B 77, 233 (2014)
6. G. Dall'O, L. Sarto, *Energy and Build.* B 67, 298 (2013)
7. G. Mustafaraj, D. Marini, A. Costa, M. Keane, *Appl. Energy* B 130, 72 (2014)
8. T. Berger, C. Amann, H. Formayer, A. Korjenic, B. Pospischal, C. Neururer, R. Smutny, *Energy and Build.* B 80, 517 (2014)
9. M.D. Moldovan, I. Visa, M. Neagoe, B.G. Burduhos, *Energy Procedia* B 48, 924 (2014)
10. M. Zago, A. Casalegno, R. Marchesi, F. Rinaldi, *Energies* B 4, 2115 (2011)
11. O. Ibrahim, F. Fardoun, R. Younes, H. Louahlia-Gualous, *Build. Environ.* B 72, 259 (2014)
12. M. Kiyani, E. Bingöl, M. Melikoglu, A. Albostan, *Energy Convers. Manage.* B 72, 147 (2013)
13. D. Broman, P. Fritzson, *Proceedings of the 2nd International workshop on equation-based object-oriented languages and tools*, 59 (Paphos, Cyprus, 2008)
14. P. Lauenburg, J. Wollerstrand, *Proceedings of the 11th International Building Performance Simulation Association Conference*, 150 (Glasgow, 2009)
15. C. Eccleston, F. March, T. Cohen, *Inside Energy: The Handbook for Implementing an ISO 50001 Energy Management Systems* (CRC Press, 2011)
16. M. Wallace, R. McBride, S. Aumi, P. Mhaskar, J. House, T. Salisbury, *Chem. Eng. Sci.* B 69, 45 (2012)
17. S. Privara, Z. Vana, E. Zacekova, *Energy and Build.* B 55, 341 (2012)
18. M. Maasoumy, M. Razmara, M. Shahbakhti, A. Sangiovanni Vincentelli, *Energy and Build.* B 77, 377 (2014)
19. H.F. Scherer, M. Pasamontes, J.L. Guzman, J.D. Alvarez, E. Camponogara, J.E. Normey-Rico, *J. Process Control*, B 24, 740 (2014)

УДК 548.4:539.1

ПРОЦЕССЫ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ ОБЛУЧЕНИЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Орлов А.В., к.ф.-м.н., Платонов Н.И., д.т.н.

Югорский государственный университет, г. Ханты-Мансийск

E-mail: a_orlov@ugrasu.ru

Актуальной задачей современного материаловедения является разработка новых материалов с повышенной радиационной стойкостью. Облучение связано с инъекцией значительных порций энергии в объем материала. Диссипация введенной энергии производится по различным каналам, основным из которых является выделение тепловой энергии. Параллельно с прямым тепловыделением облучение сопровождается интенсивной генерацией дефектов кристаллической решетки в металлах и сплавах. Системы дефектов решетки часто оказываются неустойчивыми, что приводит к структурно - фазовым превращениям (порообразованию, сегрегации элементов и т.п.).

Разработан предсказательный метод термодинамического анализа стабильности металлических систем при умеренных дозах радиацион-

ного воздействия на них. Апробация метода проведена для описания радиационной пористости. Поры развиваются вследствие распада пересыщенного раствора вакансий в металле.

Зная явную зависимость локальной плотности энергии Гиббса от концентраций, температуры, давления можно вычислить локальные значения химических потенциалов как для атомов определенного сорта в сплаве, так и для точечных дефектов. Потoki частиц одного сорта определяются градиентами соответствующих химических потенциалов

$$J_i = - \frac{D_i n_i}{kT} \text{grad } \mu_{xi}.$$

Здесь D_i – коэффициент диффузии частиц определенного сорта. В результате преобразований уравнения для потоков частиц могут быть приведены к виду

$$J_i = - D_{\text{эф}} \text{grad } n_i. \quad (1)$$

Уравнения для потоков в форме (1) пригодны для термодинамического анализа. Если имеется область концентраций и температур, в которой эффективный коэффициент диффузии атомов определенного сорта принимает отрицательные значения $D_{\text{эф}} \leq 0$, то это является свидетельством восходящей диффузии. При восходящей диффузии малые флуктуации концентрации атомов будут расти, что приводит к сегрегации элементов сплава. Так, если потоки записаны для однородного твердого раствора (пусть даже гипотетического), то положительность эффективного коэффициента диффузии свидетельствует о факте синтеза в данных условиях однородного твердого раствора.

При вакансионном характере диффузии поток вакансий определяется суммой потоков атомов всех компонентов сплава. По знаку эффективного коэффициента диффузии вакансий можно судить о том, будут ли в данной металлической системе происходить процессы порообразования. Такие процессы действительно происходят при приложении значительных напряжений растяжения, либо при радиационном воздействии.

Важным представляется тот факт, что при наличии в образце кристалла избыточных вакансий, приблизительно однородно распределенных по объему, возникают упругие растягивающие напряжения, величина которых пропорциональна концентрации вакансий [1]

$$\sigma = - B \cdot n_v. \quad (2)$$

Здесь коэффициент B зависит от мощности дефекта, упругих свойств среды, формы и размеров образца. Тогда вклад в химический потенциал атомов, связанный с упругими напряжениями определяется

$$\Delta\mu_{\text{ха}} = -B \cdot \Omega \cdot n_v,$$

где Ω – атомный объем.

Растяжение (2) не учитывает влияние поверхностной энергии. Можно предположить, что дополнительная энергия имеет место не только в случае наличия свободной поверхности с нулевой кривизной, но и в случае неоднородного распределения вакансий в их скоплении. Считая распределение вакансий в скоплении сферически симметричным, полагаем, что тонкий сферический слой радиуса r дает вклад в давление Лапласа вида

$$d\sigma = \frac{2 \cdot \alpha}{r \cdot n_0} dn_v,$$

где α – коэффициент поверхностного натяжения (типичное значение для ряда металлов составляет $0,1 \text{ эВ}/\text{Å}^2$), n_0 – концентрация узлов решетки. Окончательно для сферически симметричного скопления вакансий в поле растягивающих напряжений определяется

$$\sigma(r) = A \cdot n_v + \frac{2 \cdot \alpha}{n_0} \int_r^\infty \frac{dn_v}{r}.$$

Вклад в упругие напряжения поверхностной энергии по оценкам существенен на стадии зарождения и роста пор.

Учет упругих напряжений (2) в энергии Гиббса приводит к выражению для потока вакансий в чистых металлах вида

$$I_v = dD \cdot \left(1 - \frac{\sigma \cdot \Omega}{k \cdot T} \right) \cdot \text{grad } n_v,$$

где

$$D = D_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_{mv} - \sigma \cdot \Omega}{k \cdot T} \right)$$

– коэффициент самодиффузии, E_{mv} – энергия миграции вакансий. Условие возникновения восходящей диффузии вакансий имеет вид

$$\sigma \cdot \Omega > k \cdot T$$

и критическое значение концентрации избыточных вакансий

$$n_v > n_{v\text{кр}} = \frac{k \cdot T}{B \cdot \Omega}.$$

Так как радиационное распухание является следствием объединения отдельных вакансий в скопления, величина скорости распухания определяется потоком восходящей диффузии вакансий. Исходя из этого, может быть введена функция, характеризующая интервал радиационного распухания металла. За такую функцию разумно принять зави-

сящую от температуры часть эффективного коэффициента восходящей диффузии

$$f(T) = \left(\frac{\sigma \cdot \Omega}{k \cdot T} - 1 \right) \cdot \exp\left(-\frac{E_{mv} - \sigma \cdot \Omega}{k \cdot T} \right).$$

Предполагается, что функция $f(T)$ пропорциональна радиационному распуханию

$$S = \frac{\Delta V}{V_0} \cdot 100\% \sim f(T).$$

Таким образом, для конкретного чистого металла вид функции, характеризующей температурную зависимость радиационного распухания, зависит от энергии миграции вакансий и определяется энергией $\sigma \cdot \Omega$ упругих растягивающих напряжений, отнесенной к одному атому кристаллической решетки.

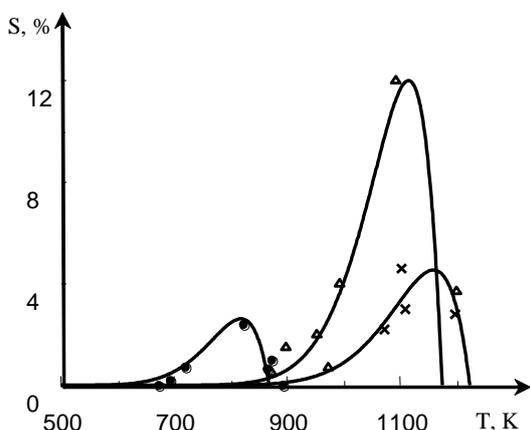


Рис. 1. Функция, характеризующая интервал радиационного распухания, экспериментальные результаты: • – Ni; Δ – Mo; \times – Nb

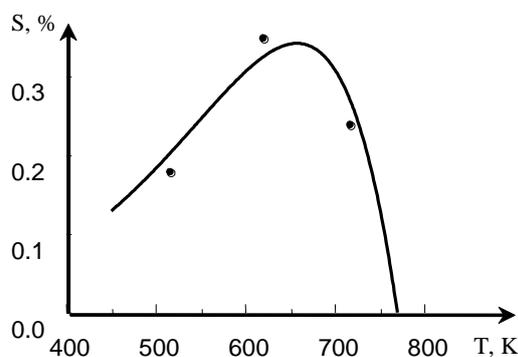


Рис. 2. Функция, характеризующая интервал радиационного распухания для меди, • – экспериментальные результаты

Расчеты функции $f(T)$, характеризующей температурную зависимость радиационного распухания, выполнены для Ni, Mo, Nd и Cu. В этом случае для определения упругой энергии использовались экспериментальные данные по наблюдению решетки радиационных пор. Функция $f'(T) = \alpha f(T)$ подбором α – постоянного коэффициента нормирована на величину максимума радиационного распухания. Результаты расчетов приведены на рис. 1 и 2. Здесь же приведены экспериментальные результаты [2] по радиационному распуханию металлов.

На следующем этапе проведены расчеты функции, характеризующей температурную зависимость радиационного распухания для меди. Для расчета были взяты следующие данные:

$E_{mv} = 1,08$ эВ – энергия миграции вакансий;

$n_{v0} = 10^{-4}$ – относительная избыточная концентрация вакансий;

$A = 0,85 \cdot 10^{-30}$ м³ – мощность вакансии;

$\lambda = 92$ ГПа, $\mu = 44,5$ ГПа – коэффициенты Ламе;

$\gamma = 1,49$ – постоянная Эшелби.

В результате расчета получено значение упругой энергии, приходящейся на один атом: $\sigma \cdot \Omega = 0,056$ эВ. Из сравнения экспериментальных данных с расчетом может быть сделан вывод о том, что предложенная функция действительно описывает температурную зависимость радиационного порообразования. Таким образом, применение метода термодинамического анализа для решения задачи радиационного порообразования вполне оправдано.

Список литературы:

1. Орлов В.Л., Орлов А.В., Малышкина А.Г. Образование нанометровых упорядоченных структур радиационных пор в металлах // Известия Вузов. Физика.- 2003.Т.46, №2.С 31-35.
2. Зеленский В.Ф. Радиационные дефекты и распухание металлов // Зеленский В.Ф., Неклюдов И.М., Черняева Т.П. Киев: Наук. Думка, 1988. 296 с.

УДК 621.187

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТНО-ПРОМЫШЛЕННЫХ ИСПЫТАНИЙ КОНТАКТНЫХ ТЕПЛООБМЕННИКОВ С РЕЦИРКУЛЯЦИЕЙ НАГРЕВАЕМОЙ ВОДЫ

Платонов Н.И., д.т.н.

Югорский государственный университет, г. Ханты-Мансийск

E-mail: niplat@mail.ru

Основной долей тепловых потерь, существенно снижающих экономическую эффективность котельных агрегатов, является потеря теплоты с уходящими газами. Эта проблема решается путем установки в газовых трактах дополнительных теплообменных аппаратов. Поверхностные утилизаторы тепла или контактные теплообменники с насадкой, применяемые для этой цели, обладают значительным аэродинамическим сопротивлением. Дополнительные аэродинамические потери, помимо непосредственного повышения эксплуатационных затрат, приводят к изменению режимов работы основного теплотехнического оборудования, существенно влияют на процесс сгорания топлива в котель-

ном агрегате. Для обеспечения оптимальных режимов работы требуется реорганизация действующих контрольно-измерительных и управляющих приборов автоматики. Автором разработана конструкция и схема эксплуатации контактного теплообменника, имеющего пониженное аэродинамическое сопротивление, и проведены его промышленные испытания [1].

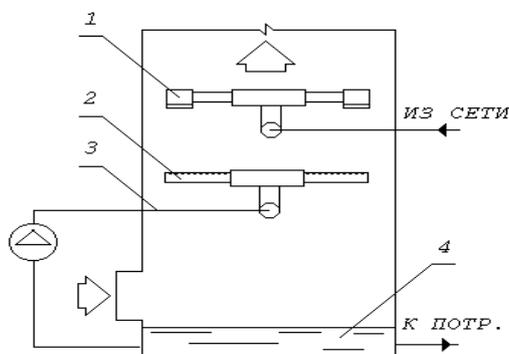


Рис. 1. Схема контактного теплообменника с рециркуляцией нагреваемой жидкости: 1-пленочный водораспределитель; 2-водораспределитель линии рециркуляции; 3-линия рециркуляции; 4-влагосорбик

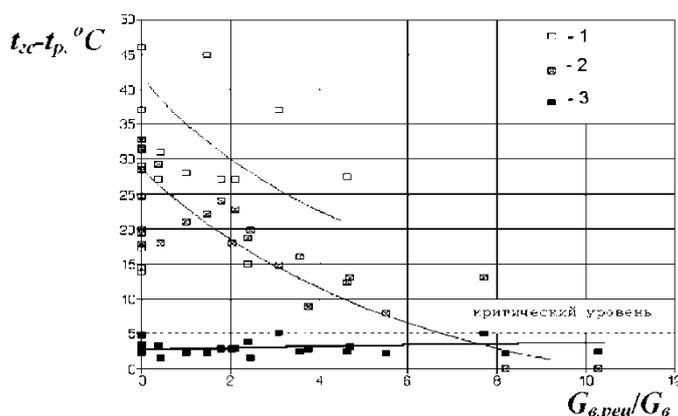


Рис. 2. Зависимость разности температур сухих газов и температуры точки росы на выходе контактного теплообменника от кратности рециркуляции; контактная камера: 1 - с пленочными водораспределителями, 2 - с пленочным и струйным водораспределителями, 3 - с пленочным и струйным водораспределителями и насадкой из колец Рашига 25x25x4

Снижение аэродинамического сопротивления при высоких теплотехнических характеристиках, не уступающих традиционным насадочным контактным теплообменникам, достигнуто путем добавления контура рециркуляции охлаждающей жидкости (рис.1) и установки специальных форсунок, создающих куполообразные пленки жидкости. Наличие этих пленок, обладающих высокой сепарирующей способностью,

существенно снижает влаговывнос охлаждающей жидкости и улучшает условия эксплуатации газоходов и дымовой трубы. Проведенные испытания контактного теплообменника [1] показали, что его аэродинамическое сопротивление слабо зависит от плотности орошения, кратности рециркуляции и не превышает 100 Па. Эта величина находится на уровне погрешности приборов, регулирующих и поддерживающих необходимый уровень разряжения в топке котельного агрегата. Таким образом, монтаж контактного теплообменника на действующих котельных не требует проведения дополнительных мероприятий по установке и переналадке контрольно-регулирующей аппаратуры.

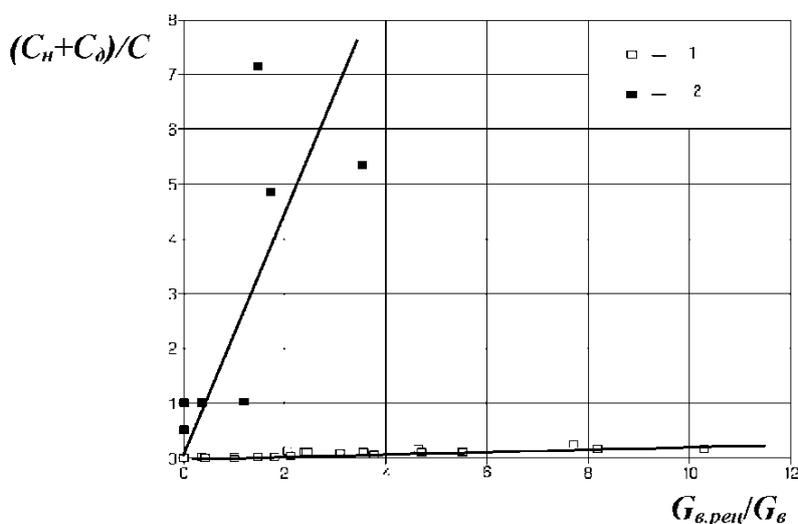


Рис. 3. Отношение стоимости эксплуатационных затрат и стоимости дополнительно снимаемой за счет рециркуляции теплоты в зависимости от кратности рециркуляции: 1 - пленочным и струйным водораспределителями; 2 - пленочным и струйным водораспределителями и насадкой из колец Рашига 25x25x4

Предложенная конструкция контактного теплообменника в значительной степени решает еще одну важную задачу, связанную с интенсивным выпадением влаги на внутренних поверхностях газоходов, способствующим разрушению дымовой трубы [2]. В этой работе рассмотрен вопрос охлаждения газов в кирпичных дымовых трубах и на основе расчета теплообмена сделан вывод о том, что в зимних условиях разность температур внутренней поверхности трубы и ядра потока отходящих газов должна превышать критический уровень в 5°C . Наглядное представление о вероятности конденсации влаги за контактным теплообменником дает величина разности температуры сухих газов t_{zc} и температуры точки росы t_p . На рис. 2 представлены результаты промыш-

ленных испытаний двух разработанных вариантов теплообменников, отличающихся типами форсунок. Здесь же представлены результаты собственных испытаний насадочного теплообменника с рециркуляцией нагреваемой воды. Для насадочной контактной камеры, независимо от расхода жидкости на линии рециркуляции, вероятность выпадения влаги за аппаратом высокая. Значительный вклад в увлажнение газов вносит процесс испарения мелкодисперсных капель воды, выносимых из контактной камеры, что наблюдалось визуально в специальных опытах. Как видно на рис.2, вероятность выпадения влаги за пленочной и комбинированной контактными камерами остается низкой. Усиленное выпадение влаги наблюдается лишь $G_{в.реци}/G_в > 7$. Эти опыты определяют область безопасных режимов работы контактного теплообменника с точки зрения условий эксплуатации дымовых труб.

Включение в схему эксплуатации контактных теплообменников с контуром рециркуляции нагреваемой воды влечет за собой некоторое увеличение эксплуатационных затрат за счет потребления дополнительной мощности циркуляционным насосом и дымососом. Можно оценить экономическую эффективность применения рециркуляции нагреваемой воды путем сопоставления стоимости электроэнергии, затраченной на привод циркуляционного насоса C_n и стоимости электрической мощности, потребляемой дымососом C_d , со стоимостью тепла, дополнительно снимаемого за счет рециркуляции $C_{реци}$. Приведенные на рис. 3 значения намеренно вычислены для наихудших условий, при которых эксплуатационные затраты максимальны. Условно считалось, что контактный теплообменник установлен за дымососом. Потребляемая мощность при этом выше, чем при установке контактного теплообменника перед дымососом. Отношение стоимости электроэнергии к стоимости тепла в расчетах ориентировочно принималась равной 0,004. Сопоставление опытных и расчетных данных подтверждает эксплуатационную целесообразность применения схемы рециркуляции. В опытах отношение $(C_n + C_d)/C_{реци}$ для безнасадочных контактных камер не превышало 0,25 во всем диапазоне изменения $G_{в.реци}/G_в$. При кратности рециркуляции до 4 (в этом диапазоне изменения $G_{в.реци}/G_в$ происходит основной прирост мощности теплообменников за счет рециркуляции [1]) отношение $(C_n + C_d)/C_{реци}$ не превосходит 0,12. Для теплообменника с насадкой величина $(C_n + C_d)/C_{реци}$ становится выше единицы при незначительных расходах воды на линии рециркуляции. Результаты опытов, приведенные на рис.3, свидетельствуют о том, что применение рециркуляции нагреваемой воды в теплообменниках без насадки экономически выгодно.

Список литературы:

1. Платонов, Н.И. Комплексный анализ характеристик контактного теплообменника с рециркуляцией жидкости для утилизации теплоты уходящих газов / Н.И. Платонов, В.П. Семенов // Промышленная энергетика. – 2009. № 11. – С. 27-31.
2. Беляев Д.С. Из опыта эксплуатации кирпичных дымовых труб промышленных котельных, работающих на газе // Промышленная энергетика. – 1971. – № 9.

УДК 621.78

**АНАЛИЗ ТЕПЛОВОЙ РАБОТЫ БОКОВЫХ СТЕН
РУДНОТЕРМИЧЕСКОЙ ПЕЧИ РТП – 33 С ЦЕЛЬЮ
УМЕНЬШЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ**

Плевако А.П., магистр техники и технологии
Инновационный Евразийский университет, г. Павлодар, Казахстан
E-mail: plada78@mail.ru

Одним из важнейших металлургических процессов цветной металлургии для получения медного штейна является рудная электроплавка. Руднотермическую плавку на ЖМЗ осуществляют в печах типа РПЗ-33 – трехфазная, шестиэлектродная. Конструктивно агрегат имеет прямоугольную форму (рисунок 1).

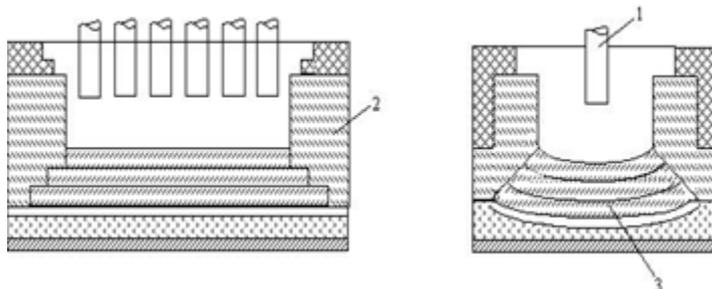


Рис. 1 Разрез печи. 1-электроды; 2- торцовые стены; 3 – подина

Электропечь РПЗ-33 - руднотермическая прямоугольная закрытая печь, относящаяся к печам большой мощности (16,5-100 Мва). В дуговых электрических печах превращение электрической энергии в тепло происходит в основном в электрическом разряде, протекающем в газовой среде. В таком разряде можно сосредоточить в сравнительно небольших объемах огромные мощности и получить высокие температуры. При этом в камере печи возникают большие температурные перепады, и поэтому невозможно достичь равномерного нагрева материалов и изделий. По этой же причине здесь затруднительно обеспечить точное регулирование температуры нагрева, и поэтому нельзя проводить термическую обработку. Наоборот, для плавки материалов, в особенности

металлов, дуговая печь удобна, так как высокая концентрация энергии позволяет быстро производить расплавление.

В условиях интенсификации металлургических и тепловых процессов высокое качество огнеупоров является одним из главных факторов, обеспечивающих надежную стойкость футеровок. Понятие «разрушение огнеупора» тесно связано с понятием отказа металлургического агрегата, т.к. огнеупорная конструкция является важным ее элементом. В связи с этим актуальным является рассмотрение тепловой работы огне-технических установок, в частности, футеровки боковых стен рудно-термической печи РТП – 33. Футеровку боковых сторон исследуем ниже расположения холодильников. Кладка выложена из магнезитохроми-тового кирпича толщиной $H = 0,92$ м.

Таблица 1. – Наружная температура боковых стен по условиям эксплуатации

	Температура, °С						
Левая стенка	62,0	68,4	62,4	59,0	60,5	64,3	77,5
Правая стенка	57,4	71,8	59,8	58,5	58,2	66,5	64

Распределение температур по толщине стенки находилось при решении уравнения Фурье по явной конечно-разностной схеме. Расчет велся для стационарного режима теплообмена, поэтому тепловые потоки через многослойную футеровку равны между собой и равны тепловому потоку от поверхности кожуха боковых стен в окружающую среду, т.е. $q_i = q_{oc}$. Принимаем температуру окружающей среды равной $t_{oc} = 30$ °С, а наружную температуру боковых стенок по условиям эксплуатации печи – таблица 1.

Таблица 2. - Распределение температуры в футеровке правой боковой стороны РТП

$T_{нов}$	T_1	T_2	T_3	T_4	$T_{нач}$
1220	1173,50	1033,98	801,46	475,94	57,40
1220	1174,07	1036,29	806,65	485,15	71,8
1220	1173,59	1034,37	802,33	477,47	59,8
1220	1173,54	1034,16	801,86	476,64	58,5
1220	1173,53	1034,11	801,75	476,45	58,2
1220	1173,86	1035,44	804,74	481,76	66,5

Распределение температуры по слоям при решении уравнения $\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}$ при стационарном состоянии будет иметь вид [1]:

$$t_i = t_n - q_i R_i,$$

где t_n - температура внутренней поверхности футеровки, принимая равной температуре штейна 1220 °С;

$$R_i = \frac{b_i}{\lambda_i} - \text{термическое сопротивление слоя Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К});$$

b_i - толщина слоя, м;

λ_i - коэффициент теплопроводности слоя, Вт/(м·К).

При решении обратной задачи теплопроводности теплофизические свойства материала считались зависимыми от температуры.

Полученное распределение температуры по сечению футеровки боковых стен показаны в таблицах 2 и 3.

Таблица 3 - Распределение температуры в футеровке левой боковой стороны РТП

$T_{нов}$	T_1	T_2	T_3	T_4	$T_{нач}$
1220	1173,68	1034,72	803,12	478,88	62
1220	1173,94	1035,74	805,42	482,98	68,4
1220	1173,70	1034,78	803,26	479,14	62,4
1220	1173,56	1034,24	802,04	476,96	59
1220	1173,62	1034,48	802,58	477,92	60,5
1220	1173,77	1035,09	803,95	480,35	64,3

Результаты расчета температурных полей использовались для определения напряжений магнетитохромитовой кладки. При расчете напряженного состояния были применены методы термоупругости. Расчеты проводились при следующих исходных данных: коэффициент термического расширения $\alpha_T = 0,86 \cdot 10^{-5} 1/^\circ \text{C}$; модуль упругости $E = 0,14 \cdot 10^5 \text{ МПа}$; коэффициент Пуассона $\nu = 0,15$.

Примем, что на кладку не действуют поверхностные силы. В этом случае компоненты напряжения будут равны:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma(z, t), \quad \sigma_{zz} = \sigma_{xz} = \sigma_{yx} = \sigma_{zy} = 0.$$

Задача сводится к решению уравнения [2]:

$$\frac{d^2}{dz^2} \left[\sigma(z, t) + \frac{\alpha_T E}{1 - \nu} T(z, t) \right] = 0.$$

После интегрирования получим $\sigma(z, t) = -\frac{\alpha_T E}{1 - \nu} T(z, t) + (A + Bz)$,

где A, B – постоянные интегрирования, определяемые из граничных условий. Распределение температурных напряжений в боковых стенах представлено в таблицах 4 и 5.

Анализ термонапряженного состояния боковой кладки печи показывает, что большая часть футеровки находится в сжатом состоянии и только прилегающая к корпусу часть огнеупорного кирпича подвергается значительным растягивающим усилиям (≈ 44 МПа). Такое состояние кладки объясняется тем, что при охлаждении печи при ее останове возникает значительный температурный градиент вблизи внешней поверхности (порядка 400 °С), тогда как внутренняя часть футеровки имеет относительно небольшие перепады температур ($\approx 200-250$ °С). Тем не менее, общее напряженное состояние находится в пределах прочности огнеупорных материалов с возможным небольшим раскрытием швов вблизи корпуса печи. Следовательно, при плановых остановках печей необходимо ввести коррективы в график остановок, чтобы исключить значительные градиенты температур по сечению футеровки.

Таблица 4. - Распределение напряжений в футеровке правой боковой стороны, МПа

σ_1	σ_2	σ_3	σ_4
-54,27	-34,506	-1,57	44,54
-53,13	-33,61	-1,085	44,45
-53,685	-33,96	-1,096	44,92
-53,745	-34,002	-1,096	44,971
-53,725	-34,01	-1,0964	44,982
-53,375	-33,768	-1,089	44,661

Таблица 5. - Распределение напряжений в футеровке левой боковой стороны, МПа

σ_1	σ_2	σ_3	σ_4
-53,583	-33,899	-1,0935	44,835
-53,288	-33,712	-1,0869	44,587
-53,57	-33,89	-1,0935	44,82
-53,722	-33,987	-1,096	44,952
-53,652	-33,94	-1,095	44,893
-53,48	-33,833	-1,092	44,745

Список литературы:

1. Рафалович И.М. Теплопередача в расплавах, растворах и футеровке печей и аппаратов. – М.: Энергия, 1977 г. - 303 с.
2. Никифоров А.С. Надежность работы футеровок металлургических печей. – Павлодар, 2003 г. - 110 с.

СПОСОБ УТИЛИЗАЦИИ СБРОСНОГО ТЕПЛА ЦИРКУЛЯЦИОННОЙ ВОДЫ КОНДЕНСАТОРА ТУРБИН

Плевако А.П., магистр техники и технологии
Инновационный Евразийский университет, г. Павлодар, Казахстан
E-mail: plada78@mail.ru

В настоящее время большое внимание уделяется возможности использования "сбросного" тепла на тепловых электрических станциях. Известна схема тепловой электрической станции (патент РФ № 2269011, F01K17/00, опубл. 27.01.2006), где осуществляется способ утилизации сброшенной теплоты электрических станций, за счет использования теплоты циркуляционной воды конденсатора турбин для подогрева конденсата, направляемого после в деаэрактор. Недостатком данной схемы является то, что по нагреваемой среде конденсатор теплонасосной установки включен в трубопровод основного конденсата регенеративного подогревателя низкого давления параллельно подогревателю низкого давления второй ступени. Это позволяет исключить один из регенеративных подогревателей, что приводит к повышению температура и давлению пара на выходе из турбины, и ухудшает вакуум в конденсаторе.

Наиболее близким к предлагаемому способу, взятому за прототип, является способ утилизации сброшенной теплоты электрических станций путем передачи тепла циркуляционной воды в поверхностном теплообменнике, выполняющем функцию утилизатора. Тем самым, тепло, которое циркуляционная вода получает в конденсаторе при конденсации пара, возвращается в котлы. (Повышение экономичности ТЭС путем использования вторичных энергоресурсов для подогрева дутьевого воздуха//М.А. Егорова, сборник статей технической тематики Мехатроник, <http://mehatronics.ru/2011/01/повышение-экономичности-тэс>).

Недостатком данной схемы является то, что при использовании атмосферного воздуха в летний период температуры исходного воздуха и циркуляционной воды близки, а это снижает эффективность данной схемы, т.е. передачу теплоты от греющего к нагреваемому веществу. Кроме того, при температуре греющей среды порядка 30 °С использование сброшенной теплоты в теплообменном аппарате считается неэффективным за счет необратимости теплообмена.

Поставлена задача по осуществлению процесса подогрева воздуха, идущего на горение за счет утилизации тех низкопотенциальных источ-

бочее тело теплового насоса дросселируется в регулирующем вентиле 4, в результате снижается температура, давление до давления в испарителе, и цикл теплового насоса повторяется. В результате сгорания топлива в парогенераторе 10 образуется пар, направляемый в турбину 11. Пар в турбине совершает полезную работу, после чего направляется в конденсатор 7.

Таким образом, осуществляется перевод низкопотенциального тепла циркуляционной воды конденсатора турбины в теплоту воздуха, подаваемого далее в парогенератор для горения.

УДК 621.643.001:536.2

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ИНЖЕНЕРНЫХ СООРУЖЕНИЙ НА ТЕПЛОВЫЕ ПОТЕРИ БЕСКАНАЛЬНЫХ ТЕПЛОПРОВОДОВ

Половников В.Ю. , Глазырин Е.С.
Томский политехнический университет

В современной российской [1–4] и зарубежной [5–8] периодической литературе исследованиям по развитию и повышению эффективности систем теплоснабжения посвящено достаточно большое количество работ. При этом особое место занимают работы, связанные с анализом тепловых потерь в тепловых сетях [9–12].

В настоящее время известно [3], что уровень тепловых потерь при транспортировке теплоносителя в тепловых сетях РФ составляет 20–30 %, в то время как в мире он не превышает 6–8 % [13]. Основными причинами такого положения являются высокий износ оборудования сетей теплоснабжения [14] и необходимость усовершенствования регламентирующей базы [15]. При этом основным мероприятием по снижению потерь тепла в тепловых сетях является применение перспективных конструкций теплопроводов и высокоэффективной тепловой изоляции [1, 4, 16–19]. Однако реализация этого мероприятия не приведет к устойчивому положительному эффекту без соответствующей корректировки действующих методов проектирования [20] тепловой изоляции теплопроводов различных конфигураций и назначения.

Действующая методика [20] основана на использовании упрощенных аналитических соотношениях стационарной теплопроводности и в определенной мере далека от современных подходов к прогностическому моделированию тепловых режимов теплопроводов [11, 12, 17, 21, 22].

Одним из перспективных подходов к исследованию режимов работы теплопроводов в условиях реальной эксплуатации является исполь-

зование разнообразных коммерческих или открытых пакетов прикладных программ, позволяющих учитывать различные эффекты и процессы, приводящие к интенсификации процессов переноса в рассматриваемых системах. Следует отметить, что за рубежом как минимум 30 лет назад [23], вследствие роста стоимости энергии, отказались от использования упрощенных подходов к проектированию тепловой изоляции и для каждого конкретного объекта с помощью специальных программных продуктов, учитывающих множество факторов, определяются экономически выгодные параметры изоляционной конструкции, вариант ее компоновки и размещения.

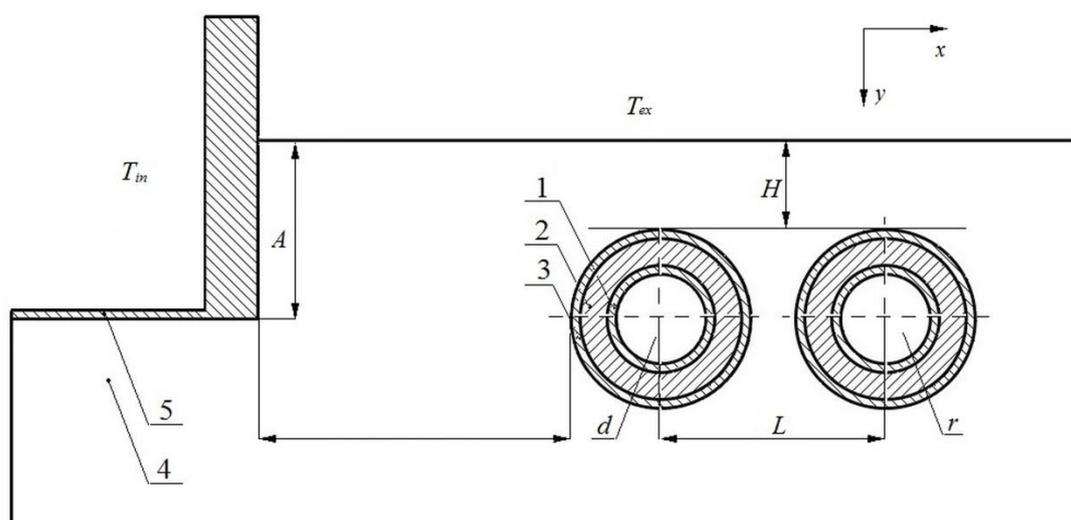


Рис. 1. Схема поперечного сечения области решения:

1 – металлическая стенка трубы; 2 – теплоизоляционный слой; 3 – слой гидроизоляции; 4 – грунт; 5 – инженерное сооружение; d , r – подающий и обратный теплопроводы; H – расстояние от поверхности грунта до верхних точек слоев гидроизоляции; L – расстояние между осями теплопроводов; A – заглубление фундамента; B – расстояние от крайней точки теплопровода до инженерного сооружения.

Целью работы является математическое моделирование тепловых режимов бесканальных теплопроводов, проложенных в зонах влияния инженерных сооружений (тепловые камеры, подвалы зданий), и численный анализ тепловых потерь рассматриваемых объектов в подобных условиях.

Рассматривается типичный теплопровод бесканальной прокладки – трубопроводы, изолированные пенополиуретаном и защитным покровным гидроизоляционным слоем из полиэтилена [24]. Предполагается, что теплопровод эксплуатируется в зоне размещения инженерного сооружения – отапливаемый подвал здания. На рисунке 1 показано схематическое изображение области решения рассматриваемой задачи.

Для рассматриваемой области (рис. 1) решается двумерная стационарная задача теплопроводности в системе «подземный бесканальный теплопровод – окружающая среда» с учетом наличия инженерных сооружений в зоне прокладки.

Следует отметить, что решение нестационарной задачи теплопереноса для рассматриваемой системы (рис. 1) не является целесообразным, поскольку нестационарные режимы работы теплопроводов наблюдаются только при вводе тепловых сетей в эксплуатацию после плановых или внеплановых остановок, и не являются характерными режимами их работы [21, 22].

При постановке задачи приняты следующие допущения:

1. На границах между слоями выполняются условия идеального теплового контакта (рис. 1).

2. Теплофизические свойства веществ являются постоянными и известными величинами.

3. Не рассматриваются процессы теплопереноса в теплоносителях подающего и обратного трубопроводов.

4. Потери тепла не влияют на температуру внутренней поверхности трубы. Считается, что на внутренней поверхности труб подающего и обратного трубопроводов поддерживаются постоянные температуры, равные температурам теплоносителей.

Принятые допущения не накладывают принципиальных ограничений на общность постановки задачи и отражают достаточно реальный режим работы бесканального трубопровода тепловой сети.

Математическая модель базируется на традиционных подходах к моделированию физических процессов [11, 12, 21, 22, 25–27] и в предлагаемой постановке будет описываться следующими уравнениями:

$$\nabla^2 T_{d,p} = 0; \quad (1)$$

$$\nabla^2 T_{r,p} = 0; \quad (2)$$

$$\nabla^2 T_{d,i} = 0; \quad (3)$$

$$\nabla^2 T_{r,i} = 0; \quad (4)$$

$$\nabla^2 T_{d,h} = 0; \quad (5)$$

$$\nabla^2 T_{r,h} = 0; \quad (6)$$

$$\nabla^2 T_g = 0; \quad (7)$$

$$\nabla^2 T_f = 0. \quad (8)$$

На внутренних поверхностях подающего и обратного трубопроводов поддерживаются постоянные температуры, равные температурам теплоносителя в трубах:

$$T_{d,p,1} = T_d = \text{const} ; \quad (9)$$

$$T_{r,p,1} = T_r = \text{const} . \quad (10)$$

На границах слоев реализуется условия идеального теплового контакта:

$$\lambda_p \text{grad}(T_{d,p,2}) = \lambda_i \text{grad}(T_{d,i,2}); T_{d,p,2} = T_{d,i,2}, \quad (11)$$

$$\lambda_p \text{grad}(T_{r,p,2}) = \lambda_i \text{grad}(T_{r,i,2}); T_{r,p,2} = T_{r,i,2}, \quad (12)$$

$$\lambda_i \text{grad}(T_{d,i,3}) = \lambda_h \text{grad}(T_{d,h,3}); T_{d,i,3} = T_{d,h,3}, \quad (13)$$

$$\lambda_i \text{grad}(T_{r,i,3}) = \lambda_h \text{grad}(T_{r,h,3}); T_{r,i,3} = T_{r,h,3}, \quad (14)$$

$$\lambda_h \text{grad}(T_{d,h,4}) = \lambda_g \text{grad}(T_{d,g,4}); T_{d,h,4} = T_{d,g,4}, \quad (15)$$

$$\lambda_h \text{grad}(T_{r,h,4}) = \lambda_g \text{grad}(T_{r,g,4}); T_{r,h,4} = T_{r,g,4}, \quad (16)$$

$$\lambda_g \text{grad}(T_{g,5}) = \lambda_f \text{grad}(T_{f,5}); T_{g,5} = T_{f,5}. \quad (17)$$

На поверхности раздела «грунт – окружающая среда», «внутренняя поверхность стены – воздух внутри инженерного сооружения», «поверхность пола – воздух внутри инженерного сооружения» и «внешняя поверхность стены – окружающая среда» реализуется условия конвективного теплообмена:

$$-\lambda_g \text{grad}(T_{g,6}) = \alpha_6 (T_{g,6} - T_{ex}); \quad (18)$$

$$-\lambda_f \text{grad}(T_{f,7}) = \alpha_7 (T_{f,7} - T_{in}); \quad (19)$$

$$-\lambda_f \text{grad}(T_{f,8}) = \alpha_8 (T_{f,8} - T_{in}); \quad (20)$$

$$-\lambda_f \text{grad}(T_{f,9}) = \alpha_9 (T_{f,9} - T_{ex}). \quad (21)$$

На внешних границах области решения (рисунок 1) градиенты температур равны нулю:

$$\text{grad}(T_g) = 0, x \rightarrow \pm\infty; y \rightarrow -\infty; \quad (22)$$

$$\text{grad}(T_f) = 0, x \rightarrow -\infty; y \rightarrow +\infty. \quad (23)$$

Обозначения: T – температура, К; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К).

Индексы: d – подающий; r – обратный; p – труба; i – изоляция; h – гидроизоляция; g – грунт; f – фундамент; in – внутренний; ex – наружный; 1 – внутренняя поверхность трубы; 2 – 9 соответственно границы разделов «труба – тепловая изоляция», «тепловая изоляция – гидроизоляция», «гидроизоляция – грунт», «грунт – фундамент», «грунт – окружающая среда», «внутренняя поверхность стены – воздух внутри инженерного сооружения», «поверхность пола – воздух внутри инженерного сооружения», «внешняя поверхность стены – окружающая среда».

Рассматриваемая задача (1)–(23) решена с применением средств и функций пакета программ мультифизического моделирования COMSOL Multiphysics с использованием модуля General Heat Transfer [28], базирующемся на решении задач методом конечных элементов [29, 30].

Исследования проводились на неравномерной конечно-элементной сетке, состоящей из 36015 элементов и 18038 узлов. Количество элементов выбиралось из условий сходимости решения, сгущение сетки проводилось с использованием подпрограммы Mesh COMSOL Multiphysics [28].

Несмотря на то, что при постановке задачи предполагалось использование области решения неограниченных размеров (выражения (22, 23)), при проведении численного моделирования использовалась расчетная область размерами 7 м по вертикали и 16 м по горизонтали. Размеры расчетной области выбирались на основании серии предварительных численных экспериментов таким образом, чтобы относительное изменение температур на границах области решения не превышало 0,5 %.

Исследования проводились для трубопроводов с наружным диаметром 0,377 м, изготовленных из стали 10 (толщина стенки 6 мм), тепловая изоляция – пенополиуретан (толщина 0,0553 м) [24], покровный слой – полиэтилен толщиной 6,2 мм [24]. Расстояние от поверхности грунта до верхней части теплопроводов составляло $H=1,5$ м (рис. 1). Расстояние между осями трубопроводов составляло $L=0,65$ м. Расстояние B от оболочки бесканальной прокладки до фундамента здания, выполненного из железобетона, принималось равным 2 и 5 м (рис. 1), а заглубление фундамента составляло $A=2$ м. Температуры внутренней поверхности трубы подающего и обратного теплопровода T_d и T_r принимались равными среднегодовым температурам теплоносителей в подающих и обратных трубопроводах водяных тепловых сетей [31], работающих по температурному графику 95/70°C. Температура окружающей среды принималась равной средней температуре воздуха за отопительный период в городе Томск $T_{ex}=264,35$ К [32], а температура воздуха внутри инженерного сооружения составляла $T_{in}=275,15$ К и 293,15 К. Согласно [33] коэффициенты теплоотдачи на внутренней поверхности ограждающих конструкций инженерного сооружения соответственно для стен и пола по грунту составляли $\alpha_7=8,7$ Вт/(м²·К) и $\alpha_8=4,5$ Вт/(м²·К), для наружной поверхности – $\alpha_9=23$ Вт/(м²·К), от грунта к окружающей среде – $\alpha_6=15$ Вт/(м²·К).

В таблице 1 приведены значения [34] теплопроводности (λ), теплоемкости (C) и плотности (ρ) грунта, фундамента (железобетон), стенки

трубы, тепловой- и гидроизоляции, использовавшиеся при проведении исследований.

Основные результаты численного исследования тепловых режимов бесканальных теплопроводов, проложенных в зоне влияния инженерных сооружений, приведены в таблице 2 на рисунках 2–4.

Обоснованность и достоверность результатов исследований следует из проведенных проверок используемых методов на сходимость и устойчивость решений на множестве сеток, выполнения условий баланса энергии на границах области расчета, а также подтверждается сравнением полученных результатов с известными данными [35, 36] других авторов. Относительная погрешность расчетов во всех вариантах численного анализа не превышала 0,5 %, что является приемлемым при проведении исследований тепловых режимов систем транспортировки тепла.

Таблица 1. Теплофизические характеристики материалов

Материал	Покровный слой	Тепловая изоляция	Стенка трубы	Грунт	Железобетон
λ , Вт/(м·К)	0,33	0,033	50,2	1,5	1,54
C , Дж/(кг·К)	2200	1470	462	1150	887
ρ , кг/м ³	920	50	7700	1960	2200

Таблица 2. Результаты численного моделирования ($q_1=74,74$ Вт/м;
 $q_{\text{норм}}=99,50$ Вт/м)

B , м	T_{in} , К	q_2 , Вт/м	$\delta_1 = \frac{q_1 - q_2}{q_1} 100\%$	$\delta_2 = \frac{q_{\text{норм}} - q_2}{q_{\text{норм}}} 100\%$
5	275,15	73,36	1,85	26,27
	293,15	70,96	5,06	28,68
2	275,15	72,17	3,44	27,47
	293,15	66,68	10,79	32,99

В таблице 2 приведены значения тепловых потерь q_2 бесканального теплопровода проложенного в зоне влияния инженерного сооружения (рисунок 1), а также проведено сравнение этих значений с потерями идентичного теплопровода при отсутствии близ расположенных инженерных сооружений q_1 и потерями бесканального теплопровода $q_{\text{норм}}$, рассчитанными по нормативной методике [20, 31].

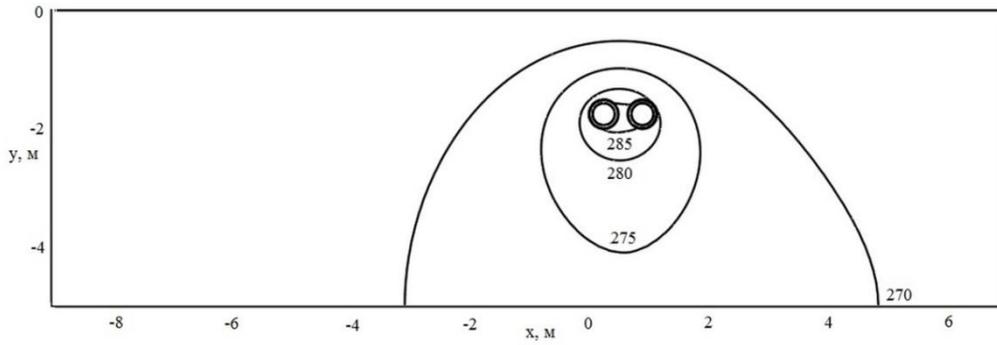


Рис. 2. Температурное поле в зоне прокладки бесканального теплопровода

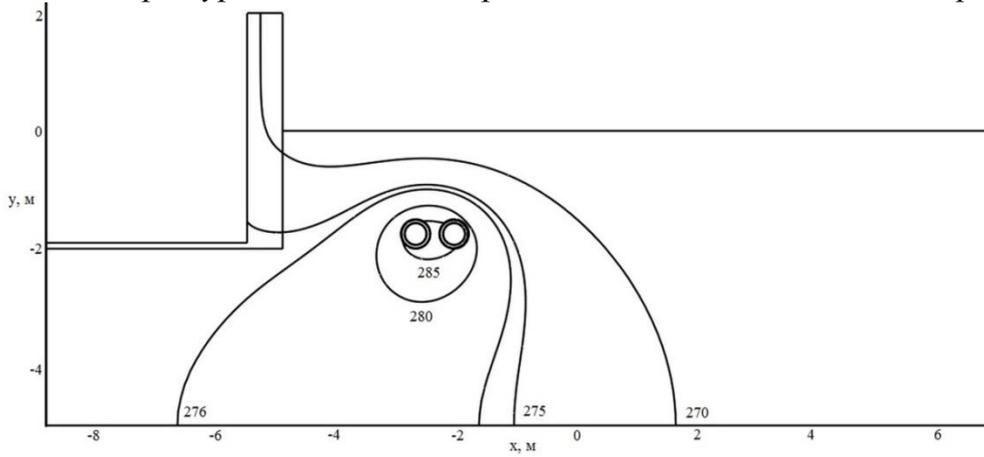


Рис. 3. Температурное поле в зоне прокладки бесканального теплопровода при наличии близ расположенных инженерных сооружений ($B=2$ м, $T_{in}=275,15$ К)

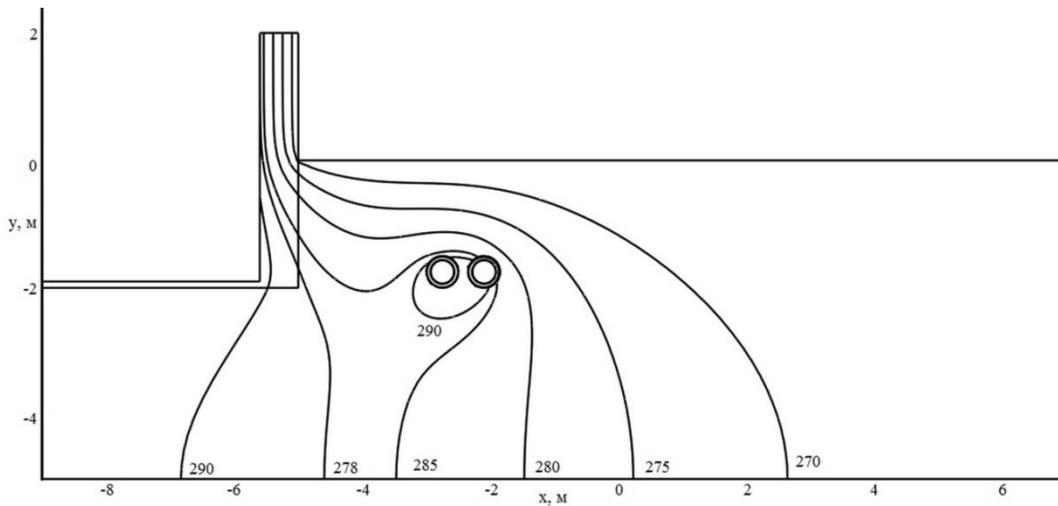


Рис. 4. Температурное поле в зоне прокладки бесканального теплопровода при наличии близ расположенных инженерных сооружений ($B=2$ м, $T_{in}=293,15$ К)

Результаты численного анализа тепловых потерь бесканального теплопровода, приведенные в таблице 2, свидетельствуют об ожидаемом уменьшении тепловых потерь q_2 теплопровода при его прокладке в зоне влияния инженерных сооружений. Анализ изменения величин тепловых потерь в зависимости от расстояния между оболочкой бесканальной прокладки и фундаментом здания позволяет сделать вывод о том, что уменьшение расстояния от 5 м до 2 м приводит к снижению тепловых потерь на 1,62 % при температуре внутри инженерного сооружения $T_{in}=275,15$ К и на 6,03 % при $T_{in}=293,15$ К. Также наблюдается закономерное снижение потерь тепловой энергии, с увеличением температуры воздуха внутри инженерного сооружения, в зоне влияния которого расположен теплопровод. При повышении температуры внутри инженерного сооружения от 275,15 К до 293,15 К снижение тепловых потерь составляет 3,27 % при расстоянии между оболочкой бесканальной прокладки и фундаментом здания $B=5$ м и на 7,61 % при $B=2$ м.

Сопоставление между собой значений q_1 и q_2 (таблица 2) говорит о том что, тепловые потери бесканальных теплопроводов проложенных в зонах влияния инженерных сооружений уменьшаются в диапазоне от $\delta_1=1,53$ % до $\delta_1=10,79$ % в зависимости от значений T_{in} и B .

Сравнение результатов расчета тепловых потерь бесканального теплопровода, проложенного в зоне влияния инженерного сооружения q_2 с тепловыми потерями $q_{норм}$, полученными с использованием методики [20, 31], свидетельствует о том, что методика [20, 31] дает завышенные значения тепловых потерь бесканальных теплопроводов. В предельных случаях отклонение δ_2 составляет от 26,27 до 32,99 %.

На рисунках 2–4, в качестве примеров, приведены типичные температурные поля в зоне размещения бесканального теплопровода при отсутствии близ расположенных инженерных сооружений (рисунок 2) и при их наличии (рисунки 3, 4).

Распределения температур в рассматриваемых областях решения свидетельствуют о том, что изотермические линии (рисунки 2–4) сгущаются непосредственно над трубопроводами, а также вблизи инженерного сооружения и более разрежены при удалении от них, что соответствует представлениям о процессах теплопроводности и хорошо согласуется с результатами предыдущих исследований [21, 22] и теоретическими работами других авторов [35, 36]. При этом необходимо отметить, что в [35, 36] приведено недостаточно сведений для детализированного количественного сопоставления результатов моделирования с данными исследований [35, 36].

Следует еще раз отметить, что результаты проведенных исследований тепловых потерь бесканальных теплопроводов (таблица 2) позволяют сделать вывод о том, что методика [20, 31] является недостаточно корректной и дает завышенные значения тепловых потерь. По этой причине можно рекомендовать ужесточение норм тепловых потерь для бесканальных теплопроводов.

Проведен численный анализ тепловых режимов и тепловых потерь бесканальных теплопроводов, расположенных в зоне влияния инженерных сооружений.

Установлено, что в рамках предложенной модели, тепловые потери теплопровода находящегося в зоне влияния отапливаемого подвала здания уменьшаются в диапазоне от 1,53 до 10,79 в зависимости от температуры внутри инженерного сооружения и расстояния между оболочкой бесканальной прокладки и фундаментом здания.

Выявлено, что нормативная методика [20, 31] дает существенно завышенные значения тепловых потерь бесканальных теплопроводов. Отклонения результатов численного моделирования от данных методики [20, 31] составляет около 33 %.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о перспективности применения разработанного подхода к анализу тепловых режимов и тепловых потерь теплопроводов, находящихся в зоне влияния инженерных сооружений и возможности его применения при создании энерго-сберегающих систем транспортировки тепла.

Список литературы:

1. Слепченко В.С., Петраков Г.П. Повышение энергоэффективности теплоизоляции трубопроводов тепловых сетей северных и северо-восточных регионов России // Инженерно-строительный журнал. 2011. №4(22). С. 26-32.
2. Слепченко В. С., Петраков Г.П. Система теплоснабжения Санкт-Петербурга на современном этапе и возможности ее модернизации // Инженерно-строительный журнал. 2009. №7. С. 26-29.
3. Ватин Н.И., Дубов В.В., Петраков Г.П. Внедрение РМД 41-11-2012 Санкт-Петербург "Устройство тепловых сетей в Санкт-Петербурге" // Интернет-журнал "Строительство уникальных зданий и сооружений". 2013. № 1(6). С. 48-54.
4. Королев И.А., Петраков Г.П. Создание испытательного центра для проверки качества пенополиуретановой изоляции предизолированных трубопроводов, применяемых в системах теплоснабжения // Инженерно-строительный журнал. 2010. № 1. С. 23-25.
5. Rezaie B., Rosen M.A. District heating and cooling: Review of technology and potential enhancements // Applied Energy. 2012. V.93. Pp. 2–10.
6. Magnusson D. Swedish district heating – A system in stagnation: Current and future trends in the district heating sector // Energy Policy. 2012. V.48. Pp. 449–459.

7. Hawkey D.J.C. District heating in the UK: A Technological Innovation Systems analysis // *Environmental Innovation and Societal Transitions*. 2012. V.5. Pp. 19–32.
8. Fahlén E., Ahlgren E. O. Accounting for external costs in a study of a Swedish district-heating system – An assessment of environmental policies // *Energy Policy*. 2010. V.38. Pp. 4909–4920.
9. Comakli K., Yuksel B., Comakli O. Evaluation of energy and exergy losses in district heating network // *Applied Thermal Engineering*. 2004. V.24. No.7. Pp. 1009–1017.
10. Dalla Rosa A., Li H., Svendsen S. Method for optimal design of pipes for low-energy district heating, with focus on heat losses // *Energy*. 2011. V.36. No.5. Pp. 2407–2418.
11. Kuznetsov G.V., Polovnikov V.Yu. Numerical Investigation of Thermal Regimes in Twin-Tube-Channel Heat Pipelines Using Conductive-Convective Model of Heat Transfer // *Thermal Engineering*. 2012. Vol. 59. No. 4. Pp. 310–315.
12. Kuznetsov G.V., Polovnikov V.Yu. The conjugate problem of convective-conductive heat transfer for heat pipelines // *Journal of Engineering Thermophysics*. 2011. V. 20. No 2. Pp. 217–224.
13. Шишкин А. Н. О проекте федерального закона «О теплоснабжении» // *Новости теплоснабжения*. 2010. № 6. С. 20–24.
14. Умеркин Г. Х., Дроздов С. А., Гончаров А. М., Демиденко Н. Н. Определение остаточного ресурса тепловых сетей по статистическим данным об авариях // *Новости теплоснабжения*. – 2007. – № 11. – С. 42–46.
15. Шойхет Б. М., Ставрицкая Л. В. О нормативной базе промышленной тепловой изоляции // *Энергосбережение*. – 2003. – № 6. – С. 86–89.
16. Байбаков С. А., Тимошкин А. С. Основные направления повышения эффективности тепловых сетей // *Электрические станции*. – 2004. – № 7. – С. 19–25.
17. Eriksson D., Sunden B. Heat and mass transfer in polyurethane insulated district cooling and heating pipes // *Journal of Building physics*. 1998. V. 22. No 1. Pp. 110–131.
18. Emmanuel C. Nsofor & Veera Vijay Pipe Insulation Model for Energy Conservation in Buildings // *Energy Engineering*. 2011. V. 108. No. 3. Pp. 37–50.
19. Lotz W.A. Pipe insulation specification process // *Heating, Piping, Air Conditioning Engineering*. 2003. V. 75. No. 10. Pp. 58–59.
20. СНиП 41-03-2003. Тепловая изоляция оборудования и трубопроводов. – СПб.: Деан, 2004. – 61 с.
21. Половников В.Ю., Хузеев В.А. Численный анализ влияния промерзания грунта в зоне прокладки на тепловые потери бесканальных теплопроводов // *Инженерно-строительный журнал*. 2013. №2(37). С. 19–24.
22. Кузнецов Г. В., Половников В. Ю. Численное моделирование теплопереноса в зонах прокладки теплотрасс // *Известия РАН. Энергетика*. – 2012. – № 2. – С. 151–159.
23. Козлов Ю. В. Тепловая изоляция энергооборудования // *Энергетическое строительство за рубежом*. – 1983. – № 4. – С. 25–30.
24. Справочник проектировщика. Проектирование тепловых сетей / под ред. А.А. Николаева. – Курган: Интеграл, 2010. – 357 с.

25. Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. Transient heat and mass transfer at the ignition of vapor and gas mixture by a moving hot particle // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2010. V. 53. № 5-6. Pp. 923–930.
26. Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. Distinctive features of the gas-phase ignition of a mixture of a kerosene vapor and air by a steel wire heated to high temperatures // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2009. V. 82. № 6. Pp. 1059–1065.
27. Glushkov D.O., Strizhak P.A. Heat and Mass Transfer at Ignition of Solid Condensed Substance with Relatively Low Calorific Power by a Local Energy Source // Journal of Engineering Thermophysics. 2012. V. 21. № 1. Pp. 69–77.
28. Бирюлин Г. В. Теплофизические расчеты в конечно-элементном пакете COMSOL/FEMLAB. СПб.: СПбГУИТМО, 2006. – 89 с.
29. Garcia A.L. Numerical methods for physics. New York: Prentice Hall, 2000. – 423 p.
30. Reddy J. N. An Introduction to Nonlinear Finite Element Analysis. New York: Oxford University Press, 2004. – 480 p.
31. СП 41-103-2000. Проектирование тепловой изоляции оборудования и трубопроводов. М.: Госстрой России, 2001. – 42 с.
32. Соколов Е. Я. Теплофикация и тепловые сети. М.: Изд-во МЭИ, 2001. – 472 с.
33. СНиП 23-02-2003. Тепловая защита зданий. М.: Госстрой России, ФГУП ЦПП, 2004. – 46 с.
34. Гува А. Я. Краткий теплофизический справочник. Новосибирск: Сибвузиздат, 2002. – 300 с.
35. Иванов В. В., Шкребко С. В. Моделирование тепловых процессов подземных бесканальных теплотрасс // Вторая Российская национальная конференция по теплообмену. Т. 7. Теплопроводность, теплоизоляция. М.: МЭИ, 1998. С. 106–108.
36. Иванов В. В., Василенко В. В., Черныш С. В. К оценке тепловых потерь подземных теплотрасс // Известия ВУЗов. Строительство. 2000. № 1. С. 66–69.

УДК 621.643.001:536.2

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ БЕСКАНАЛЬНЫХ ТЕПЛОПРОВОДОВ В УСЛОВИЯХ РЕАЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Половников В.Ю., Губанов Ю.Ю.
Томский политехнический университет

Тепловые режимы теплопроводов, равно как и масштабы тепловых потерь в тепловых сетях, оказывают существенное влияние на экономичность и эффективность работы систем теплоснабжения. При этом основное влияние на уровень сверхнормативных тепловых потерь оказывают состояние тепловой изоляции [1] и условия эксплуатации теплопроводов [2, 3]. Следует отметить, что в настоящее время уровень тепловых потерь в сетях теплоснабжения РФ составляет [4] от 10 до 30 % и более, в то время как в мире он не превышает 6-8 % [5].

Действующие нормы и правила проектирования тепловой изоляции [6, 7], а следовательно, и методы анализа тепловых режимов теплопроводов основаны на упрощенных аналитических соотношениях и не учитывают множества реальных факторов и процессов, приводящих к интенсификацию процессов теплопереноса в элементах конструкций и зонах размещения теплопроводов. В связи с этим особую актуальность приобретает разработка новых подходов к проектированию и анализу эксплуатационных режимов систем транспортировки тепловой энергии, учитывающих полный комплекс физических процессов, протекающих в рассматриваемых системах.

Целью данной работы является демонстрация возможностей современных подходов к исследованию тепловых режимов и тепловых потерь систем транспортировки тепла на примере работы типичной бесканальной тепловой сети в условиях реальной эксплуатации.

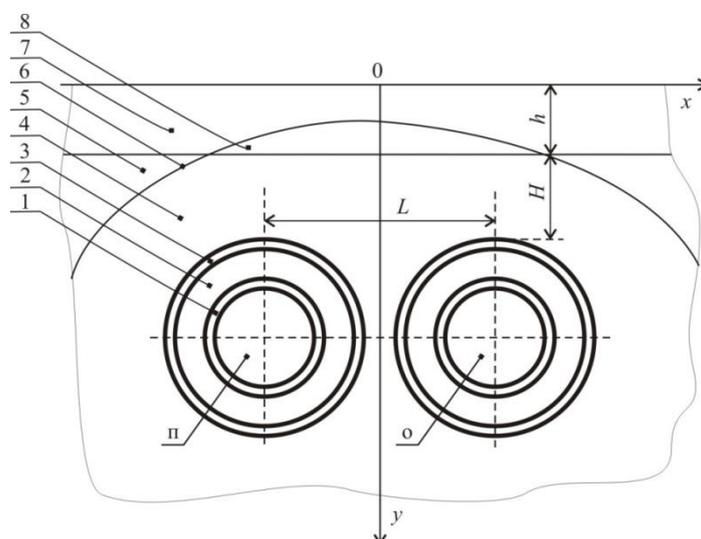


Рисунок 1. Схема области решения: 1 –металлическая стенка трубы; 2 – теплоизоляционный слой; 3 – слой гидроизоляции; 4 – грунт талый; 5 – грунт мерзлый; 6 – граница раздела между талой и мерзлой зонами; 7 – снег уплотненный; 8 – снег талый; п, о – подающий и обратный теплопроводы; H – расстояние от поверхности грунта до верхних точек слоев гидроизоляции; L – расстояние между осями теплопроводов; h – толщина снежного покрова.

Рассматривается типичный теплопровод бесканальной прокладки – трубопроводы изолированные пенополиуретаном и защитным покровным гидроизоляционным слоем из полиэтилена [8] (рис. 1). Предполагается, что теплопровод эксплуатируется в условиях промерзания грунта и наличия снежного покрова в зоне над прокладкой. Для рассматриваемой области (рис. 1) решается двумерная стационарная задача теплопроводности в системе «бесканальный теплопровод – окружающая

среда». Решение нестационарной задачи теплопереноса для рассматриваемой системы (рис. 1) не является целесообразным, поскольку нестационарные режимы работы теплопроводов наблюдаются только при вводе тепловых сетей в эксплуатацию после плановых или внеплановых остановок и не являются характерными режимами их работы [9].

В настоящее время имеется ряд работ [10–14], посвященных исследованию тепловых режимов и тепловых потерь бесканальных теплопроводов. В [10–14] приведены результаты анализа влияния различных эксплуатационных факторов на тепловые потери бесканальных теплопроводов, а также описаны проблемы, связанные с проектированием и эксплуатацией предизолированных бесканальных трубопроводов тепловых сетей. При этом в [10–13] не учитывается возможное промерзание грунта в зоне прокладки и изменение его теплофизических характеристик, хотя из [15] известно, что в большинстве регионов России наблюдается сезонное промерзание грунтов с существенными глубинами нулевой изотермы. Только в [14] приведены результаты численного исследования тепловых режимов и тепловых потерь бесканальных теплопроводов с учетом промерзания грунта в зоне прокладки. Данная работа является продолжением исследований [14], в которой учитывается наличие дополнительного термического сопротивления в виде слоя снега над прокладкой (рисунок 1).

Математическая модель для рассматриваемой задачи аналогична моделям, приведенным в [9, 14]. Решение задачи получено с применением средств и функций пакета программ мультифизического моделирования COMSOL Multiphysics. Исследования проводились на неравномерной конечно-элементной сетке. Количество элементов выбиралось из условий сходимости решения. Координаты границы раздела между талой и мерзлой зонами (рис. 1) определялись по координатам изотермической линии 273 К в результате серии численных экспериментов методом последовательных приближений.

При проведении численного моделирования использовалась расчетная область с размерами 6 м в глубину и по 5 м в стороны от оси симметрии. Размеры расчетной области выбирались на основании серии предварительных численных экспериментов таким образом, чтобы относительное изменение температур на границах области решения не превышало 0,5 %.

Исследования проводились для трубопроводов с диаметрами условного прохода трубопроводов 600 мм, изготовленных из стали 10 (толщина стенки 8 мм), тепловая изоляция – пенополиуретан (толщина 40 мм) [8], покровный слой – полиэтилен (2 мм) [8]. Расстояния от по-

верхности грунта до верхних точек слоев гидроизоляции принималось равным $H = 2$ м, а между осями трубопроводов составляло $L = 1,3$ м (рис. 1). Температуры теплоносителей в подающем и обратном трубопроводах принимались равными 338 К и 323 К в соответствии со среднегодовым температурам теплоносителей в водяных тепловых сетях при их работе по температурному графику 95/70 С [6]. Толщина снежного покрова принималась равной количеству осадков, выпавших за холодный период года для города Томск [15] $h = 185$ мм (рисунок 1). Температура окружающей среды принималась равной средней температуре воздуха за отопительный период в городе Томск [15] – 264,2 К. Средний коэффициент теплоотдачи на поверхности раздела «уплотненный снег – окружающая среда» варьировался в пределах от 5 до 30 Вт/(м²·К).

В таблице 1 приведены значения [16] теплопроводности, теплоемкости и плотности грунтов, снега, стенки трубы, тепловой и гидроизоляции, использовавшиеся при проведении численных исследований (рис. 1).

Таблица 1. Теплофизические характеристики

Характеристика	Покровный слой	Тепловая изоляция	Стенка трубы	Грунт				Снег	
				Глинистый		Песчаный		Уплотненный	Начавший таять
				Талый	Мерзлый	Талый	Мерзлый		
Теплопроводность, Вт/(м·К)	,33	,033	0,2	,1	,3	,3	,7	,35	,64
Теплоемкость, Дж/(кг·К)	200	470	62	231	59	486	005	100	100
Плотность, кг/м ³	20	0	700	700	700	000	000	50	00

Основные результаты численного исследования тепловых режимов бесканальных теплопроводов в условиях промерзания грунта и наличия снежного покрова в зоне прокладки приведены в таблице 2 и на рис. 2.

Обоснованность и достоверность результатов исследований следует из проведенных проверок используемых методов на сходимость и устойчивость решений на множестве сеток, выполнения условий баланса энергии на границах области расчета. Относительная погрешность расчетов во всех вариантах численного анализа не превышала 0,2 %, что является приемлемым при оценке тепловых потерь бесканальных теплотрасс.

Сопоставление результатов математического моделирования с известными данными других авторов по исследованию теплопереноса в зонах размещения подземных теплопроводов [12, 13] позволяет говорить о хорошем качественном согласовании результатов. При этом следует отметить, что сведений, приведенных в теоретических [12, 13] и экспериментальных, например [1, 10], работах по исследованию тепловых потерь подземных теплопроводов недостаточно для детализированного количественного сопоставления результатов моделирования с данными [1, 10, 12, 13].

Таблица 2. Результаты численного моделирования

Грунт	Песчаный				Глинистый			
α , Вт/(м ² ·К)	5	10	20	30	5	10	20	30
$Q_{СП}$, Вт/м	175,32				129,73			
Q_0 , Вт/м	137,40	140,48	142,10	142,65	100,48	102,15	103,01	103,30
Q_1 , Вт/м	124,39	126,79	128,36	128,91	93,07	94,63	95,42	95,69
Q_2 , Вт/м	144,70	149,94	152,27	153,21	102,17	104,30	105,26	105,62
$\delta_0 = \frac{Q_{СП} - Q_0}{Q_{СП}} 100\%$	21,63	19,87	18,95	18,63	22,55	21,26	20,60	20,37
$\delta_1 = \frac{Q_2 - Q_0}{Q_2} 100\%$	5,04	6,30	6,67	6,89	1,65	2,06	2,14	2,19
$\delta_2 = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} 100\%$	14,03	15,44	15,70	15,86	8,91	9,27	9,35	9,40
$\delta_3 = \frac{Q_0 - Q_1}{Q_0} 100\%$	9,47	9,74	9,67	9,63	7,37	7,36	7,36	7,36

В таблице 2 приведены тепловые потери рассматриваемой системы (рис. 1) с учетом промерзания грунта и наличия снежного покрова над прокладкой Q_1 , без учета наличия слоя снега Q_2 и без учета осложняющих факторов (промерзание грунта, наличие снежного покрова) Q_0 , а также представлено сопоставление Q_0 , Q_1 и Q_2 между собой и с величиной потерь $Q_{\text{СП}}$, вычисленной в соответствии с методикой [6].

Результаты численного моделирования тепловых потерь бесканальных теплопроводов, приведенные в таблице 2, свидетельствуют об ожидаемом росте тепловых потерь при прокладке теплопроводов в песчаных грунтах, имеющих большие коэффициенты теплопроводности (таблица 1). Также наблюдается закономерное возрастание потерь тепловой энергии с ростом интенсивности теплоотдачи на внешнем контуре рассматриваемой системы (рис. 1).

Анализ изменения величин тепловых потерь в зависимости от значений коэффициентов теплоотдачи на границе раздела «уплотненный снег – окружающая среда» (таблица 2) позволяет сделать вывод о том, что увеличение теплоотдачи в 6 раз приводит к росту тепловых потерь до 3,5 %.

Промерзание грунта в зоне прокладки теплопровода сопровождается соответствующим ростом тепловых потерь вследствие изменения теплофизических характеристик грунта при замерзании (таблица 1). Сопоставление тепловых потерь бесканальных теплопроводов с учетом Q_2 и без учета промерзания грунта Q_0 позволяет сделать вывод о том, что при прокладке теплопроводов в песчаных грунтах потери тепла возрастают на $\delta_1=5,04-6,89\%$, а в глинистых – на $\delta_1=1,65-2,19\%$ в зависимости от значений коэффициентов теплоотдачи на внешнем контуре взаимодействия (таблица 2).

Учет наличия снежного покрова над прокладкой приводит к снижению потерь тепла из-за увеличения эффективного термического сопротивления слоя над прокладкой. Сопоставление значений тепловых потоков Q_2 и Q_1 (таблица 2) позволяет говорить о том, что при наличии снежного покрова потери тепла снижаются на $\delta_2=14,03-15,86\%$ и на $\delta_2=8,91-9,40\%$ при прокладке теплопроводов в песчаных и глинистых грунтах соответственно.

Общее изменение тепловых потерь δ_3 в рассматриваемой системе (рис. 1), связанное с ростом тепловых потоков δ_1 вследствие промерзания грунта и их снижением δ_2 , обусловленным наличием дополнительного термического сопротивления (слой снега над прокладкой) по сравнению с вариантом расчета, не учитывающим осложняющих факторов, составляет от 7,36 % до 9,74 % (таблица 2). Таким образом, учет ослож-

няющих факторов (наличие дополнительных термических сопротивлений и изменение теплофизических характеристик веществ при наличии талых и мерзлых зон) позволяет заметно уточнить масштабы тепловых потерь бесканальных теплопроводов, эксплуатируемых в подобных условиях.

Также в таблице 2 приведено сопоставление δ_0 результатов численного расчета тепловых потерь рассматриваемой системы (рис. 1) без учета осложняющих факторов Q_0 с величиной тепловых потерь $Q_{СП}$, вычисленной в соответствии с [6] для условий идентичных условиям рассматриваемой задачи. Анализ изменения значений δ_0 свидетельствует о том, что отклонение $Q_{СП}$ от Q_0 составляет около 20 % и обусловлено тем, что в [6] для расчета термического сопротивления грунта используется формула Форхгеймера, которая, как известно [17], дает существенные погрешности в расчетах теплопередачи в системах с большими глубинами заложения трубопроводов.

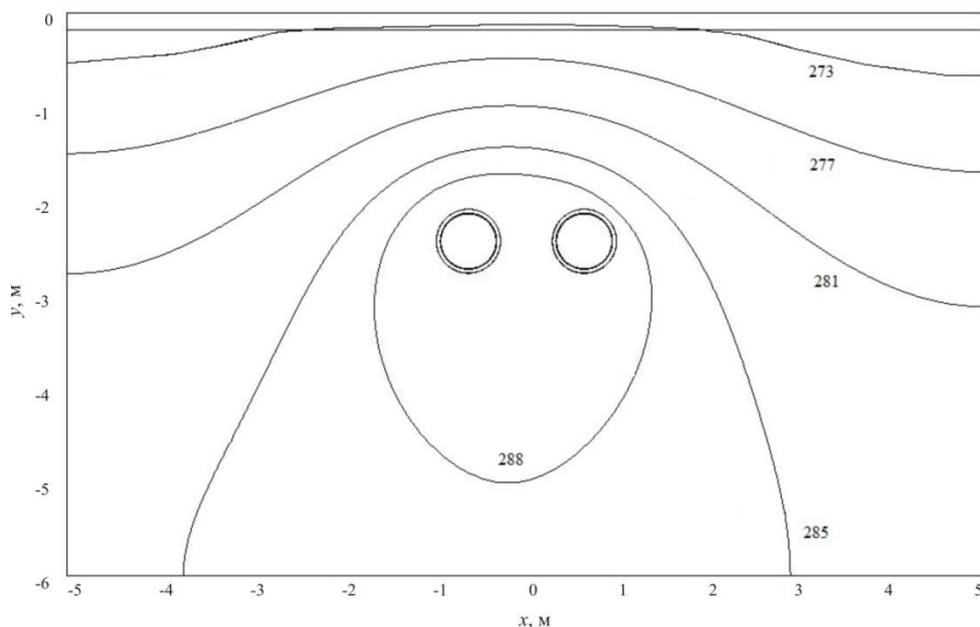


Рис.2. Типичное температурное поле для рассматриваемой области решения.

На рис. 2, в качестве примера, приведено типичное температурное поле в зоне размещения бесканального теплопровода в условиях промерзания грунта и наличия слоя снега при прокладке в песчаном грунте и $\alpha = 5 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. На рис. 2 изотермическая линия 273 К соответствует границе раздела мерзлых и талых сред.

Распределения температур в рассматриваемой области решения свидетельствуют о том, что изотермические линии (рисунок 2) сгущаются непосредственно над трубопроводами и более разрежены при уда-

лении от них, что соответствует представлениям о процессах теплопроводности в твердых телах и качественно соответствует [12, 13].

Следует еще раз отметить, что в методике [6, 7] отсутствует возможность учета влияния таких факторов как изменение условий теплообмена на границе взаимодействия с окружающей средой, изменение теплофизических характеристик грунта при промерзании, наличия дополнительных термических сопротивлений, что в совокупности с неизбежной погрешностью расчета тепловых потоков с использованием формулы Форхгеймера дает отклонение между результатами моделирования Q_1 и расчетами по методике [6] $Q_{СП}$ около 40 %. Это обстоятельство свидетельствует о необходимости разработки новых подходов к анализу тепловых потерь в тепловых сетях. Одним из возможных путей решения этой задачи является использование современных программных комплексов для математического моделирования тепловых режимов рассматриваемых систем. Использование коммерческих (COMSOL, ANSYS) или открытых (OpenFOAM) систем численного моделирования физических процессов представляет практически неограниченные возможности для учета и анализа различных факторов и процессов, влияющих на интенсификацию процессов переноса в рассматриваемых объектах, а большое количество, успешно решенных с помощью подобных систем задач, позволяет с уверенностью говорить о перспективности их использования для прогностического моделирования различных элементов систем теплоснабжения. По этим причинам использование современных программных комплексов для математического моделирования тепловых режимов тепловых сетей в условиях реальной эксплуатации является актуальным и позволит в сжатые сроки разработать прогностические модели и методики теплового расчета, учитывающие полный комплекс физических процессов, протекающих в рассматриваемых системах.

Установлено, что в рамках рассматриваемой задачи промерзание грунта в зоне размещения бесканальных тепловых сетей приводит к росту тепловых потерь до 7 %, а наличие снежного покрова над прокладкой приводит к снижению уровня тепловых потерь на 9–15 %.

Показано, что расчеты тепловых потерь в соответствии с [6] дают отклонение от результатов численного моделирования около 40 %, что свидетельствует о необходимости корректировки правил по проектированию тепловой изоляции трубопроводов тепловых сетей [6, 7].

Полученные результаты позволяют сделать вывод о перспективности применения современных методов и подходов к анализу тепловых режимов и тепловых потерь бесканальных тепловых сетей в условиях

реальной эксплуатации и возможности их применения при создании энергосберегающих систем транспортировки тепла.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-08-00201-а и грантов Президента РФ № МК-1284.2011.8, № МК-1652.2013.8.

Список литературы:

1. Кириллов Ю.И., Мотлохов М.А., Бычков А.М., Звонарев М.Г. Состояние тепловой изоляции на электростанциях ОАО РАО «ЕЭС России» // Энергетик. – 2005. – № 11. – С. 2 – 5.
2. Кузнецов Г.В., Половников В.Ю. Анализ тепловых потерь теплотрубопроводов в условиях взаимодействия с влажным воздухом // Энергосбережение и водоподготовка. – 2009. – № 2. – С. 37 – 39.
3. Кузнецов Г.В., Половников В.Ю. Оценка масштабов тепловых потерь в магистральных теплотрубопроводах в условиях затопления // Промышленная энергетика. – 2006. – № 8. – С. 32 – 34.
4. Ватин Н.И., Дубов В.В., Петраков Г.П. Внедрение РМД 41-11-2012 Санкт-Петербург «Устройство тепловых сетей в Санкт-Петербурге» // Интернет-журнал «Строительство уникальных зданий и сооружений». – 2013. – № 1(6). – С. 48–54.
5. Шишкин А. Н. О проекте федерального закона «О теплоснабжении» // Новости теплоснабжения. – 2010. – № 6. – С. 20–24.
6. СП 41-103-2000. Проектирование тепловой изоляции оборудования и трубопроводов. М.: Госстрой России, 2001. – 42 с.
7. СНиП 41-03-2003. Тепловая изоляция оборудования и трубопроводов. СПб.: Деан, 2004. – 61 с.
8. Справочник проектировщика. Проектирование тепловых сетей / под ред. А.А. Николаева. – Курган: Интеграл, 2010. – 357 с.
9. Кузнецов Г.В., Половников В.Ю. Численное моделирование теплопереноса в зонах прокладки теплотрасс // Известия РАН. Энергетика. – 2012. – № 2. – С. 151 – 159.
10. Слепченко В.С., Рондель А.Н., Шаповалов Н.И. Влияние различных эксплуатационных факторов на тепловые потери в бесканальных подземных трубопроводах тепловой сети // Новости теплоснабжения. – 2002. – № 6. – С. 18 – 23.
11. Беляков В.А. Опыт и проблемы проектирования бесканальной и канальной прокладки теплопроводов в ППУ-изоляции // Новости теплоснабжения. – 2007. – № 6. – С. 32–33.
12. Иванов В.В., Вершинин Л.Б. Распределение температур и тепловых потоков в зоне подземных теплотрасс // Вторая Российская национальная конференция

- по теплообмену: Теплопроводность, теплоизоляция. – М.: Издательство МЭИ, 1998. – Т. 7. – С. 103–105.
13. Иванов В. В., Шкробко С. В. Моделирование тепловых процессов подземных бесканальных теплотрасс // Вторая Российская национальная конференция по теплообмену: Теплопроводность, теплоизоляция. – М.: Издательство МЭИ, 1998. – Т. 7. – С. 106–108.
 14. Половников В.Ю., Хузеев В.А. Тепловые потери бесканальных теплотрасс в условиях промерзания грунта в зоне прокладки // Известия вузов. Проблемы энергетики. - 2012. - №11-12. С. 64-71.
 15. СНиП 23-01-99. Строительная климатология. М.: Госстрой России, 2000. –57 с.
 16. Гува А. Я. Краткий теплофизический справочник. Новосибирск: Сибвузиздат, 2002. – 300 с.
 17. Агапкин В. М., Кривошеин Б. Л., Юфин В. А. Тепловой и гидравлический расчеты трубопроводов для нефти и нефтепродуктов. М.. Недра, 1981. – 256 с.

УДК 536.2:539.3

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РЕФЛЕКТОРОВ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Пономарев В.С.^{1,2}, Герасимов А.В.^{1,2}, д.ф.-м.н.,

Пономарев С.В.², д.ф.-м.н, Шендалев Д.О.³, к.т.н., Попов А.В.³

¹Томский политехнический университет, г. Томск,

²НИИПММ Томского государственного университета, г. Томск,

³ОАО «ИСС» имени академика М.Ф. Решетнева», г. Железногорск

E-mail: vsponomarev@niipmm.tsu.ru

Разработка систем связи для высокочастотных диапазонов приводит к необходимости создания антенн космического назначения с отражающей поверхностью (ОП), имеющей среднеквадратическое отклонение (СКО) порядка 10^{-5} метра. Таким точностям удовлетворяют прецизионные рефлекторы, изготавливаемые из полимерных композиционных материалов. Кроме высокой точности подобные рефлекторы имеют малый вес и соответственно высокие динамические характеристики по сравнению с аналогичными рефлекторами, изготовленными из металлов. Прецизионные рефлекторы имеют размеры, ограниченные размером обтекателя ракета-носителя.

Наряду с жесткими прецизионными рефлекторами на космических аппаратах (КА) используются крупногабаритные разворачиваемые рефлекторные космические антенны. На трансформируемые рефлекторы с увеличенной апертурой также накладываются требования по массе, жесткости и точности ОП (СКО порядка 5^{-3} м).

Точность ОП обоих видов рефлекторов помимо изначально заложенной величины СКО, связанной с неточностями при

изготовлении, сборки и особенностью конструкции, зависит от температурных деформаций вследствие неравномерного распределения градиента температур при эксплуатации в открытом космосе. Поэтому для каждой концепции рефлектора космического назначения важно исследование термомеханического поведения.

В основном тепловой режим рефлектора определяется солнечным излучением, дополнительно за счет потоков солнечного излучения отраженных от Земли, за счет собственного инфракрасного излучения Земли, а также за счет отраженного от элементов конструкции КА солнечного излучения.

Для решения задачи нахождения распределения температуры в элементах конструкции использовался метод конечных элементов (КЭ). Для каждого КЭ составляется уравнение теплового баланса вида:

$$(c_m)_i \frac{\partial T_i}{\partial \tau} = Q_i^{ext} + Q_i^{int} + \sum_j \left(\lambda \frac{F}{\delta} \right)_{j-1} (T_j - T_i) + \sum_k \varepsilon_i H_{i-k} \sigma (T_k^4 - T_i^4),$$

где $(c_m)_i$ – теплоемкость, Q_i^{ext} – внешний тепловой поток на i -ый расчетный узел, Q_i^{int} – внутреннее тепловыделение в i -ом расчетном узле, $\lambda \frac{F}{\delta}$ – коэффициент, характеризующий кондуктивную связь i -ого с j -ым расчетными узлами, ε_i – степень черноты i -го узла, H_{i-k} – поверхность взаимного лучистого обмена между i -ым и k -ым расчетными узлами, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·°C⁴) – постоянная Стефана-Больцмана.

Для решения полученной системы уравнений используются имеющиеся стандартные или специальные компьютерные программы, такие как Siemens NX.

Математическая тепловая модель конструкции рефлектора включает конечное число изотермических узлов, связанных между собой тепловыми связями, определяемыми конструктивным исполнением расчетного узла. В тепловой модели учитываются:

- кондуктивный теплообмен между узлами конструкции антенны,
- теплообмен переизлучением между узлами конструкции антенны.

Для каждого узла тепловой модели записывается уравнение теплового баланса. Система уравнений, дополненная граничными и начальными условиями, полностью описывает тепловую модель. Солнечный поток Q_{solar} , поступающий на единичную площадку конструкции, имеет вид:

$$Q_{solar} = A_s \cdot S_0,$$

где A_s – коэффициент поглощения солнечного излучения, S_0 – солнечная постоянная, величина которой варьируется в течение года от 1320 Вт/м² до 1420 Вт/м². Поток от инфракрасного излучения Земли

$$Q_{earth} = Q_{IR} \cdot \varepsilon \cdot \sin^2 \rho,$$

где Q_{IR} – инфракрасное излучение Земли (237 ± 21 Вт/м²), ε – коэффициент излучения (степень черноты), $\sin^2 \rho = R_E / (h + R_E)$, R_E – радиус Земли, h – высота орбиты объекта. Тепловые потоки Q_{ref} , отраженные от Земли

$$Q_{ref} = S_{max} \cdot A_s \cdot a \cdot K_a \cdot \sin^2 \rho,$$

где a – Альбедо, K_a – корректирующий коэффициент для отражения солнечной энергии со сферы Земли.

Тепловой анализ рефлекторов был проведен для двух крайних расчетных случаев весеннее равноденствие ($S_0 = 1380$ Вт/м²) и зимнее солнцестояние ($S_0 = 1420$ Вт/м²). Для расчетного случая в точке весеннего равноденствия (ТВР) учитывалась тень от Земли на сегменте орбиты продолжительностью 72 минуты. Все расчеты проведены для отрезка времени в 24 часа с шагом по витку орбиты в 10 минут.

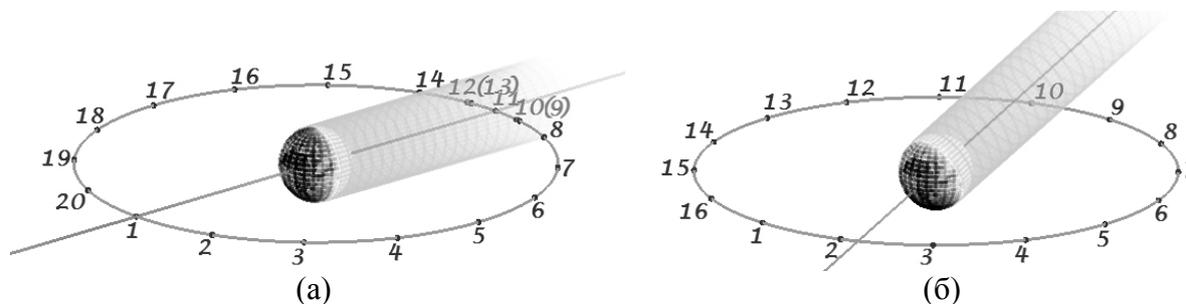


Рис. 1. Положения рефлектора на геостационарной орбите Земли
(а) – ТВР, (б) – ТЗС.

После полученные в результате теплового анализа массивы температур использованы в качестве граничных условий для анализа напряженно-деформированного состояния (НДС).

Исследовано термомеханическое поведение на геостационарной орбите Земли двух конструкций рефлекторов: прецизионного с диаметром апертуры 1.8 м и крупногабаритного рефлектора на штанге с диаметром апертуры 50 м. На рисунке 1 представлены КЭ модели для анализа НДС рефлекторов. Тепловые КЭ модели были построены в соответствии с КЭ моделями для НДС, однако в модели крупногабаритного рефлектора был принят ряд упрощений. Каждая модель имеет свои конструктивные особенности, реализация которых успешно осуществлена при помощи возможностей построения и параметризации модели в программном комплексе ANSYS.

Так модель крупногабаритного рефлектора содержит помимо жестких элементов, выполняющих роль силового каркаса, металлическое сетеполотно, формирующее ОП рефлектора, набор

шнуров, позволяющих за счет натяжения усилить каркас, набор веревочных элементов, образующих фронтальную и тыльную сети и шнуры, так называемые оттяжки, поддерживающие параболическую форму ОП.

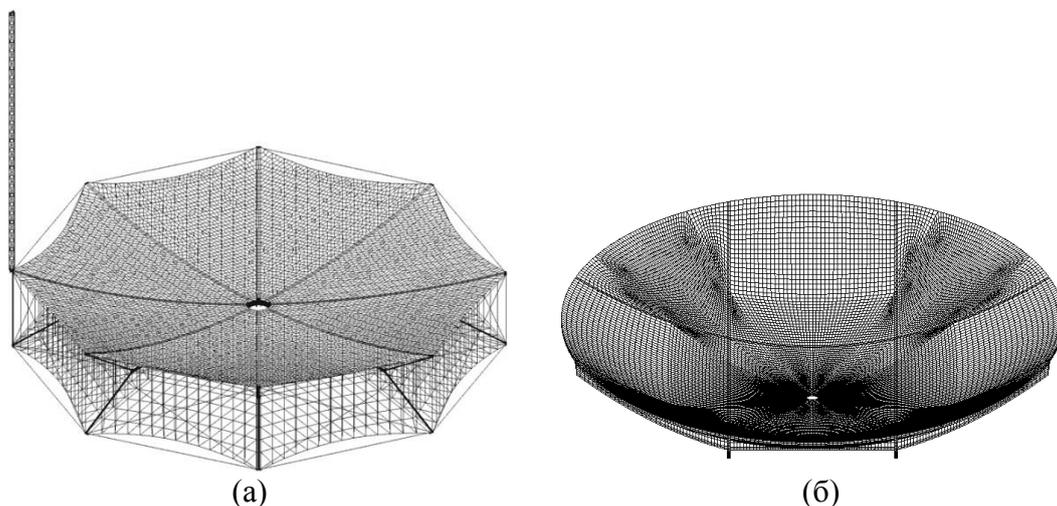


Рис. 2. КЭ модели рефлекторов
(а) – крупногабаритный, (б) – прецизионный.

Модель прецизионного рефлектора, представляющего собой сэндвич панель из сотозаполнителя и двух углепластиковых «чашек», учитывает ортотропные свойства и направление выкладки материалов.

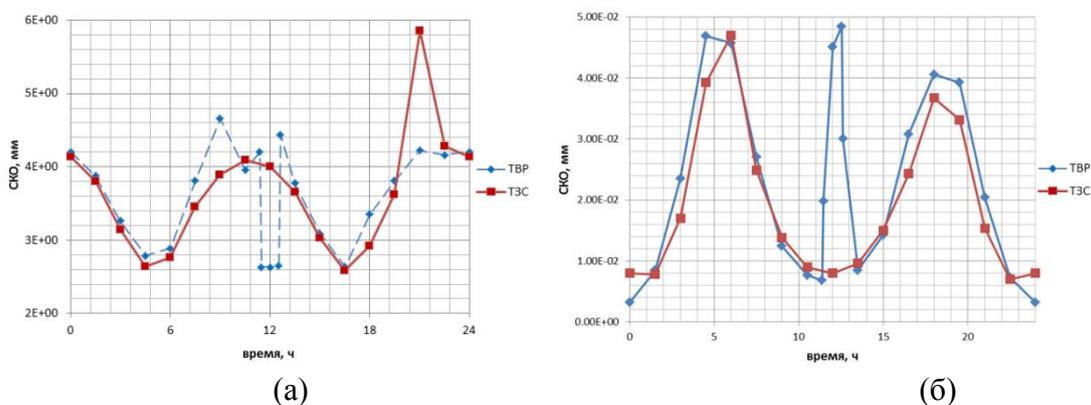


Рис. 3. Графики почасового изменения СКО
(а) – крупногабаритный рефлектор; (б) – прецизионный рефлектор.

После проведения подготовительных расчетов, используя возможность перезапуска, определялось НДС под действием температурных нагрузок, производился расчет СКО и радиотехнических характеристик по смещенным узлам ОП рефлекторов.

Для каждого рефлектора были построены графики почасового изменения СКО, представленные на рисунке 3.

Из графиков определены положения рефлекторов с наилучшим СКО и по массивам координат узлов ОП рассчитаны диаграммы направленности.

Таким образом, с использованием средств и возможностей программных комплексов ANSYS и Siemens NX проанализировано термомеханическое поведение конструкций рефлекторов на основе композиционных материалов для исследования возможности их использования на геостационарной орбите Земли.

Результаты теплового анализа показывают применимость углепластиковых композитов для элементов конструкции прецизионных рефлекторов. Величины СКО рефлекторов при максимальных искажениях ОП от температурных деформаций не превышает требуемых величин для данных конструкций.

УДК 532.591

МЕТОД СИНХРОННОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ВОЛНОВОГО ПЛЕНОЧНОГО ТЕЧЕНИЯ НА ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПОВЕРХНОСТИ

Рахманов В.В. к.т.н., Кабардин И.К., Двойнишников С.В., к.т.н.
Институт теплофизики, г. Новосибирск
E-mail: rahmanov@oit.itp.nsc.ru

Волновые пленочные течения широко используются в технологических процессах. За счет низкого теплового сопротивления и большой поверхности контакта при малых удельных расходах применение пленок жидкости является эффективным средством в процессах межфазного тепломассообмена, конденсации и испарения. Частным случаем пленочного течения является течение пленок по поверхности вращающегося диска. Волны, возникающие на поверхности пленки, могут приводить к интенсификации массообмена. Несмотря на наличие большого количества методов измерения толщины пленок, используемых в настоящее время [1, 2], первичная визуализация течения является актуальной задачей, позволяющей убедиться в правильности выбранного подхода к формированию волнового пленочного течения.

Цель данной работы заключалась в разработке метода синхронной визуализации волнового пленочного течения на поверхности вращающегося диска.

При визуализации волновых пленочных течений часто возникает задача получить картину течения с синхронизацией, связанной со скоростью вращения диска или с пульсациями давления в подводимой жидкости. Наиболее распространены и доступны цифровые видео- и

фотокамеры без специализированных программно-аппаратных средств синхронизации. Для организации синхронной фото- и видеосъемки пленочных течений предлагается использовать внешние оптические затворы, выполняющие функцию синхронной диафрагмы и источники поляризованного излучения в качестве осветителей.

Оптические затворы широко применяются как в лабораторном и промышленном оборудовании, так и в бытовых приборах, таких как фотоаппараты, видеокамеры, очки для просмотра трехмерного изображения и др. Это устройство, обеспечивающее пропускание и (или) перекрытие светового потока в течение определённого, заранее заданного времени. Существует несколько широко используемых типов оптических затворов: механические, электрооптические, магнитооптические и фототропные [3]. Однако у них имеются существенные недостатки, делающие их применение совместно с цифровыми камерами затруднительным.



Рис. 4. Схема применения метода синхронной визуализации волнового пленочного течения.9

Оптимальным типом оптических затворов для визуализации пленочных течений являются жидкокристаллические (ЖК) затворы. Они получили массовое распространение в очках для просмотра трехмерного телевизионного изображения. В закрытом состоянии такие затворы обеспечивают ослабление ортогонально (относительно плоскости поляризации затвора) поляризованного светового потока в 20 раз [4]. При этом возможна их работа на частотах до 120 Гц, что является более чем достаточным для синхронизации изображения с цифровых камер со скоростью вращения диска или с пульсациями давления в подводимом потоке жидкости.

На рисунке 1 представлена реализация метода синхронной визуализации волнового пленочного течения на вращающейся поверхности.

В качестве осветителя использовался лазерный излучатель с длиной волны 650 нм и мощностью 1 Вт с расходящимся конусом оптического излучения. Свет от лазерного модуля освещал вращающийся диск. Отраженный свет формировал изображение на экране, которое при помощи цифровой видеокамеры передавалось на компьютер с целью дальнейшей обработки. Для синхронизации изображения со скоростью вращения диска использовался сигнал с датчика вращения. Этот сигнал управлял «открытием» оптического затвора для экспонирования изображения. Таким образом, визуализация волн происходит за счет введения управляемой диафрагмы, приводящей к фазовым или амплитудным изменениям части светового пучка, которые вызывают перераспределение освещенности в плоскости изображения.

В ходе эксперимента наблюдались три различных режима течения пленки жидкости на вращающемся диске: режим невозмущенного течения, режим течения с образованием concentрических волн и режим течения с образованием спиральных волн, который представляет наибольший интерес для изучения.

На рисунке 2 представлены результаты применения метода синхронной визуализации пленочного течения. Видно, что при уменьшении скорости вращения, уменьшается количество витков спирали.

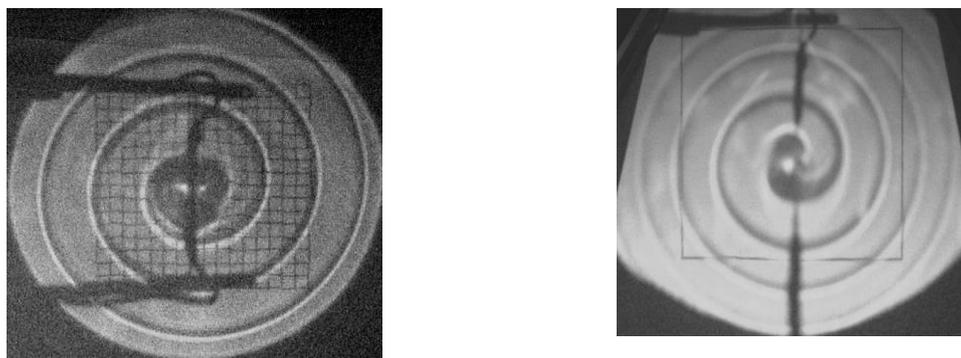


Рис. 2. Визуализация пленочного режима течения при генерации спиральной волны. Частота вращения диска $f = 1,2$ Гц. Слева: расход $Q = 1$ мл/с, справа: расход $Q = 0,55$ мл/с.

Применение ЖК затворов позволяет управлять временем экспозиции приемной оптической системы в широком диапазоне, что необходимо для визуализации различных типов течений. Установлено, что минимальное время экспозиции для ЖК затворов на нематических кристаллах составляет 2 мс. За это время ЖК решетки затвора успевают сформировать устойчивую структуру для пропускания лазерного излучения с определенной поляризацией.

Таким образом, разработан метод синхронной визуализации волнового пленочного течения на вращающейся поверхности. Разработанный метод позволяет проводить синхронную визуализацию течений с частотой до 500 Гц. Предложенный метод синхронной визуализации может быть использован для экспериментальных исследований нестационарных вихревых потоков или для изучения структуры течения в топках котлов. Кроме того, перспективно развитие данного метода с применением ЖК затворов на других типах кристаллов, обладающих меньшим временем релаксации. Это позволит существенно уменьшить время экспозиции и, тем самым, обеспечит качественную визуализацию быстрых течений с характерными частотами до нескольких килогерц.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-29-00093).

Список литературы:

1. Кабардин И.К., Рахманов В.В., Меледин В.Г., Елисеев И.А., Двойнишников С.В. Модифицированный абсорбционный оптический метод диагностики волновой пленки жидкости на вращающейся поверхности // Теплофизика и аэромеханика, 2012 - Т. 19. - № 1. С. 89-95.
2. Kabardin I. K., Meledin V. G., Eliseev I. A. and Rakhmanov V. V. Optical measurement of instantaneous liquid film thickness based on total internal reflection // Journal of Engineering Thermophysics, 2011. - Vol. 20. - № 4. - P. 407-415.
3. Мустель Б. Р., Парыгин В. Н., Методы модуляции и сканирования света, М., 1970.
4. Рахманов В.В., Двойнишников С.В., Аникин Ю.А., Бакакин Г.В., Куликов Д.В., Меледин В.Г. Многоканальная синхронная система фотодетектирования / Высокие технологии, фундаментальные исследования, инновации. Сборник статей XVII международной научно-практической конференции "Фундаментальные и прикладные исследования, разработка и применение высоких технологий в промышленности и экономике" 22-23 мая 2014 г. Санкт-Петербург, Россия // Под ред. А.П. Кудинова, М.А. Кудинова. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2014. - С. 218-221.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООВОГО И МЕХАНИЧЕСКОГО КОНТАКТА КЕРАМИЧЕСКОЙ ЛОПАТКИ И МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ДИСКА В РАБОЧЕМ КОЛЕСЕ ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ

Резник С.В., д.т.н., проф., Просунцов П.В., д.т.н., проф., Сапронов Д.В., асп.
МГТУ им. Н.Э. Баумана, г. Москва
E-mail: sreznik@bmstu.ru

При разработке узлов соединения керамических и металлических деталей в турбинах перспективных турбореактивных двигателей необходимо учитывать достаточно сложные контактные явления. Площадь фактического контакта двух деталей значительно меньше номинальной площади из-за особенностей геометрии микроструктуры поверхностей. Состояние поверхности принято характеризовать шероховатостью и волнистостью.

Шероховатость представляет собой совокупность повторяющихся неровностей с относительно малыми шагами (рис. 1) [1]. Основными характеристиками шероховатости являются средняя высота микровыступов, коэффициент заполнения профиля, шаг неровностей и радиус закругления вершин микровыступов. С увеличением нагрузки на контакте происходит увеличение числа пятен фактического контакта, в то время как их размер возрастает незначительно.

В общем случае теплопередача между контактирующими поверхностями осуществляется теплопроводностью через участки фактического контакта и через прослойку среды, заполняющей пространство между неровностями поверхностей, а также путем теплового излучения. Термическая проводимость контакта определяется соотношением

$$\alpha = \frac{q}{\Delta T_c}, \quad (1)$$

где q – плотность теплового потока; ΔT_c – скачок температур в области контакта.

Объектом исследования являлась контактная область лопатки из нитридной керамики ОТМ-914 и диска газовой турбины из никелевого сплава. При моделировании использовались данные по шероховатости, полученные на основе первичного анализа типовых профилограмм материалов. В качестве основных параметров принимались: максимальное значение шероховатости R_{\max} , средний шаг неровностей профиля S_{mi} , среднее расстояние между неровностями l_{mi} (рис. 1), высота неровностей

по десяти точкам R_z , коэффициент заполнения профиля k_p , а также отношение фактической и номинальной площадей контакта $\frac{F_f}{F_n}$.

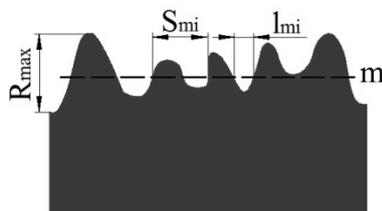


Рис. 1 Профиль шероховатости реальной поверхности

В таблице 1 приведены значения основных параметров шероховатости для поверхностей металлической и керамической деталей.

Таблица 1 Основные параметры шероховатости для поверхностей керамической и металлической деталей

	R_{\max} , мкм	S_{mi} , мкм	l_{mi} , мкм	R_z , мкм	$\frac{F_f}{F_n}$, %	k_p
металл	2,21	0,92	0,39	0,95	4,1	0,65
керамика	1,19	0,72	0,32	0,66		

Температурные зависимости теплопроводности материалов контактной пары приведены в табл. 2 и 3.

Таблица 2 Коэффициент теплопроводности керамики

T , $^{\circ}\text{C}$	50	100	200	300	400	500	600	700	800	900
λ , Вт/(м $\cdot^{\circ}\text{C}$)	16	15	15	14	13	12	12	11	11	11

Таблица 3 Коэффициент теплопроводности никелевого сплава

T , $^{\circ}\text{C}$	100	200	300	400	500	600	700	800	900
λ , Вт/(м $\cdot^{\circ}\text{C}$)	11,5	11,9	12,2	12,6	12,9	13,2	13,7	14,1	14,6

Конечно-элементная модель области контакта представлена на рис. 2. На верхней и нижней границах модели введены фиктивные изотермические слои малой толщины, наделенные бесконечно большой теплопроводностью. К узлам верхней части никелевой детали прикладывалась температура T_1 , а к узлам нижней части керамической детали T_2 . Верхняя часть модели соответствовала металлической детали, а нижняя часть – керамической. При учете радиационного теплообмена в зазоре степень черноты никелевого сплава принималась 0.09, а нитрида кремния – 0.9.

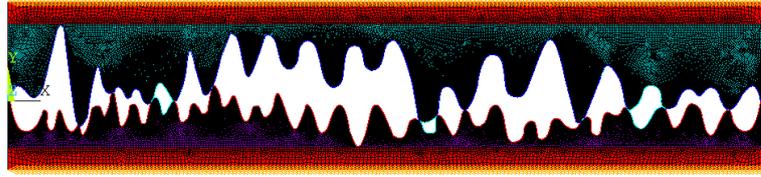


Рис. 2 Конечно-элементная модель области контакта

Целью моделирования являлось определение коэффициента теплопроводности контактного слоя керамической и металлической деталей, который можно выразить следующим образом:

$$\lambda_t = q_t \cdot \frac{\Delta}{(T_1 - T_2)}. \quad (2)$$

Расчет в комплексе ANSYS позволяет найти q_t . Граничная подобласть керамического материала от $x=0$ до $x=L$ в обеих моделях разбивалась на 20 равных отрезков (рис. 3.), плотность теплового потока определялась из соотношения:

$$q_t = \frac{1}{L} \cdot \int_0^L q_y(x) dx. \quad (3)$$

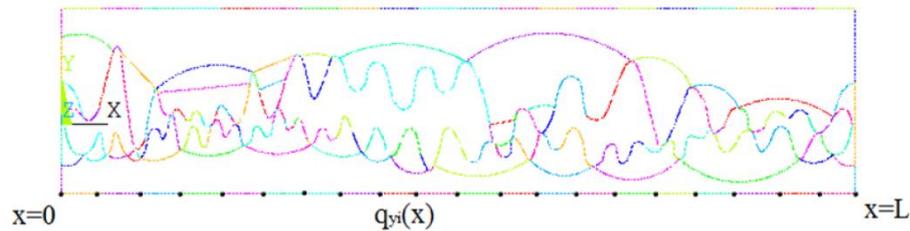


Рис. 3 Определение q_t

Ввиду малости областей принималось допущение о линейной зависимости плотности потока от координаты x на всех отрезках:

$$q_y = a \cdot x + b. \quad (4)$$

Интеграл для области k -1:

$$\int_k^l q_y(x) dx = \int_k^l (a \cdot x + b) dx = \frac{(l-k) \cdot (2 \cdot b + a \cdot k + a \cdot l)}{2}. \quad (5)$$

Постоянные a и b вычислялись из соотношений:

$$a = \frac{q_{y2} - q_{y1}}{x_2 - x_1}; \quad (6)$$

$$b = q_{y1} - \frac{(q_{y2} - q_{y1}) \cdot x_1}{x_2 - x_1}. \quad (7)$$

Были проведены расчеты при перепаде температур $\Delta T_c = 10, 30, 50, 70, 90$ градусов, соответственно. Для каждого ΔT_c рассматривались 20 вариантов среднего значения температуры в зоне контакта T_a . На рис. 4 приведена зависимость коэффициента теплопроводности контактного слоя λ_l от величины T_a . На рис. 5 показана зависимость среднего значения этого коэффициента теплопроводности от разницы температур в области контакта.

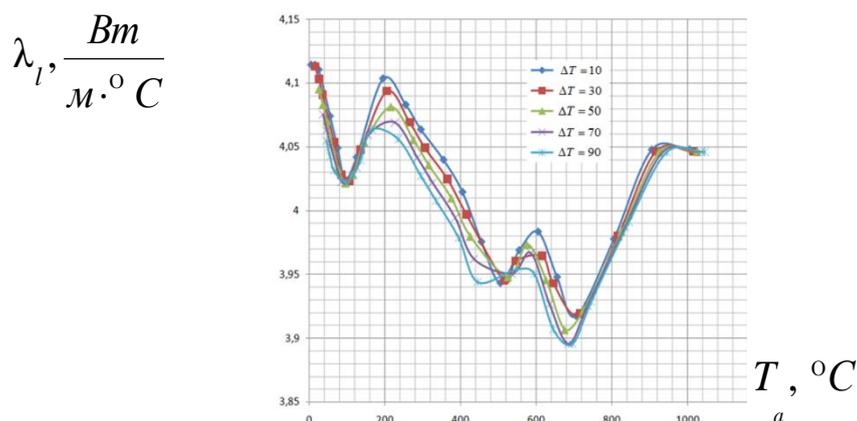


Рис. 4 Зависимость коэффициента теплопроводности контактного слоя от среднего значения температуры в зоне контакте T_a при различных ΔT_c

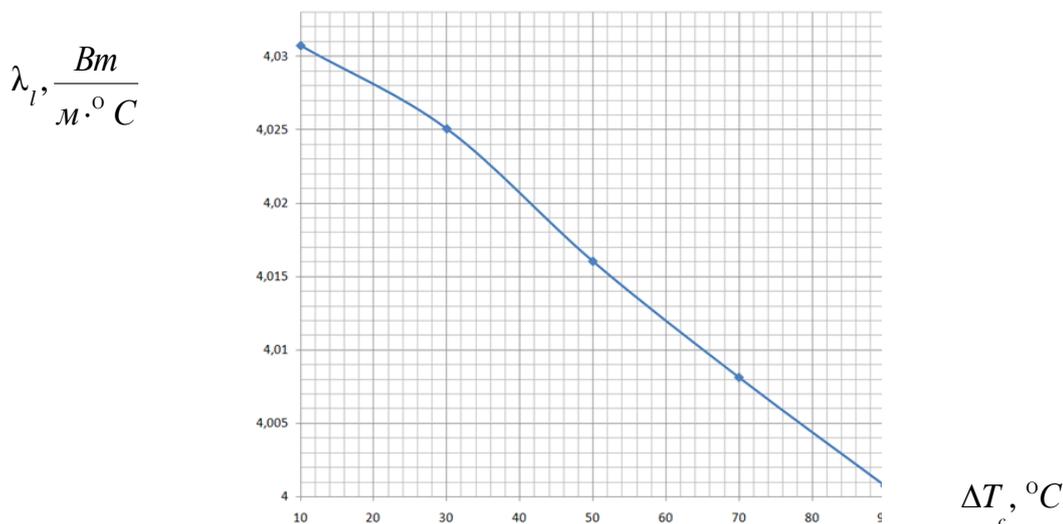


Рис. 5 Зависимость среднего значения коэффициента теплопроводности контактного слоя от ΔT_c

В упрощенной модели теплового контакта никелевой и керамической деталей на основе анализа «реальной» модели шероховатости было принято $R_{\max 1} = 2,21 \text{ мкм}$, $R_{\max 2} = 1,19 \text{ мкм}$ (рис.6, 7).

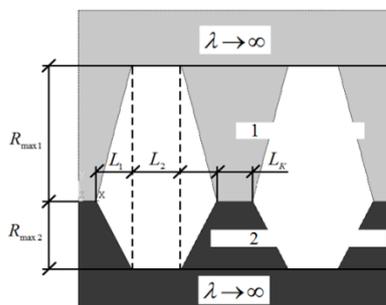


Рис.6 Геометрия упрощенной модели:
1 – никелевый сплав; 2 – нитридная керамика

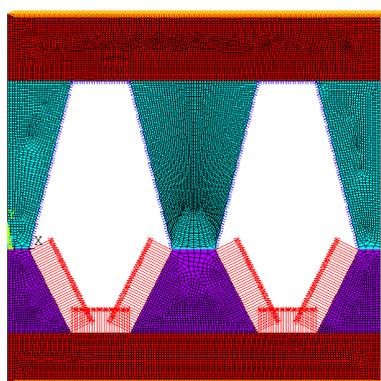


Рис.7 Конечно-элементная модель зоны контакта

Исходные значения подбирались таким образом, чтобы получить значение коэффициента теплопроводности, близкое к модели «реальной» шероховатости (при $T_a = 505^\circ \text{C}$), а также с учетом подобия геометрии «реальной» шероховатости. В упрощенной модели (таблица 4):

$$\frac{F_f}{F_n} = 5,4 \% ; k_p = 0,55 .$$

Таблица 4 Параметры упрощенной модели

$R_{\max 1}, \text{ мкм}$	$R_{\max 2}, \text{ мкм}$	$L_k, \text{ мкм}$	$L_1, \text{ мкм}$	$L_2, \text{ мкм}$	$\lambda_l, \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot ^\circ \text{C}}$
2,21	1,19	0,0485	0,43	0,01	3,91

О влиянии L_1 и L_2 на коэффициент теплопроводности контактного слоя можно судить по результатам, приведенным на рис. 8 и 9, а о влиянии ширины локального контакта по результатам на рис. 10.

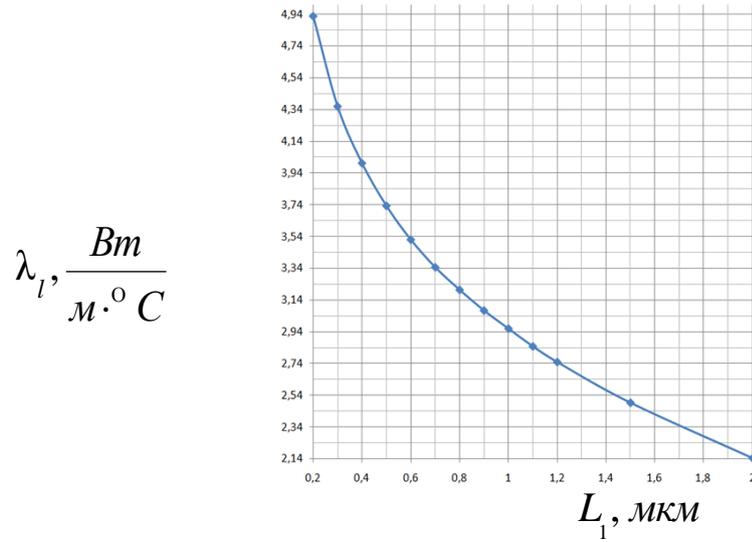


Рис.8 Влияние L_1 на коэффициент теплопроводности контактного слоя

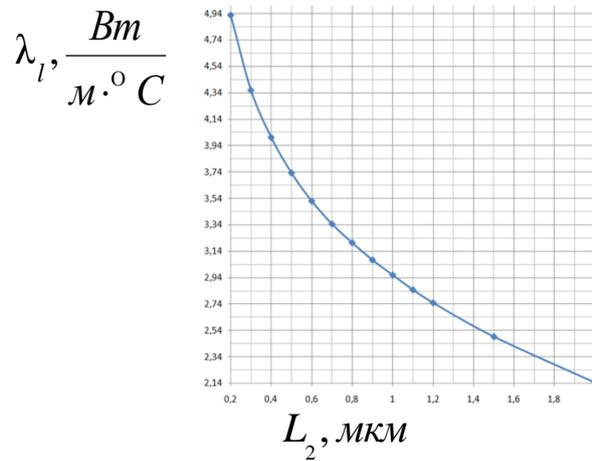


Рис.9 Влияние L_2 на коэффициент теплопроводности контактного слоя

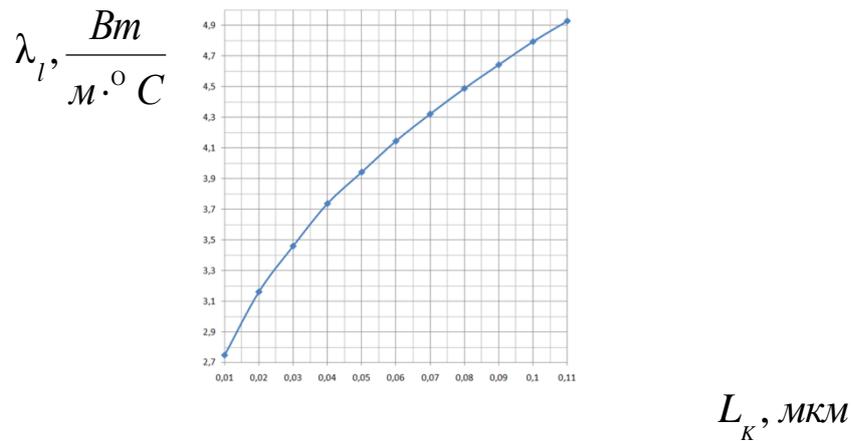


Рис.10 Влияние L_K на коэффициент теплопроводности контактного слоя

Проведено сравнение результатов «реальной» модели шероховатости и упрощенной, при $\Delta T_c = 10^\circ C$. Как видно, упрощенная модель дает весьма хорошее сходство с моделью «реальной» шероховатости (рис.11).

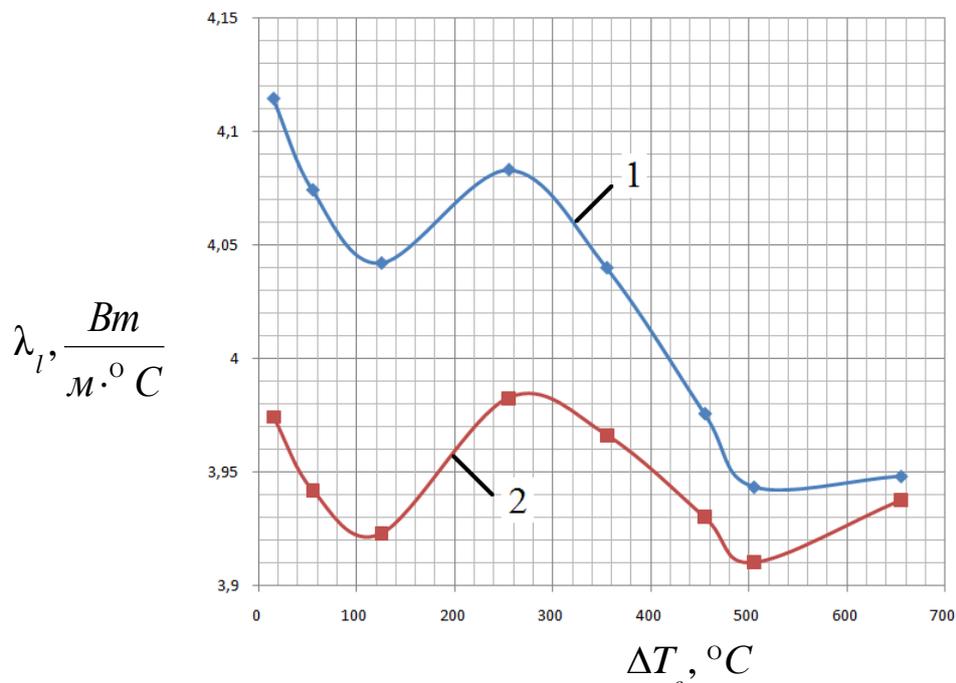


Рис.11 Сравнение коэффициентов теплопроводности контактного слоя при $\Delta T_c = 10^\circ C$: 1 – «реальная» модель; 2 – упрощенная

Для полученной модели проводился анализ статической прочности. Исходные данные моделирования соответствовали $T_a = 505^\circ C$. Давление в области контакта принималось равным 175 МПа по результатам проектирования замкового соединения керамических лопаток и металлического диска в рабочем колесе газовой турбины, представленного авторами в [2].

При проведении расчетов использовались элементы, моделирующие плоско-деформированное напряженное состояние (рис. 12). Третьи главные (сжимающие) напряжения показаны на рис. 13.

Результаты расчета (рис. 13) указывают на возможность разрушения в зоне контакта, так как предел прочности при сжатии нитридной керамики ОТМ-914 не превышает 3000 МПа.

Что же происходит в контакте? По-видимому, энергия кромки металлического тела на микроуровне вызывает пластическую деформацию, а энергия кромки керамического тела на микроуровне вызывает локальную концентрацию напряжения. Изменение третьих главных

напряжений при ступенчатом увеличении нагрузки для полученной выше модели (рис. 12) представлено на рис. 14. Полагая, что предел прочности при сжатии нитридной керамики ОТМ-914 составляет 2500 МПа, можно сделать вывод, что конструкция разрушится при уровне контактной нагрузки порядка 130 МПа.

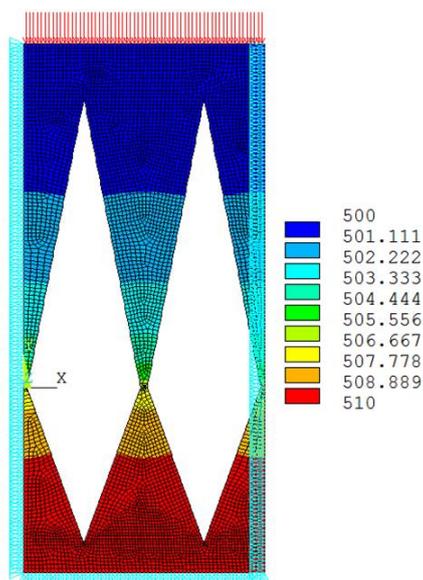


Рис. 12 Конечно-элементная модель, граничные условия, температурное поле, °C

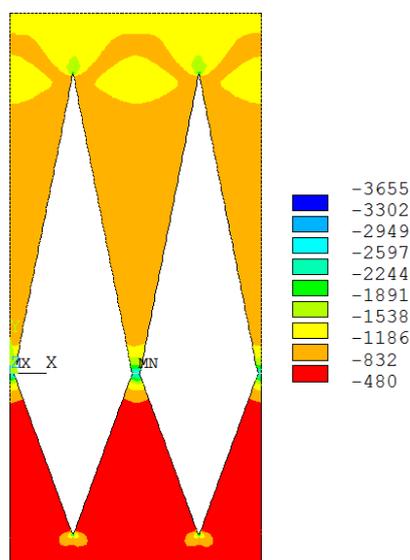


Рис. 13 Третьи главные напряжения, МПа

Исследования проводились при $T_a = 105^\circ C$ для различных геометрических параметров в упрощенной модели (см. рис. 6) при трех различных давлениях: 70, 100 и 175 МПа. Для каждой модели сначала проводился тепловой расчет (из него определялся λ_1), а затем прочностной (из него определялось максимальное значение третьего главного напряжения в керамической детали). При каждом давлении было получено по 9 точек. Результаты приведены на рис. 15.

Третьи главные напряжения, МПа

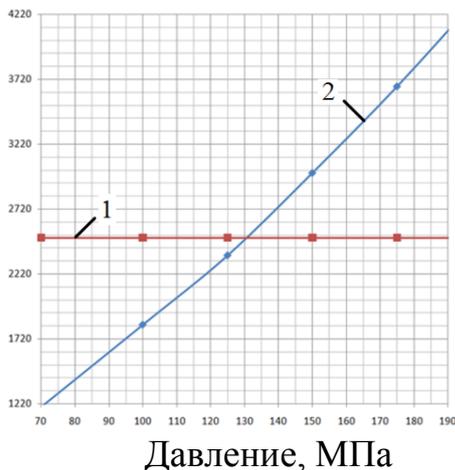


Рис. 14 Определение разрушающего контактного давления
 1 – критическое значение прочности при сжатии;
 2 – изменение третьих главных напряжений при ступенчатом увеличении нагрузки

Третьи главные напряжения, МПа

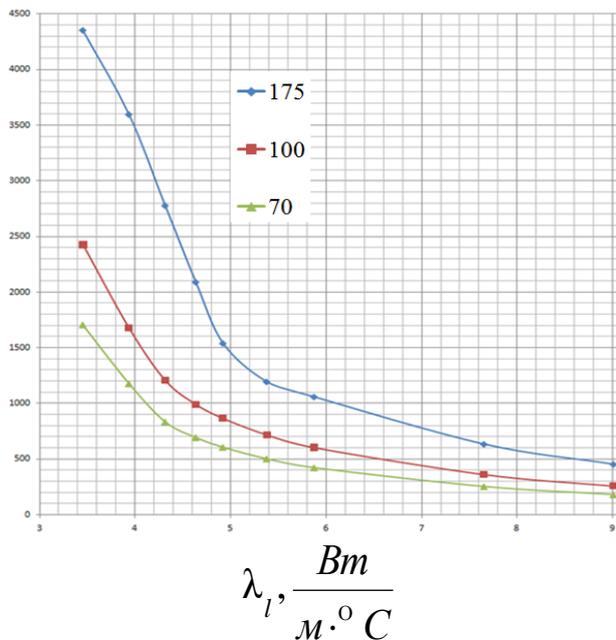


Рис. 15 Зависимость напряжений в области контакта от коэффициента теплопроводности контактного слоя в недеформированном состоянии, при различных сжимающих усилиях: 70, 100 и 175 МПа

По результатам расчетов получена зависимость коэффициента теплопроводности промежуточного слоя λ_1 от третьего главного напряжения:

$$\sigma_3(\lambda_1) = a(p) \cdot \lambda_1^{-2,4}; \quad (8)$$

$$a(p) = 646,75 \cdot p - 24097; \quad (9)$$

$$\sigma_3(\lambda_1) = [646,75 \cdot p - 24097] \cdot \lambda_1^{-2,4}. \quad (10)$$

Принималось, что значения параметров шероховатости варьировались в пределах 20 %. Всего проведено 30 расчетов с случайными значениями геометрических параметров (табл. 5).

Таблица 5 Разброс геометрических параметров

	$R_{\max 1}$	$R_{\max 2}$	L_k	L_1	L_2
среднее	2,21	1,19	0,0485	0,43	0,01
- 20%	1,77	0,95	0,0388	0,34	0,008
+20%	2,65	1,43	0,0582	0,52	0,012

Среднее значение прочности на сжатие принималось $\bar{\sigma}_{Bc} = 2500$ МПа с среднеквадратическим отклонением $S_{\sigma_{Bc}} = 500$ МПа.

Плотность вероятности распределения коэффициентов теплопроводности промежуточного слоя (по нормальному распределению) приведена на рис. 16.

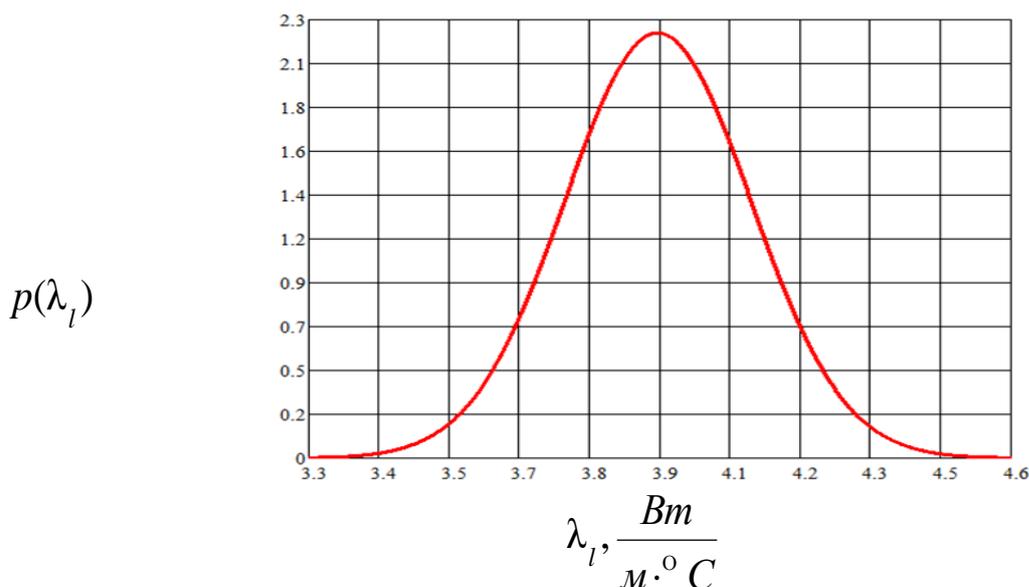


Рис. 16 Плотность распределения коэффициентов теплопроводности промежуточного слоя

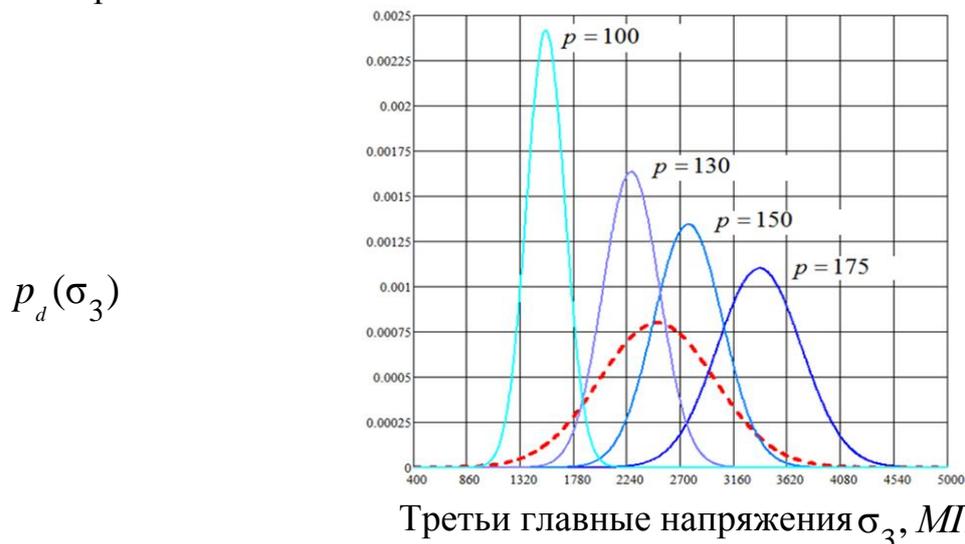
На основе полученной зависимости (10) были построены нормальные распределения действующих третьих главных напряжений σ_3 при различных давлениях p (табл. 8). Вероятность разрушения определялась из соотношения [3]:

$$P_d = \frac{1}{2} - \Phi\left(\frac{\zeta}{S_\zeta}\right) = \frac{1}{2} - \Phi\left(\frac{\bar{\sigma}_{Bc} - \bar{\sigma}_3}{\sqrt{S_{\sigma_{Bc}}^2 + S_{\sigma_3}^2}}\right) \quad (11)$$

Таблица 8 Вероятностные параметры разрушения

$p, \text{МПа}$	70	100	130	150	175
$\bar{\sigma}_3, \text{МПа}$	804	1540	2277	2768	3382
$S_{\sigma_3}, \text{МПа}$	86	165	244	297	362
P_d	0,0000001	0,034	0,344	0,678	0,923

Плотности распределения третьих главных напряжений σ_3 при различных нагрузках p , а также предела прочности на сжатие σ_{Bc} приведены на рис. 17.



$p_d(\sigma_3)$

Третьи главные напряжения $\sigma_3, \text{МПа}$

Рис. 17 Плотность распределения третьих главных напряжений $p_d(\sigma_3)$ в керамической детали в области контакта при различных давлениях p (МПа)

Определение вероятности разрушения, с использованием (11) показано на рис. 18.

Выводы

1. Разработана методика моделирования и с ее помощью исследована теплопроводность в зоне контакта керамических и металлических деталей в условиях, соответствующих условиям эксплуатации газовых турбин.

2. Практическое значение полученных результатов заключается в том, что вероятность разрушения хвостовика лопатки из нитридной керамики ОТМ-914 при уровне контактных напряжений более 90 МПа не-

допустимо велика. Так, в гражданской авиации уровень вероятности разрушения рабочих лопаток (в случае, если лопатки назначают основными деталями) должен быть не более $2 \cdot 10^{-7}$. Данный вывод должен служить стимулом к совершенствованию конструктивно-технологических решений в области материаловедения керамических материалов и газовых турбин.

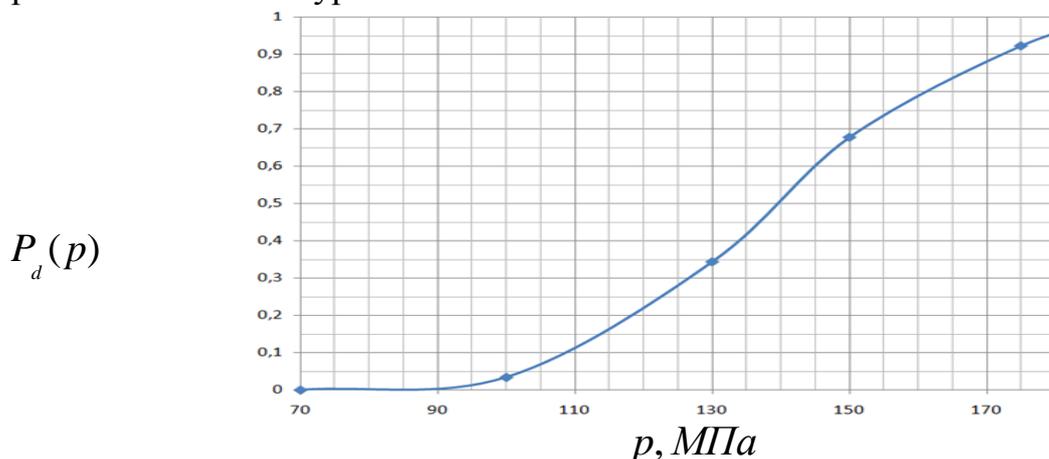


Рис. 18 Вероятность разрушения керамической детали в области контакта в зависимости от действующего давления. В конструкции [2] $p=175$ МПа

Список литературы:

1. Мальков В.А., Фаворский О.Н., Леонтьев В.Н. Контактный теплообмен в газотурбинных двигателях и энергоустановках. М.: Машиностроение, 1978. 144 с.
2. Резник С.В., Сапронов Д.В. Проектирование замкового соединения керамической лопатки и металлического диска газовой турбины// Известия вузов. Машиностроение. 2014. №9. С. 29-38.
3. Биргер И.А., Шорр Б.Ф., Иосилевич Г.Б. Расчёт на прочность деталей машин. М.: Машиностроение, 1993. 640 с.

УДК 532.528

О ВОЗМОЖНОСТИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ В КАВИТАЦИОННЫХ ПУЗЫРЬКАХ

Руденко М.Г., д.т.н.

Иркутская сельскохозяйственная академия, г. Иркутск

e-mail: mg-rud@mail.ru

Гидродинамическая кавитация является действенным средством, обеспечивающим интенсификацию различных технологических процессов, проводимых в жидких средах.

Анализ результатов, существующих и специально разработанных

экспериментов для выяснения механизмов влияния кавитации на свойства жидкости, позволил В.М. Ивченко и ЕД Малимон выделить следующие гидродинамические явления, с помощью которого могут быть получены технологические эффекты [1]:

- образование интенсивных полей давления и волн разряжения - сжатия, возникающих при пульсациях каверн или в начальной стадии их смыкания;

- образование кумулятивных струй при несимметричном схлопывании каверны;

- возникновение колебаний поверхности пузырька в начальной стадии его схлопывания.

Все отмеченные явления рассматриваются как следствие двух факторов [2]:

- наличия поверхностного натяжения на границе раздела сред;
- кривизна этой поверхности.

Для случая кавитации эти факторы могут считаться необходимыми, но, вместе с тем, недостаточными.

Рассмотрим механическое равновесие двух одинаковых по размерам и форме поверхностей, но различных по составу пузырьков (газового и кавитационного), находящихся в жидкости.

В обоих случаях имеется кривизна поверхности, и действует поверхностное натяжение, но газовый пузырек достаточно стабилен, тогда как кавитационный пузырек схлопывается. Различия можно объяснить интенсивностью процессов массообмена пузырька с окружающей его жидкостью.

Параметры фазового перехода газа существенно отличаются от параметров фазового перехода окружающей его жидкости. Агрегатное состояние содержимого пузырька, определяемое с учетом уравнения

Лапласа ($\Delta P = \frac{2 \cdot \sigma}{r}$), не изменяется при изменениях давления (см. рис. 1).

Как следствие, газовый пузырек может находиться в термодинамическом и силовом равновесии с окружающей его жидкостью, а интенсивность возможного процесса массообмена незначительна и определяется интенсивностью растворения газа в жидкости.

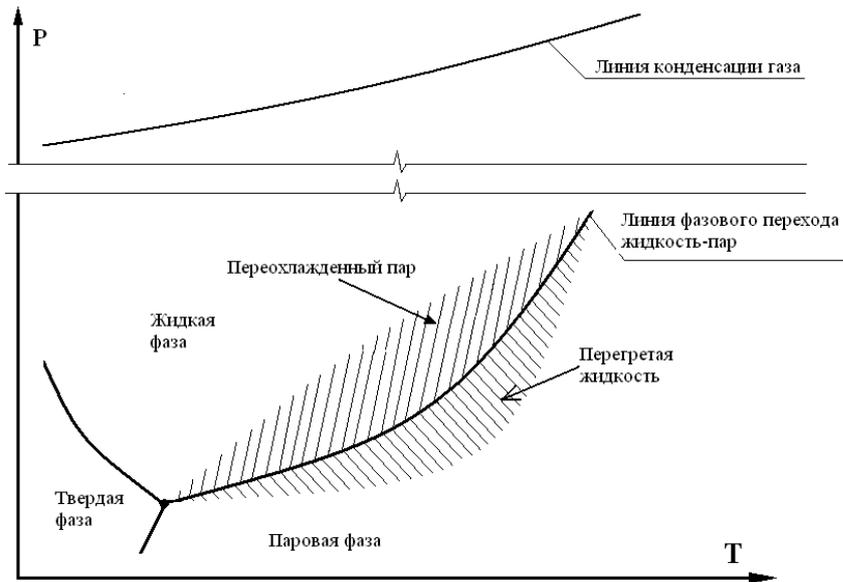


Рис. 1. Сопоставление линий фазового перехода жидкости и газа.

Параметры фазового перехода содержимого кавитационной каверны и окружающей её жидкости практически одинаковы. При повышении давления и сжатии кавитационного пузырька окружающая его жидкость находится в термодинамически равновесном состоянии. Давление пара внутри пузырька, способное уравновесить действие поверхностного натяжения, определяемое по уравнению Лапласа, соответствует термодинамически неравновесному состоянию пара. Как следствие, кавитационный пузырек не может находиться в термодинамическом и силовом равновесии с окружающей его жидкостью и схлопывается.

Экспериментальные данные по схлопыванию кавитационного пузырька и решения задачи Рэлея о схлопывании пустой полости в жидкости имеют качественное согласование [3]. Это подтверждает предположение о том, что во время схлопывания пар в пузырьке находится в термодинамически неравновесном состоянии и не препятствует уменьшению радиуса пузырька.

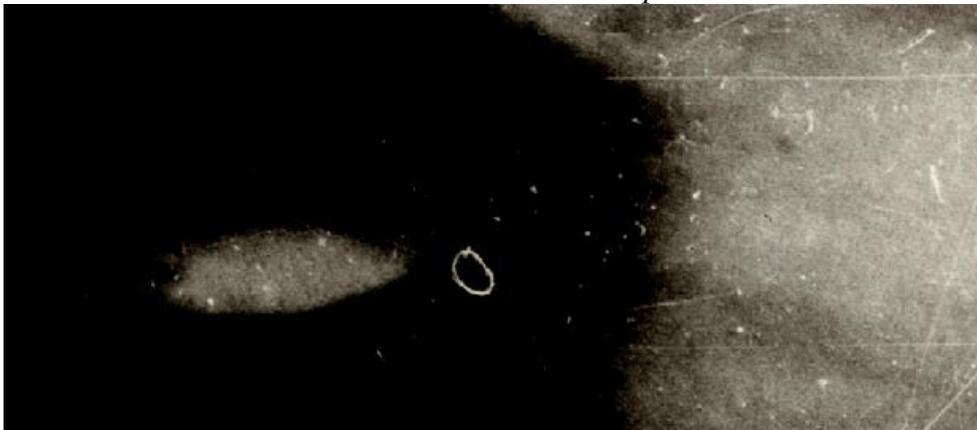
Таким образом, для генерации гидродинамических процессов, сопровождающих цикл существования кавитационного пузырька, необходимо выполнение трех условий:

- наличие поверхностного натяжения;
- наличие кривизны поверхности раздела фаз;
- отсутствие термодинамического равновесия сжимаемой фазы.

Отметим, что термодинамическое равновесие газового пузырька возможно только при параметрах жидкости, располагаемых между линией фазового перехода жидкость – пар и линией конденсации газа (см. рис. 1).



а – клин в неподвижной среде.



б – сверхзвуковое течение, $V \approx 23$ м/с.



в – сверхзвуковое течение, $V \approx 30$ м/с.

Рис. 2.1. Обтекание клина потоком пузырьковой среды.

Над линией конденсации газа последний не имеет равновесие и не может предотвратить крах пузыря.

Аналогичные явления могут наблюдаться и при возбуждении кавитации в неоднородной жидкости, состоящей из двух взаимно нераство-

римых компонент (эмульсии), дисперсная фаза которой представлена жидкостью с относительно высоким давлением паров насыщения [4].

Эксперимент проводился на скоростном кавитационно-гидродинамическом стенде замкнутого типа.

На входе в рабочий участок диаметром 70 мм было установлено сопло Лавалья с диаметром критического сечения 50 мм. На выходе из рабочего участка в диаметральной плоскости была закреплена пластина толщиной примерно 5 мм. Передний край пластины, обращенный навстречу потоку, был выполнен в виде клина с углом вперед (рисунок 2,а). Расстояние от сопла до передней кромки пластины составляло примерно 0.4 м.

В качестве дисперсионной среды использовалась вода, дисперсной фазы – неэтилированный бензин.

При прохождении через сопло Лавалья дисперсная фаза эмульсии меняла агрегатное состояние, и образовывался двухфазный поток, состоящий из воды и паров бензина.

На сверхзвуковых скоростях перед пластиной образовывалась отошедшая ударная волна, огибающая кромку клина. На его вершине толщина отошедшей ударной волны конденсации составила примерно 12 мм (рисунок 2, б). С увеличением скорости набегающего потока толщина уменьшалась примерно до 5-6 мм (рисунок 2, в).

Время движения пузырьковой среды по рабочему участку от сопла до передней кромки отошедшей ударной волны составляло примерно 0.017 с для наблюдения, приведенного на рисунке 2.1 (б) и, соответственно, 0.014 с для (в).

Следует отметить достаточно резкое, фиксируемое визуально, изменение свойств набегающего потока до- и после фронта ударной волны. Это свидетельствует о том, что до фронта имеется достаточно стабильный пузырьковый поток жидкости.

Поскольку термодинамически неравновесное состояние не может быть стабильным, то можно сделать вывод о том, что на протяжении рабочего участка паровая фаза находится в термодинамически равновесном состоянии.

Во фронте ударной волны происходит повышение давления среды. Как следствие, паровая фаза конденсируется на поверхности пузырька. Пузырек находится в окружении жидкости того же состава, а это создает условия для неравновесной конденсации паровой фазы и приводит к схлопыванию пузырьков.

Таким образом,

1. Для случая пузырьковой среды термодинамически неравно-

весное состояние сжимаемой фазы можно оценивать в качестве ключевого фактора, обуславливающего появление гидродинамических процессов высокой интенсивности наравне с действием поверхностного натяжения и кривизной поверхности.

2. При возбуждении кавитации в эмульсионных средах термодинамическое равновесие фаз может быть достигнуто в случае полного испарения жидкости, образующей дисперсную фазу.

Список литературы:

1. Ивченко В.М., Малимон Е.Д. Кинетика кавитационных методов обработки волокнистых материалов в суспензиях / Прикладная механика и теплофизика // Сб. науч. тр. Вып. 5. Красноярск. 1975. С. 50-61.
2. Ивченко В.М., Кулагин В.А., Немчин А.Ф. Кавитационная технология Красноярск: Изд-во КГУ, 1990. 200 с.
3. Knapp R.T., Hollander A. Laboratory Investigations of the Mechanism of Cavitation, *Trans. ASME*, 70, 419-435 (1948).
4. Руденко М.Г., Витер В.К. Способ создания пузырьковых течений жидкости // АС СССР №1235554.

УДК 697.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИНСОЛЯЦИИ НА ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ПОМЕЩЕНИЯ

Стрижак П.А.¹, д.ф.-м.н., Морозов М.Н.¹, асп.
Томский политехнический университет», г. Томск
E-mail: tpu_chm@tpu.ru

На фоне роста цен на энергоносители повышается интерес к энергомоделированию зданий и сооружений различного назначения [1–3], позволяющего оптимизировать последние с учетом капитальных и прогнозируемых эксплуатационных затрат еще на этапе проектирования. На точность моделирования влияют многие факторы, в т.ч., детализация моделей ограждающих конструкций, инженерных систем, погодных условий, влияние ветровой нагрузки, инсоляции и др. Эффект от инсоляции, в зависимости от местоположения объекта, могут достигать 50% от общего баланса теплоступлений в зданиях административного и общественного назначений [4]. Цель настоящей работы заключается в оценке теплоступлений от солнечной радиации и влиянии их на тепловой режим помещения.

Объект моделирования представлен блоком погодных условий, системой теплоснабжения и ограждающими конструкциями помещения. Состав объекта детально описан в [5]. Отличием модели, исследуемой в данной работе, является возможность варьирования погодных условий в

широком диапазоне. Для исследования теплоступлений от солнечной радиации ключевыми вопросами являются:

- расчет интенсивности теплового потока, приходящегося на поверхности различной пространственной ориентации;
- определение параметров светопропускания и поглощения солнечной радиации прозрачных и непрозрачных ограждающих конструкций.

Мощность солнечной радиации зависит от множества факторов, главные из которых – широта района расположения объекта, состояние облачности, ориентация поверхности ограждающих конструкций. Также необходимо учитывать неравномерность распределения излучения в течение года и с учетом суточных колебаний. Также в последнее время все чаще предлагают вводить поправки на запыленность и загазованность атмосферы в районе городской застройки, что, очевидно, снижает светопропускающие характеристики воздушного слоя [4].

С учетом того, что для большинства зданий широко распространены горизонтальные и вертикальные поверхности различной ориентации по сторонам света, поверхностная плотность солнечного излучения может быть определена в соответствии с методикой [6].

Согласно рекомендации авторов работы [7] отраженная составляющая солнечной радиации для холодного периода года в модели не учитывается. В процессе моделирования для месяцев, характеризующих начало и конец отопительного периода, требуется вводить поправки на число «отопительных» дней в формулы, представленные выше. Все удельные показатели интенсивности солнечного излучения приняты с учетом действительных условий облачности.

На основании вышеописанной математической модели разработаны функциональные блоки в среде *Matlab*, представленные на рис. 1.

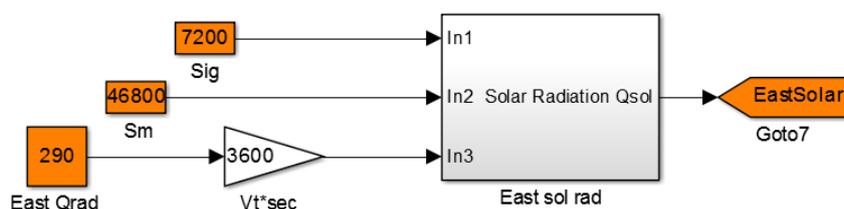


Рис. 1. Реализация модели солнечной радиации в *Matlab*

Для решения задачи, поставленной в данной работе, проведены опыты, заключающиеся в исследовании распределения энергии солнечной радиации, приходящейся на массивные ограждающие конструкции (стена из кирпичной кладки со светло-серым цветом) и окна (два двух-

камерных стеклопакета с ПВХ-профилем). На рис. 2 и 3 представлены результаты исследования для стены площадью $15,85 \text{ м}^2$ и двух окон единичной площадью $3,9 \text{ м}^2$ соответственно.

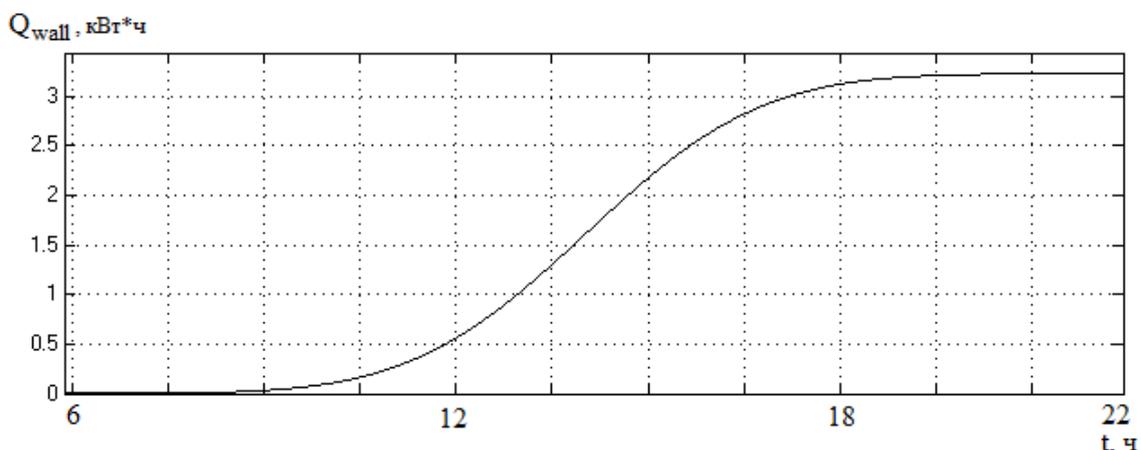


Рис. 2. Среднесуточное количество энергии Q_{wall} , поступающее на поверхность наружной стены восточной ориентации (г. Томск, январь)

Исходные данные: расчетный месяц – январь, место расположения объекта исследования – город Томск, ориентация ограждающих конструкций – восточная.

Анализ данных рис. 2 позволяет сделать вывод о суммарном количестве солнечной радиации Q_{wall} , которая передается непосредственно на поверхность стены с учетом коэффициента поглощения энергии. На величину последнего влияют такие параметры, как цвет и материал ограждающей конструкции. Однако, неверно считать, что данный тепловой поток полностью пойдет на изменение теплового баланса помещения. Определенная часть энергии Q_{wall} , рассеивается в окружающую среду в виде теплопотерь с поверхности стены.

График, представленный на рис. 3, позволяет оценить инсоляционные теплопоступления через светопрозрачные конструкции. Особенностью процесса является неполное пропускание излучения через стеклопакет. После отражения части потока в окружающую среду часть солнечной радиации Q_{wn}^{gl} поглощается самим окном в виде тепловой энергии. Оставшаяся энергия Q_{wn}^{rm} попадает непосредственно в помещение, где аккумулируется стеной, полом и другими конструкциями, облученными солнечным светом.

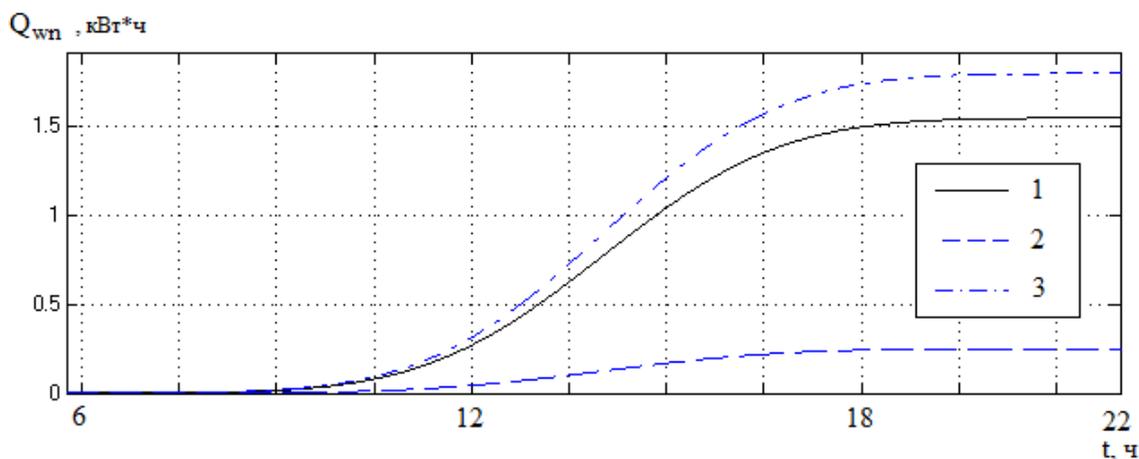


Рис. 3. Среднесуточное количество энергии Q_{wn} , поступающее на поверхность окна (г. Томск, январь): 1 – энергия Q_{wn}^{gl} , поглощаемая стеклопакетом, кВт*ч; 2 – энергия Q_{wn}^{rm} , передающаяся в помещение, кВт*ч; 3 – суммарная энергия Q_{wn}^{sum} (за вычетом отраженного излучения) солнечной радиации, кВт*ч

Таким образом, благодаря представленным графикам можно оценить инсоляционные теплопоступления, влияющие на тепловой баланс помещения в разрезе ограждающих конструкций различных типов (стены, окна) и размеров. Разработанный в пакете *Matlab* функциональный блок позволяет моделировать различные погодные условия. Моделирование инсоляционных явлений в приложении *Simscape* позволяет учесть различные механизмы теплообмена, тепловую инерцию ограждающих конструкций, что максимально увеличивает точность модели, расширяет ее функционал и сферу применения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (госконтракт 2.1321.2014) и субсидии ТПУ (ВИУ_ЭНИН_94_2014).

Список литературы:

1. Дубягин Ю.П., Дубягина О.П., Марченко Е.М. Стратегия национальной безопасности России и ее соотносимость с энергетической безопасностью и важными системными составляющими: энергосбережением и водоподготовкой // Энергосбережение и водоподготовка. – 2013. – № 3. – С. 11–16.
2. Парыгин А.Г., Волкова Т.А., Куличихин В.В. О энергонезависимости и надежности тепловых пунктов // Энергетик. – 2013. – № 3. – С. 41–43.
3. Самарин О.Д., Гришнева Е.А. Повышение энергоэффективности зданий на основе интеллектуальных технологий // Энергосбережение и водоподготовка. – 2011. – № 5. – С. 12–14.
4. Аваньев В.А., Балужева Л.Н., Гальперин А.Д. Системы вентиляции и кондиционирования. Теория и практика. – М.: Интердиалект, 2003. – С. 416.

5. Стрижак П.А., Морозов М.Н. Тепловой режим здания при аварийной работе системы теплоснабжения // Главный энергетик. – 2014. – № 7. – С. 39–45.
6. СП 23.101.2004. Свод правил «Проектирование тепловой защиты зданий». – М.: ФГУП ЦПП, 2004.
7. Малявина Е. Г., Борщев А. Н. Расчет солнечной радиации в зимнее время // АВОК. – 2006. – № 7.

УДК 536

ОСОБЕННОСТИ ИСПАРЕНИЯ ВОДЫ В ПРОЦЕССЕ ТУШЕНИЯ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ

Стрижак П.А., Волков Р.С., Высокоморная О.В., Войтков И.С.

Томский политехнический университет, Томск

E-mail: vysokomornaja@tpu.ru

Одним из наиболее распространенных способов воздействия на лесные пожары с целью их локализации и ограничения скорости распространения пламени является ввод достаточно больших (до нескольких тонн) масс воды в зону горения. Доставка воды в район лесного пожара осуществляется авиацией, поэтому тушащая жидкость сбрасывается, как правило, в массив огня достаточно компактно (без предварительного распыления) в виде «водяного снаряда». Отсутствуют также какие-либо сведения о том, насколько эффективно используется вода в рассматриваемых условиях ее ввода в массив огня. Для дальнейшего развития технологий тушения лесных пожаров целесообразна оценка полноты использования теплоты фазового перехода при движении «водяного снаряда» через массив огня определенной высоты.

Решение этой задачи в полной постановке с учетом влияния всех значимых факторов и процессов пока, очевидно, невозможно. Результаты численного решения задач о движении одиночной капли воды [1] и группы таких капель, ориентированных определенным образом относительно друг друга [2, 3], через высокотемпературные продукты сгорания различных веществ показали необходимость очень длительных вычислений для моделирования процессов тепломассопереноса и фазовых переходов даже при использовании относительно простых моделей [1–3].

Цель настоящей работы – оценка эффективности использования полноты испарения воды при движении «водяного снаряда» через массив высокотемпературных продуктов сгорания лесных горючих материалов на базе упрощенной модели теплопереноса.

Основное положение, являющееся базовым при постановке задачи, заключается в полноте испарения всей жидкости «водяного снаряда» при его движении через высокотемпературные газы. Предполагается,

что время движения является характерным временем жизни «снаряда» t_d , а объемная скорость испарения равна скорости втекания воды в конкретный объем. При таких условиях вся жидкость, поступившая в элементарный объем за малый промежуток времени (рис. 1), соответствующий скорости движения снаряда, полностью испаряется (фронт испарения движется через пламя с этой скоростью).

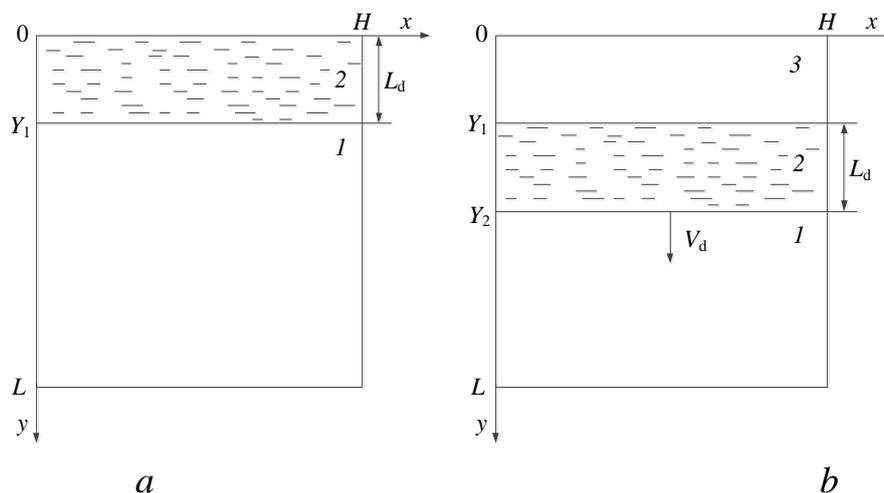


Рис. 1. Схема области решения задачи: 1 – высокотемпературные газы, 2 – «водяной снаряд», 3 – пары воды.

Такая постановка, несмотря на определенные сложности в ее реализации, существенно упрощает анализ комплекса процессов теплопереноса [1–3], характерных для рассматриваемых условий. Полученные по результатам численного анализа температурные поля и изотермы соответствуют варианту полного испарения всей жидкости (идеализация реальной ситуации, позволяющая дать ответ на вопрос о полноте испарения воды при тушении лесных пожаров с применением авиации).

Математическая модель процессов теплопереноса при $0 < t < t_d$ включает уравнения теплопроводности для системы «водяной снаряд – пары воды – пламя» (рис. 1, б):

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = a_1 \left[\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} \right] \text{ при } 0 < x < H, Y_2 < y < L, \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = a_2 \left[\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} \right] \text{ при } 0 < x < H, Y_1 < y < Y_2, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T_3}{\partial t} = a_3 \left[\frac{\partial^2 T_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_3}{\partial y^2} \right] \text{ при } 0 < x < H, 0 < y < Y_1. \quad (3)$$

$Y_1 = V_d t$, $Y_2 = L_d + V_d t$, где t – время, с; t_d – время полного испарения (существования) «водяного снаряда», с; T – температура, К; a – коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$ ($a = \lambda / (C_p \rho)$); λ –

коэффициент теплопроводности, Вт/(мК); C – коэффициент теплоемкости, Дж/(кгК); ρ – плотность, кг/м³; x, y – координаты декартовой системы, м; H, L – размеры области решения, м; V_d – линейная скорость движения «снаряда», м/с; L_d – характерный продольный размер снаряда, м; индексы: 1 – высокотемпературные газы, 2 – «водяной снаряд», 3 – пары воды.

Начальные ($t=0$) условия (рис. 1, а): $T=T_0$ при $0 < x < H, 0 < y < Y_1$; $T=T_f$ при $0 < x < H, Y_1 < y < L$, где T_0 – начальная температура «водяного снаряда», T_f – начальная температура газов (продуктов сгорания лесных горючих материалов).

Граничные ($0 < t < t_d$) условия (рис. 1, б)

$$x=0, x=H, 0 < y < Y_1 \quad T=T_f; \quad (4)$$

$$x=0, x=H, Y_1 < y < Y_2 \quad \frac{\partial T_2}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

$$x=0, x=H, Y_2 < y < L \quad T=T_f; \quad (6)$$

$$y=0, 0 < x < H \quad \frac{\partial^2 T_3}{\partial y^2} = 0; \quad (7)$$

$$y=Y_1, 0 < x < H \quad -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} = -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial y}, T_2=T_3; \quad (8)$$

$$y=Y_2, 0 < x < H \quad -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} - Q_e W_e, T_1=T_2; \quad (9)$$

$$y=L, 0 < x < H \quad T=T_f, \quad (10)$$

где Q_e – тепловой эффект испарения, Дж/кг; W_e – массовая скорость испарения, кг/(м²с).

Для вычисления массовой скорости испарения использовалось выражение:

$$W_e = \phi \rho_2 V_d, \quad (11)$$

где ϕ – объемная доля жидкости в «водяном снаряде».

Характерный продольный размер «снаряда» L_d пересчитывался на каждом временном шаге аналогично моделям [1–3]. Поперечный размер H_d считался постоянным.

При постановке задачи не рассматривались процессы вдува водяных паров с нижней ($y=Y_2, 0 < x < H$) и вертикальных ($x=0, x=H, Y_1 < y < Y_2$) границ «водяного снаряда» в зоны, разделяющие воду и пламя. При учете этих процессов испарение происходит менее интенсивно (вдв паров значительно снижает тепловые потоки к поверхностям фазового перехода) при прочих неизменных условиях. Поэтому сформулированная система уравнений (1)–(3) и краевых условий (4)–(10) описывает теплоперенос в рассматриваемой системе (рис. 1) при максимально возможных скоростях испарения воды. Все ниже приведенные оценки по эффективности использования теплоты

испарения воды являются верхними. В реальной практике коэффициент полезного использования тушащей жидкости может быть существенно меньше.

Система нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных (1)–(3) с начальными и граничными условиями (4)–(10) решалась с использованием методов и алгоритмов, описанных в [4–7].

Численные исследования выполнены при следующих типичных значениях параметров процесса [8, 9]: начальная температура воды $T_0=300$ К; температура продуктов сгорания лесных горючих материалов принималась равной средней температуре пожара $T_f=1170$ К; тепловой эффект испарения воды $Q_e=2.26$ МДж/кг; начальные размеры «снаряда» $H_d=1$ м, $L_d=0.1$ м; размеры области решения $H=1$ м, $L=15$ м; скорость движения «снаряда» в отличие от [2, 3] принималась постоянной из диапазона $V_d=0.5\div 5$ м/с. Теплофизические характеристики воды, водяных паров и продуктов сгорания лесных горючих материалов приведены в [8, 9].

При анализе макроскопических закономерностей движения «водяного снаряда» через высокотемпературные продукты сгорания с использованием сформулированной модели теплопереноса (1)–(11) одной из задач было определение значений φ , при которых температура на границе раздела фаз («жидкость – продукты сгорания») находится в пределах реально возможных (не выше температуры кипения воды при нормальном давлении). Приведенные в [2, 3] изотермы показывают, что температура на границах фазового перехода при движении одиночной и нескольких капель воды через высокотемпературные продукты сгорания составляет около $T_e=373$ К. Небольшие отклонения температур (до 5 К) на границе «жидкость – газ» для отличающихся одна от другой моделей теплопереноса [2, 3] можно объяснить изменением скоростей движения капель под действием сил тяжести и сопротивления в достаточно широком диапазоне (от 0.5 до 5 м/с) при $0 < t < t_d$, а также различным положением границ вдува паров воды относительно направления движения (фронтальная, задняя и боковые поверхности капель). В качестве первого приближения с использованием рассматриваемой модели (рис. 1) проанализированы условия испарения «снаряда», движущегося с постоянной скоростью $V_d=1$ м/с.

Граничные условия (9) и выражение для массовой скорости испарения (11) показывают, что температура на границе «водяной снаряд – продукты сгорания» может быть близка к некоторому постоянному во времени ($0 < t < t_d$) значению T_e в условиях $V_d=\text{const}$

только при $W_e = \text{const}$ ($\varphi = \text{const}$). Установлено, что при $V_d = 1$ м/с значение объемной доли жидкости в «водяном снаряде», полностью испаряющейся при его движении через пламя, составляет $\varphi = 0.2 \cdot 10^{-3}$. При таких условиях температура на границе раздела фаз равна $T_e \approx 375$ К, что хорошо коррелирует с результатами [2, 3]. Представляет интерес оценка возможного изменения температуры T_e в процессе движения «снаряда» при определенном φ .

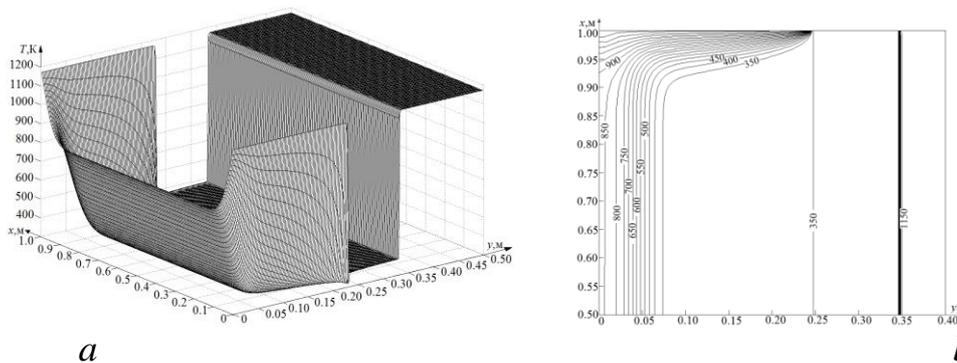


Рис. 2. Температурное поле (а) и изотермы (б) при $t = 0.25$ с и $\varphi = 2 \cdot 10^{-4}$.

На рис. 2 и 3 приведены температурные поля и изотермы для рассматриваемой системы (рис. 1) на начальном ($t = 0.25$ с) и конечном ($t = 10$ с) участках траектории движения «снаряда». Так как средние значения высоты пламени для лесных пожаров составляют $10 \div 15$ м [20], то можно считать времена $t \approx 10$ с при $V_d = 1$ м/с соответствующими конечным участкам траектории движения сбрасываемых «снарядов». В результате анализа температурных полей, приведенных для времен, характеризующих начальный период и конечные времена движения «снаряда», можно сделать вывод о выполнении условия $T_e \approx 375$ К при $0 < t < t_d$.

Установленное значение объемной доли жидкости в «снаряде» – $\varphi = 0.2 \cdot 10^{-3}$ показывает, что для снижения температуры до минимально возможных значений достаточно очень малой доли непосредственно жидкости в объеме «водяного снаряда». Это можно объяснить большим значением теплоты фазового перехода для воды – $Q_e = 2.26$ МДж/кг. При такой теплоте Q_e температура вблизи границы фазового перехода, несмотря на высокие температуры продуктов сгорания T_f , принимает умеренные значения T_e (рис. 3). Так как температура продуктов сгорания практически не изменяется по высоте пламени ($T_1 = T_f$), то условия испарения при $0 < t < t_d$ не меняются (убыль массы «снаряда» невелика и постоянна).

На рис. 2 и 3 видно, что область относительно низких температур за «водяным снарядом» – «температурный» след сужается. Динамика

изменения характерных размеров этой области показывает (рис. 2, 3), что при прохождении водой даже половины пути относительно рассматриваемых высот пламени в начальной точке траектории движения температура смеси продуктов сгорания и водяных паров будет близка к T_f . Это иллюстрирует низкую эффективность сбрасывания воды в зону горения с малыми временами непосредственного испарения.

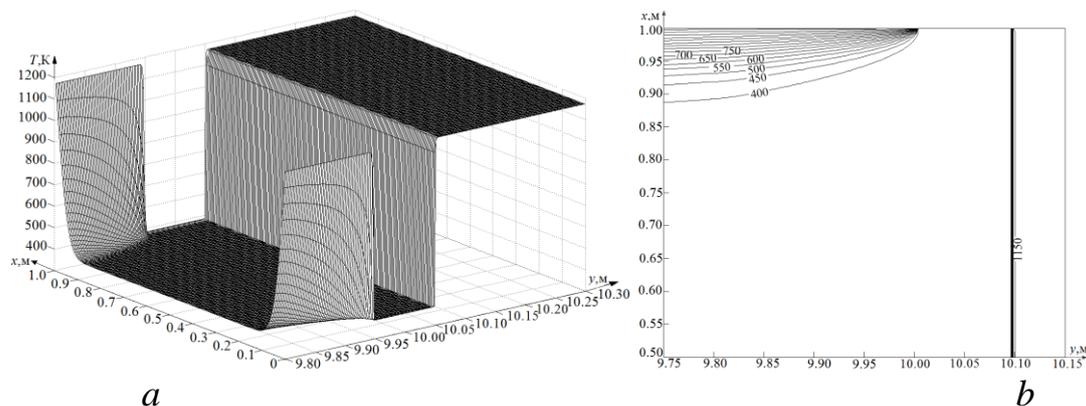


Рис. 3. Температурное поле (а) и изотермы (б) при $t=10$ с и $\phi=2 \cdot 10^{-4}$.

Изотермы, приведенные на рис. 2 и 3, а также температурные поля и поля концентраций паров воды [2, 3] показывают, что целесообразно увеличение площади испарения воды в «снаряде» за счет ее распыления. В таких условиях существенно возрастет влияние процесса испарения на температуру в следе движения «снаряда». Также усилится влияние вдуваемых паров воды [2, 3] (определяющую роль будет играть как теплообмен с холодными водяными парами, так и вытеснение ими окислителя, газообразных компонентов горючего и продуктов сгорания).

Анализ результатов проведенного численного моделирования процесса теплопереноса в области прохода «водяного снаряда» через пламя лесного пожара показывает, что эффективность использования теплоты испарения воды в типичных условиях тушения составляет менее 0.1 %. Если учесть, что выполненные оценки являются верхними, то можно сделать вывод о целесообразности совершенствования технологий тушения лесных пожаров с использованием авиации (в первую очередь за счет распыления тушащей воды).

Предложен новый подход к оценке эффективности использования теплоты испарения воды в типичных условиях тушения лесных пожаров. По результатам численного моделирования процессов теплопереноса в области прохода «водяного снаряда» через пламя можно сделать вывод о низкой эффективности использования тушащей

жидкости в рамках современных технологий тушения лесных пожаров с применением авиации.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 14–39–00003).

Список литературы:

1. O.V. Vysokomornaya, G.V. Kuznetsov, and P.A. Strizhak, Journ. of Eng. Phys. and Thermophys. 1, 86 (2013).
2. D.O. Glushkov, G.V. Kuznetsov, and P.A. Strizhak, Math. Probl. in Eng. 2014 (2014).
3. P.A. Strizhak, Journ. of Eng. Phys. and Thermophys. 4, 86 (2013).
4. D.O. Glushkov, G.V. Kuznetsov, and P.A. Strizhak, Russ. Journ. of Physic. Chem. B 5 (2014).
5. D.O. Glushkov, G.V. Kuznetsov, and P.A. Strizhak, Adv. in Mech. Eng. 2014 (2014).
6. O.V. Vysokomornaya, G.V. Kuznetsov, and P. A. Strizhak, Math. Probl. in Eng. 2014 (2014).
7. P.A. Strizhak, Journ. of Eng. Thermophys. 4, 20 (2011).
8. J.O. Hirschfelder, C.F. Curtiss, and R.B. Bird, Molecular Theory of Gases and Liquids (John Wiley and Sons, New York, 1954).
9. N.B. Vargaftik, L.P. Filipov, A.A. Tarzimanov, E.E. Totskii, Handbook of Thermal Conductivity of Liquids and Gases (CRC Press, Inc., Boca Raton, 1994).

УДК 536.468

ВЛИЯНИЕ ГЕТРОГЕННОЙ СТРУКТУРЫ ВОДОУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА НА УСЛОВИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

Сыродой С.В.¹, Саломатов В.В.², д.т.н., Гутарева Н.Ю.², к.п.н.

¹Томский политехнический университет. г. Томск.

²Институт теплофизики СО РАН. г. Новосибирск

E-mail: ssyrodoy@yandex.ru

Для сжигания низкосортных и низкокалорийных топлив, необходимы новые эколого- и энергоэффективные технологии, например, с использованием водоугольного топлива (ВУТ) [1,2]. Это новый вид топлива, который представляет собой высококонцентрированную суспензию, состоящую из угля, воды и присадок пластификаторов [3], сохраняющих гомогенную структуру. Однако при рассмотрении таких сложных топливных композиций возникают проблемы, связанные с определением эффективных теплофизических характеристик, влияющих на условия зажигания. С целью оценки влияния различных моделей теплофизических свойств ВУТ на динамику воспламенения использовались следующие методики.

В первом варианте постановки задачи теплофизические характеристики влажной и «обезвоженной» части топлива рассчитывались с учетом объемных долей компонент:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \varphi_3 \lambda_3 + \varphi_4 \lambda_4 & \text{Cp}_1 &= \varphi_3 \text{Cp}_3 + \varphi_4 \text{Cp}_4 & \rho_1 &= \varphi_3 \rho_3 + \varphi_4 \rho_4 \\ \lambda_2 &= \varphi_3 \lambda_3 + \varphi_5 \lambda_5 & \text{Cp}_2 &= \varphi_3 \text{Cp}_3 + \varphi_5 \text{Cp}_5 & \rho_2 &= \varphi_3 \rho_3 + \varphi_5 \rho_5 \end{aligned}$$

где φ – объемная доля соответствующего компонента топлива: 3 – вода; 4 – уголь; 5 – воздух.

Вторая модель базируется на результатах исследований [4]. Теплофизические свойства ВУТ определялись по схеме водоугольной композиции.

В третьем варианте модели теплофизические характеристики принимались соответствующим характеристикам базового материала (угля).

При математическом описании задачи зажигания частицы ВУТ область решения нестационарных уравнений в частных производных разделялась на две части. Первой (исходной) соответствуют теплофизические свойства влажного ВУТ. Вторая («подсушенная») часть представляет собой «обезвоженный» высокопористый угольный каркас и водяные пары. Последние вступают в термохимическое взаимодействие с углеродом кокса. При прогреве частицы до критической температуры начинается процесс термического разложения с выходом летучих. Продукты термохимического взаимодействия углерода и пара совместно с последним и летучими фильтруются к поверхности частицы, где формируют парогазовую смесь, воспламеняющуюся при достижении критических значений температуры и концентрации. Математическая модель состоит из следующих уравнений:

$$C_1 \rho_1 \frac{\partial T_1(r,t)}{\partial t} = \lambda_1 \cdot \left[\frac{\partial^2 T_1(r,t)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial T_1(r,t)}{\partial r} \right], \quad (1)$$

$$t > 0, \quad 0 < r < r_H, \quad T \leq T_H,$$

$$C_2 \rho_2 \frac{\partial T_2(r,t)}{\partial t} = \lambda_2 \cdot \left[\frac{\partial^2 T_2(r,t)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial T_2(r,t)}{\partial r} \right] - \sum Q_i \cdot W_i - u_s \text{Cp}_s \cdot \rho_s \frac{\partial T_2(r,t)}{\partial r}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \eta_2(r,t)}{\partial t} = (1 - \eta_2(r,t)) \cdot k_0 \cdot \rho \cdot \exp\left(-\frac{E}{R \cdot T_1(r,t)}\right), \quad (3)$$

$$\frac{m \cdot \xi \cdot Z}{K_p} \frac{\partial p_s(r,t)}{\partial t} = \left(\frac{\partial p_s^2(r,t)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial p_s(r,t)}{\partial r} \right), \quad (4)$$

$$t > 0, \quad r_H < r < r_0, \quad T \geq T_H,$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1(r,t)}{\partial r} \Big|_{r=r_u-0} - \lambda_2 \frac{\partial T_2(r,t)}{\partial r} \Big|_{r=r_u+0} = Q_{исп} \cdot W_{исп}, \quad (5)$$

$$T_1(r_H;t) = T_2(r_H;t) = T_H,$$

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_2(r_0, t)}{\partial r} = \alpha \cdot [T_c - T_2(r_0, t)] + \varepsilon \cdot \sigma \cdot [T_c^4 - T_2^4(r_0, t)] + \sum_i Q_i \cdot W_i, \quad (6)$$

$$\frac{\partial T_1(0, t)}{\partial r} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial p_s(r_H, t)}{\partial r} = -\frac{\nu}{K_p} u_s(r_H; t), \quad (8)$$

$$p(r_0; t) = p_0, \quad (9)$$

$$0 < r < r_0, \quad T(r, 0) = T_0, \quad p(r, 0) = p_0, \quad \eta(r, 0) = \eta_0,$$

В результате численного моделирования установлены значения времен задержки зажигания в зависимости от температуры окружающей среды для частиц различных диаметров (рис.1). Видно, что с повышением температуры внешней среды T_c уменьшается время задержки воспламенения t_3 . Можно отметить, что частицы ВУТ, теплофизические свойства которых рассчитывались по схеме [4], воспламеняются почти в 2 раза быстрее, чем частицы, теплофизические характеристики которых принимались равными характеристикам угольного топлива. Времена задержки зажигания частиц, свойства которых определялись из долевого соотношения система «вода-уголь», лежат в диапазоне между значениями t_3 , полученными по двум вышеперечисленным основным вариантам.

Зависимость температуры поверхности частицы водоугольного топлива от времени (до момента воспламенения ВУТ) приведена на рисунке.2 для трех вариантов представлений о теплофизических свойствах частицы ВУТ. Для двух кривых характерны участки, разделенные точкой перегиба ($t_{и}; T_{и}$). Изменение наклона кривой 1 означает образование «обезвоженного» слоя топлива с высоким термическим сопротивлением. По этой причине рост температуры поверхности происходит значительно быстрее. Для кривой 3, такая же точка перегиба характеризует момент времени завершения процесса влагоудаления из частицы.

На рисунке 3 показана относительная глубина проникновения фронта испарения в момент воспламенения частицы, теплофизические свойства которой рассчитывались по модели [4]. Очевидно, что частица воспламеняется еще до того как вся влага испарится. Можно отметить, что при понижении температуры окружающей среды глубина проникновения фронта испарения в частицу увеличивается. Проведенный численный анализ показал, что при различных формах представления теплофизических характеристик топлива времена задержек зажигания значительно отличаются.

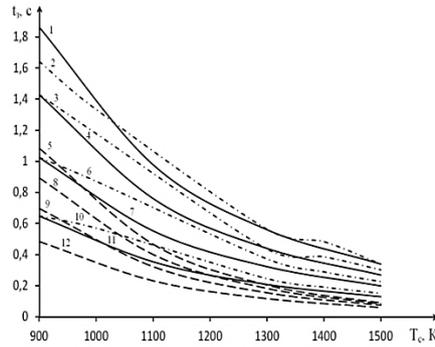


Рис. 1. Зависимость времени задержки зажигания от температуры внешней среды при различных моделях теплофизических свойств: 1;2;5- $d=1\cdot 10^{-3}$ м; 3;4;8- $d=0,8\cdot 10^{-3}$ м; 6;7;9- $d=0,6\cdot 10^{-3}$ м; 10;11;12- $d=0,4\cdot 10^{-3}$ м; 1;4;7;11-теплофизические свойства соответствуют чистому углю; 2;3;6;10-теплофизические свойства определялись соотношения долей компонент

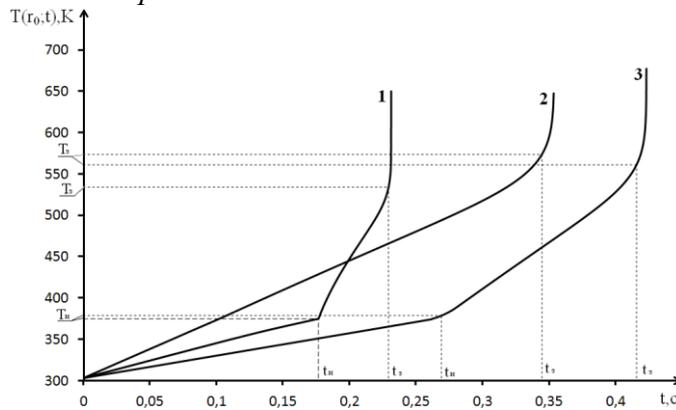


Рис.2 Зависимость температуры поверхности частицы $T(r_0; t)$ от времени процесса зажигания t_0 , частиц диаметром $d=0,4\cdot 10^{-3}$ м в среде с температурой $T_0=1100$ К при различных моделях теплофизических свойств: 1- теплофизические свойства рассчитывались по модели [4]; 2- теплофизические свойства соответствуют однородному углю; 3-теплофизические свойства определялись исходя из массовых долей компонент

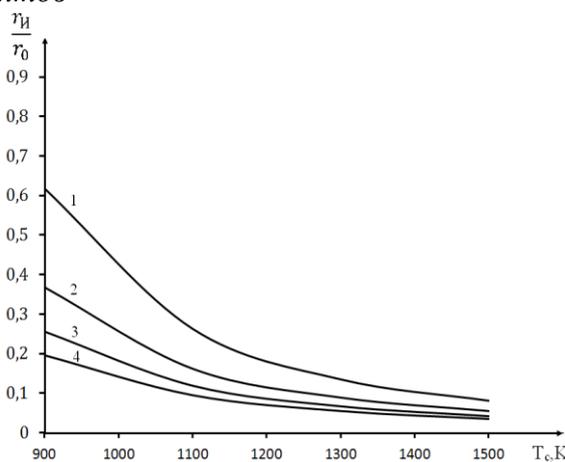


Рис.3 Относительная глубина проникновения фронта испарения в момент воспламенения водоугольных частиц: 1- $d=0,4\cdot 10^{-3}$ м; 2- $d=0,6\cdot 10^{-3}$ м; 3- $d=0,8\cdot 10^{-3}$ м; 4- $d=1\cdot 10^{-3}$ м.

Список литературы:

1. Ходаков Г.С. Водугольная суспензия в энергетике.//Теплоэнергетика. 2007. №1. С.35–45.
2. Мальцев Л.И., Кравченко И.В., Лазарев С.И., Лапин Д.А. Сжигание каменного угля в виде водугольной суспензии в котлах малой мощности.// Теплоэнергетика, 2014. № 7. с. 25–29.
3. Саломатов В.В., Дорохова У.В., Сыродой С.В. Перевод котлов малой мощности на водугольное топливо.//Ползуновский вестник. - 2013. - № 4-3. - С.38-46.
4. Дульнев Г.Н., Заричняк Ю.П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. – Л.: Энергия, 1974. – 264 с.

УДК 62.611

ПРЕТЕНЗИОННАЯ РАБОТА ПО ТОПЛИВУ ДЛЯ ПРЕДПРИЯТИЙ ЭНЕРГЕТИКИ

Тайлашева Т.С., к.т.н., Воронцова Е.С.
Томский политехнический университет, г. Томск
E-mail: taylasheva@tpu.ru

На надежность и эффективность эксплуатации энергообъектов, сжигающих энергетическое топливо, оказывает влияние качество поставляемого топлива и своевременность его поставки. Отклонение свойств и качества топлива от проектно заявленных приводит к нарушению эксплуатационных режимов работы оборудования.

Претензионные работы по топливу – это сложный комплекс мероприятий, состоящий из работы с поставщиками, контроля топлива по количеству и качеству и др., который сопровождается ведением большого количества технической документации и сложными взаимодействиями с различными структурами как на предприятии, так и вне его [1].

Отслеживание нарушений правил и сроков поставки топлива, несоответствия теплотехнических характеристик угля и своевременное их упреждение сводится к грамотной организации претензионных работ с энергетическим топливом.

Важную роль в работе с топливом играет учет его количества и качества при поступлении на предприятие. Осуществление качественного и представительного входного контроля топлива нередко затрудняется по причине отсутствия современных технических средств для его проведения, сертифицированных топливных лабораторий с возможностью использования результатов для проведения претензионной работы [2]. Зачастую не отлажена взаимосвязь между приемщиками топлива и юридическими службами предприятия или энергосистемы. Как следствие, организация качественной претензионной работы ограничена [3].

Разработка алгоритма ведения претензионных работ значительно облегчит ее осуществление и будет содействовать эффективной и надежной работе теплоэнергетического оборудования станции. Здесь существует ряд аспектов и взаимосвязей.

Имеющийся комплект нормативно-технической документации по организации претензионных работ с топливом можно разделить на три большие группы, взаимно связанные между собой.

Первая группа – акты и нормативные документы, регламентирующие условия, контроль и качество транспортировки топлива, порядок взаимодействия перевозчика как с поставщиком, так и с заказчиком. В эту группу входят как общие нормативно-технические и правовые документы, так и корпоративные акты и требования перевозчика.

Вторая группа – документы, регламентирующие требования к работе с топливом со стороны потребителя. Сюда входят, в первую очередь, документы о порядке приемки продукции по количеству и качеству, руководящие документы по организации учета. Это группа также представлена как общими техническими и правовыми документами, так и отраслевыми нормативами.

Третья группа документов – законодательные акты и основные законы о порядке урегулирования спорных и конфликтных ситуаций между поставщиком и заказчиком, среди них несоблюдение условий договоров на поставку органического топлива, а также проведение последующей претензионной работы.

При этом можно отметить, что нормативно-технические и правовые документы всех трех групп имеют не только взаимное влияние, но и соподчинены друг другу или вступают в силу в случае отсутствия (нарушения) предыдущего (другого). Сложные связи между группами представлены на рис. 1, при этом их можно разделить на два вида:

- прямые связи внутри группы;
- сложнзависящие связи при взаимодействии всех участников от поставщика до потребителя.

На представленной схеме отражены основные действия персонала как при своевременном поступлении топлива на объект, так и при нарушении сроков поставки. Главным результатом работ, в конечном случае, на этапе поставки является использование топлива на энергоустановке. Данный результат достижим при освидетельствованном отсутствии отклонений после входного контроля по качеству и количеству (даже при несоответствующих установленным договором срокам поставки топлива).

Наличие/отсутствие отклонений является ключевым фактом в работе с топливом, поэтому каждая стадия обязательно сопровождается соответствующей технической документацией, определяющей дальнейшие действия. При проведении контроля по количеству такими документами являются:

- протокол оценки массы;
- ведомость учета;
- транспортные документы (товарная накладная, счет-фактура и др.);
- результаты расчета допустимых расхождений массы.
- Для качественной оценки составляются протоколы оценки показателей качества, акт отбора контрольных проб при наличии удостоверения (паспорта) о качестве и транспортных документах.
- После определения отклонений, в зависимости от их характера, (см. рис. 1) составляются различные акты:
 - приемки-сдачи топлива,
 - исправности транспортных средств;
 - недостачи топлива;
 - о фактическом качестве топлива;
 - прибытия смерзшегося топлива, времени выгрузки;
 - нарушения сроков поставки.

Некоторые связи цикличны в отношении и перевозчика, и поставщика на этапе выставления претензии стороне, ответственной за наличие отклонений. В случае отказа от претензии одной из сторон документы для рассмотрения и разбирательства направляются в Арбитражный суд РФ.

Полный анализ взаимных связей позволяет добиться нужных действий исполнителей на разных стадиях организации работ с энергетическим топливом.

Предложена схема создания реального механизма, позволяющего наладить правильное взаимодействие всех сторон, в котором все его составляющие элементы могли бы работать в соответствии стандартам и потребностям всей системы.

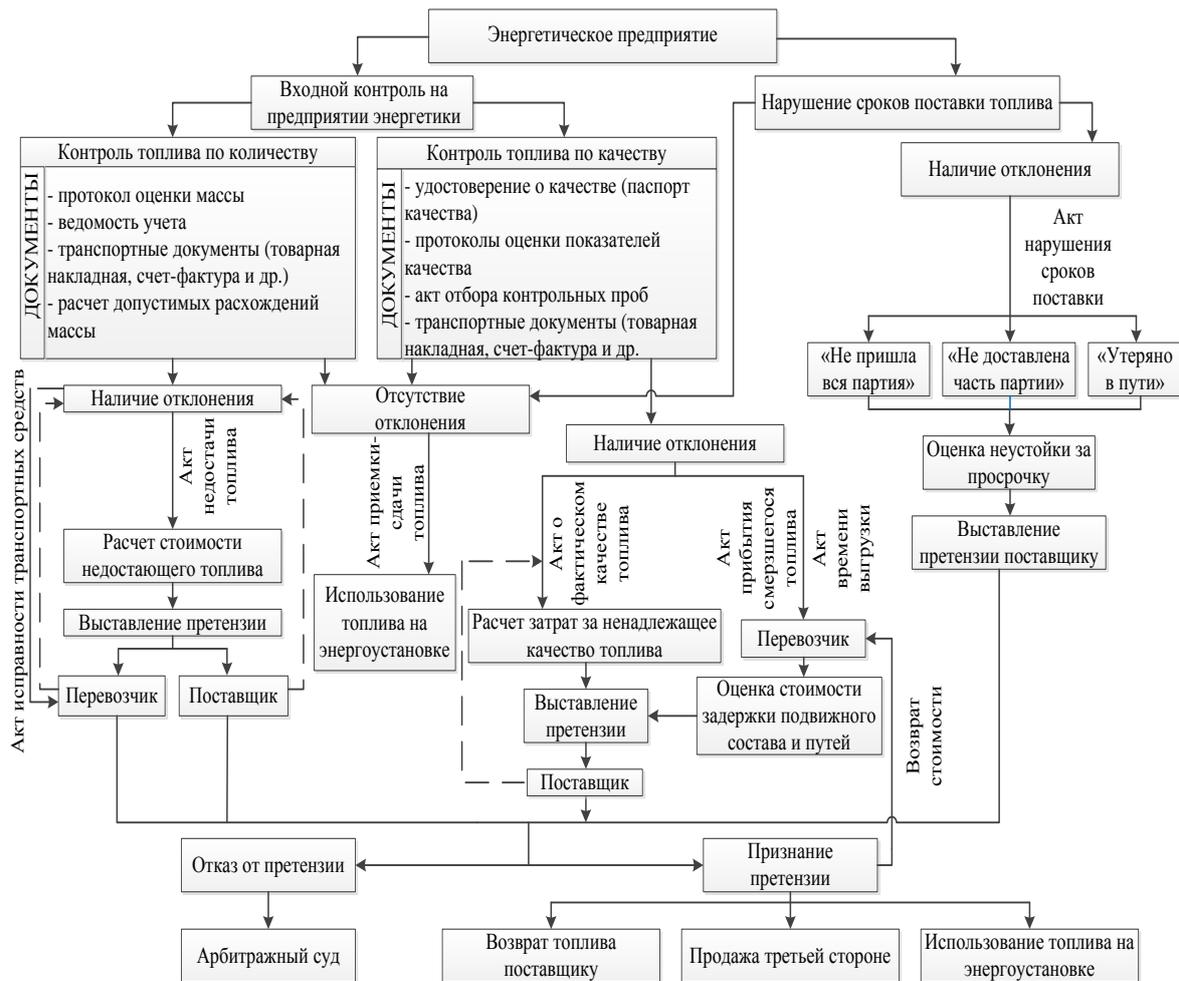


Рис 1. – Схема ведения работ с топливом на энергетическом предприятии

Список литературы:

1. Афанасьев В.Я., Ю.Н. Линник, В.Ю. Линник. Уголь России: состояние и перспективы. - М: ИНФРА-М. - 2014. - 271 с.
2. Ремес, С.Ю. Рекомендации по совершенствованию претензионной работы по топливу на ТЭС РАО «ЕЭС России» / С.Ю. Ремес, В.И. Эдельман, Е.Р. Говсевич, Р.Е. Алешинский // Энергетик – 2006. – № 10 – С. 4-8.
3. Воронцова, Е.С. Организация работы с энергетическим топливом / Е. С. Воронцова, У. В. Дорохова; //Современные техника и технологии: сборник трудов XVIII международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых, Томск, 9-13 апреля 2012 г. / Национальный исследовательский Томский политехнический университет (ТПУ). – 2012. – Т. 3. – С. 169-170.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА КОНДЕНСАЦИИ ПРИРОДНОГО ГАЗА

Тастандиева Ж.М.

Томский политехнический университет, г.Томск.

E-mail: Anain@sibmail.ru

Производство сжиженного природного газа (СПГ) ежегодно существенно (в 1,5 – 2 раза) увеличивается во многих государствах, ведущих разработку газовых месторождений. По мнению многих экспертов СПГ является, скорее всего, идеальным энергоносителем для большинства территорий планеты [1]. Но разработка технологий хранения (как в больших объемах, так и в малых по размерам емкостях), проводится в настоящее время, в основном, путем экспериментальной отработки [1]. Не разработаны математические модели, описывающие процессы тепломассопереноса в емкостях хранения СПГ в условиях его «захолаживания» с целью снижения «потерь основного продукта от испарения» [1] при длительном хранении. Во многом это обусловлено особенностями процессов фазовых превращений. При конденсации СПГ происходит интенсивное выделение теплоты в очень малой по размерам области вблизи границы раздела «жидкость-газ». Возникновение высоких градиентов температур в этой области существенно усложняет процесс численного анализа процесса теплопереноса в условиях интенсивных фазовых превращений.

Цель настоящей работы – решение задачи тепломассопереноса в условиях конденсации находящегося при низких температурах природного газа.

При постановке задачи принят ряд допущений, не накладывающих серьезных ограничений на общность модели, но позволяющих существенно упростить алгоритм и метод решения. Так предполагалось, что СПГ является однокомпонентной средой, и в качестве основной компоненты выбран метан. Термодинамические характеристики этого газа хорошо изучены, и он является хорошей моделью для анализа рассматриваемых процессов. Во многих реальных газах различных месторождений метан доминирует, поэтому принятое допущение достаточно обосновано. При решении задачи использована цилиндрическая система координат с неподвижной (во времени) границей раздела фаз. В реальной практике свободный объем емкостей для хранения СПГ мал (менее 10%). Поэтому при контроле за нерегламентным испарением сжиженного природного газа убыль массы последнего не может быть значительной из-за опасности подъема давления в хранилище выше предель-

но допустимого. Поэтому системы «захолаживания» должны начинать работу при достижении этого уровня давления. Соответственно, смещение границы раздела фаз не может быть значительным. Кроме выше приведенных допущений предполагалось, что теплофизические характеристики газа и в жидком и в газообразном состоянии не зависят от температуры. Последнее допущение также хорошо обосновано потому, что в хранилищах СПГ не может быть больших градиентов температуры. При слишком высоких возникает опасность роста давления выше предельно допустимого, при слишком резких подъемах затрачивается много энергии на «захолаживание».

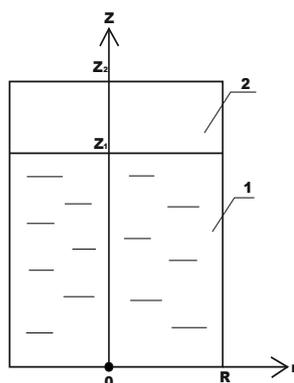


Рис. 1. Область решения задачи: 1- сжиженный газ; 2 – пары СПГ.

В рамках такой физической модели задача теплопереноса в системе «жидкость-газ» сводится к решению системы двух дифференциальных уравнений теплопроводности для двухслойного полого цилиндра, заполненного природным газом (рис.1.). Предполагалось, что боковая и нижняя торцевая поверхности цилиндра теплоизолированы, а по верхней границе осуществляется «захолаживание». На границе раздела фаз СПГ необходимо использовать граничные условия четвертого рода (равенство тепловых потоков и температур). Скорость испарения рассчитывалась по формуле Герца-Кнудсена-Ленгмюра, полученной для испарения в вакуум. Но ее достаточно часто применяют при решении различных задач тепломассопереноса и в условиях интенсивного испарения различных жидкостей (например [2]) в среде с давлением даже выше атмосферного.

Система дифференциальных уравнений в частных производных с соответствующими краевыми условиями, записанная в цилиндрической неподвижной системе координат с началом на оси симметрии, имеет вид:

$$C_1 \rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} \right],$$

$$C_2 \rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_2}{\partial Z^2} \right],$$

здесь T – температура; C – теплоемкость; λ – теплопроводность; ρ – плотность; r, Z – координаты цилиндрической системы координат; индекс 1 соответствует сжиженному газу, 2 – газу в газообразном состоянии.

$$\begin{aligned} T_1 &= T_0, \quad T_2 = T_0 \quad t = 0; \\ \frac{\partial T_1}{\partial r} &= 0 \quad r = 0, \quad 0 < Z < Z_1; \\ T_1 &= T_k \quad r = R, \quad 0 < Z < Z_1; \\ \frac{\partial T_1}{\partial Z} &= 0 \quad Z = 0, \quad 0 < r < R; \\ \frac{\partial T_2}{\partial r} &= 0 \quad r = 0, \quad Z_1 < Z < Z_2; \\ T_2 &= T_k \quad r = R, \quad Z_1 < Z < Z_2; \\ T_2 &= T_H \quad Z = Z_2, \quad 0 < r < R; \\ -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial Z} &= -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial Z} + Q \cdot W \left. \vphantom{\frac{\partial T_1}{\partial Z}} \right\} Z = Z_1, \quad 0 < r < R. \\ W &= \frac{\beta}{1 - k \cdot \beta} \frac{(P^H - P)}{\sqrt{2\pi RT/M}}; \quad P = \frac{\rho R_2 T}{M}. \end{aligned}$$

Здесь T_k – температура внешней границы; T_H – температура источника охлаждения; Q, W – тепловой эффект и массовая скорость конденсации СПГ, соответственно; β – безразмерный коэффициент испарения; k – постоянная; P^H – давление насыщенных паров газа; P – давление паров газа вблизи границы конденсации; M – молекулярная масса природного газа; R_2 – газовая постоянная; R, Z_2 – координаты внешних границ области; Z_1 – координата границы раздела «жидкость – газ».

Краевая задача (1) – (7) решена методом конечных разностей с использованием итерационного алгоритма [3], разработанного при решении нелинейных задач тепломассопереноса при интенсивном испарении жидкости в условиях локального нагрева. Контроль над достоверностью результатов численного моделирования осуществлялся проверкой консервативности, использовавшейся разностной схемы аналогично [4]. Для выполнения условия консервативности применялись шаги разностной сетки по времени от 10^{-2} с. до 10^{-6} с.

При конденсации паров на поверхности раздела «жидкость – пар» возникает большой градиент температур в тонких приповерхностных слоях жидкой и паровой фаз природного газа, поэтому в соответствии с аналогом [3] использовалась неравномерная и нерегулярная разностная сетка.

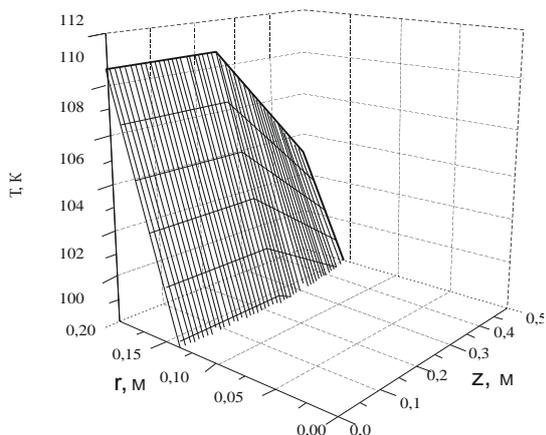


Рис.2. Распределение температуры $T(r,z)$ в момент времени $t = 100\text{c}$

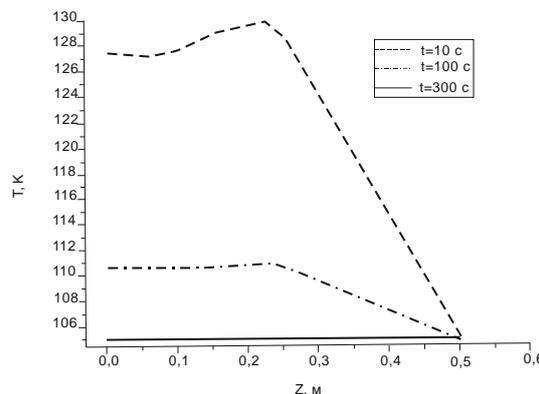


Рис.3. Распределение температуры по z при $r = 0,14\text{м}$ ($t = 100\text{c}$)

На рис. 2-3 приведены типичные результаты численного исследования рассматриваемого процесса. Распределения температур (рис. 1-2) иллюстрируют достаточно большие их перепады по координате z в начальный период времени (до 30К). В дальнейшем с ростом t температурное поле становится по мере захлаживания все более однородным. Через 300 секунд (рис.2.) температура по высоте емкости выравнивается. На основании выполненных теоретических исследований можно сделать вывод о возможности достаточно быстрой (в течение нескольких минут) ликвидации условий для испарения основного продукта за счет охлаждения СПГ только на одной границе области.

На рис.4. приведена зависимость массовой скорости конденсации паров СПГ от температуры для двух характерных моментов времени. Хорошо видно, что понижение T на 20К приводит к изменению скорости фазовых превращений более чем в десять раз. Такой характер зависимости $W(T)$ позволяет сделать вывод о возможности регулирования процесса «захлаживания» СПГ в условиях его частичного испарения с относительно малыми затратами энергии и в небольшие интервалы времени.

Можно отметить, что как показывают результаты проведенных численных исследований, возможна локализация источника охлаждения на одной из поверхностей емкости для хранения СПГ с использованием технологий [5,6]. В этом случае сформулированная выше постановка задачи может быть существенно дополнена и расширена за счет учета процессов свободной конвекции паров. Так, например, при размещении источника «захлаживания» на верхней горизонтальной (или боковой

вертикальной) стенке емкости может быть по аналогии с [7,8] сформулирована сопряженная задача теплопереноса в полости, ограниченной металлическими стенками и сжиженным природным газом. В этом случае свободная конвекция будет существенно интенсифицировать процесс охлаждения паров. Соответственно, затраты энергии на «захолаживание» в условиях интенсификации теплопереноса (за счет конвекции) могут быть существенно уменьшены. Также возможно снижение периодов времени на проведение этой технологической операции.

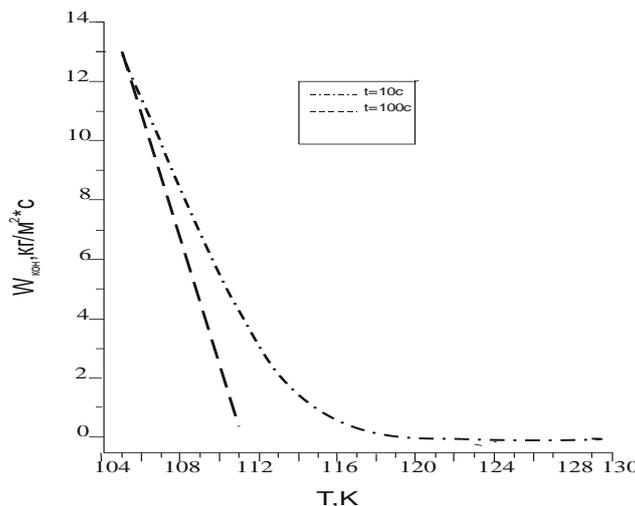


Рис.3. Зависимость скорости конденсации от температуры для двух характерных моментов времени

В заключении можно отметить, что результаты выполненных исследований создают определенные предпосылки для оптимизации технологических операций, соответствующих хранению сжиженного природного газа.

Список литературы:

1. Брагинский О.Б. Нефтегазовый комплекс мира. – М.: Нефть и газ, 2006. – 246 с.
2. Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. The influence of heat transfer conditions at the hot particle-liquid fuel interface on the ignition characteristics// Journal of Engineering Thermophysics. 2009. Т. 18. № 2. С. 162-167.
3. Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. 3D problem of heat and mass transfer at the ignition of a combustible liquid by a heated metal particle// Journal of Engineering Thermophysics. 2009. Т. 18. № 1. С. 72-79.
4. Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. Transient heat and mass transfer at the ignition of vapor and gas mixture by a moving hot particle// International Journal of Heat and Mass Transfer. 2010. Т. 53. № 5-6. С. 923-930.
5. Рачевский Б.С. Сжиженные углеводородные газы. – М.: 2009. – 639с.
6. Ремизов В.В., Парфенов В.А. Подземное хранение газа: состояние, проблемы и их решения// Газовая промышленность. 1997. № 2. С.17-19.

7. Kuznetsov G.V., Sheremet M.A. Mathematical modeling of complex heat transfer in a rectangular enclosure // Thermophysics and Aeromechanics. – 2009. – V. 16. – № 1. – P. 119–128.
8. Kuznetsov G.V., Sheremet M.A. New approach to the mathematical modeling of thermal regimes for electronic equipment // Russian Microelectronics. – 2008. – V.37. – № 2. – P.131–138.

УДК 504.06:621.181:622.612

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЭКОЛОГИЧЕСКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ КОТЛОВ С ВВОДОМ ВТОРИЧНОГО ТОПЛИВА

Тринченко А. А., к.т.н, Кадыров М.Р.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

E-mail: kadyrov-marsel@mail.ru

Основной задачей “Экологической программы” в области теплоэнергетики является определение путей и условий, при которых надежное энергообеспечение существующих и планируемых нагрузок потребителей не приведет к увеличению техногенного влияния на окружающую среду. Одной из основных проблем, препятствующих широкому применению угля в российской энергетике, в настоящее время является обеспечение допустимых концентраций вредных веществ в выбрасываемых газах, т.к. по содержанию вредных компонентов отечественные угли в среднем в 2 раза хуже, чем используемые в США и странах Западной Европы. Поэтому повышение использования угля в России связано с применением современных, экологически безопасных технологий сжигания.

В целях снижения вредных выбросов электростанций в атмосферу в “Генеральной схеме размещения объектов электроэнергетики до 2020 года” [1] предусмотрено, что на вновь вводимом энергетическом оборудовании объемы мероприятий по охране окружающей среды должны обеспечивать ограничение в соответствии с нормативами удельных выбросов оксидов серы, оксидов азота и твердых частиц (летучей золы). На существующих тепловых электростанциях предусматривается проведение мероприятий по внедрению технологических методов подавления оксидов азота в процессе сжигания топлива. Таким образом, развитие российской энергетики на основе современных технологий сжигания, повышение доли твердого топлива в энергетическом балансе страны с одновременным снижением экологической нагрузки при его использовании является весьма важной и актуальной задачей.

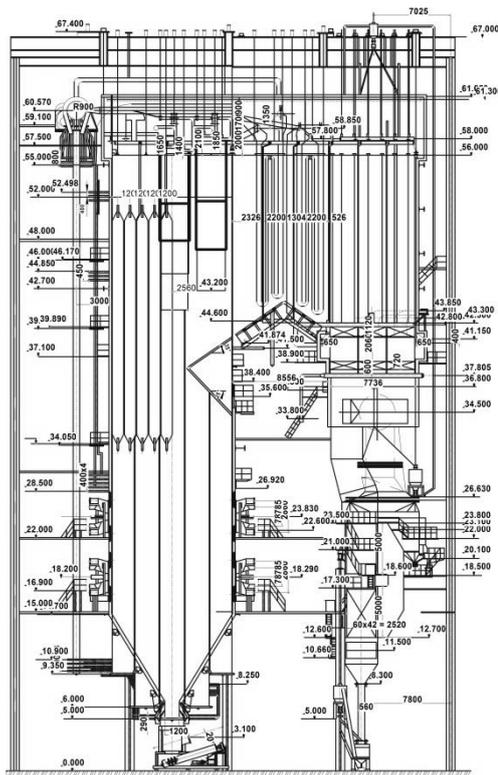


Рис. 1. Продольный разрез котла ТПЕ-214

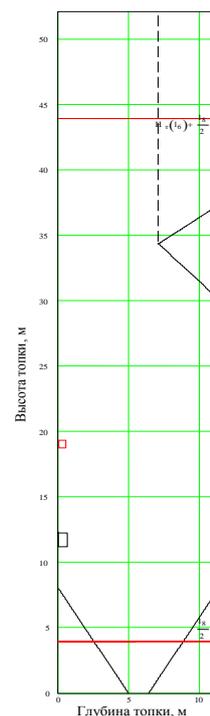


Рис. 2. Эскиз топки котла ТПЕ-214

В настоящее время на электростанциях для расчета выбросов оксидов азота используется упрощенная методика [2], основанная на усреднении результатов большого числа испытаний котлов с различными конструктивными и режимными параметрами. При расчете учитываются характеристики топлива, конструктивные параметры горелок, температурный уровень в топке, наличие рециркуляции и способ подачи воздуха. Результаты расчета могут существенно отличаться от действительных выбросов оксидов азота конкретного котла, поэтому методика [2] используется, в основном, для статистической отчетности.

Предлагаемая методика расчета основана на диффузионно-кинетической теории горения, учитывает генерацию и разложение оксидов азота, позволяет проводить количественные оценки выбросов NO_x при работе котлов, в том числе при организации ступенчатого сжигания по технологии пылеугольного факела. Для решения задачи применены понятия “приведенной пленки” ($\Delta/\delta=1/(\text{Nu}_D-2)$); безразмерной координаты ($\xi=x/\Delta$); критерия Семенова ($\text{Se}=(k_4 \cdot \Delta/D)^{0.5}$); диффузионно-химического критерия ($N_i=k_i/\alpha_D$); зависимости Аррениуса для констант скоростей реакций ($k_i=k_{0i} \cdot \exp(-E_i/RT)$); “полюса” с координатами $k^*=100$ м/с, $T^*=2600$ К; энергии активации. При этом сделаны следующие до-

пущения: 1. Стефановский поток не оказывает существенного влияния на толщину приведенной пленки; 2. Приведенная пленка рассматривается как плоская; 3. Термодиффузия по толщине приведенной пленки отсутствует; 4. Скорость гомогенных реакций и коэффициент диффузии рассчитываются по средней температуре приведенной пленки; 5. Внутрипористое реагирование не учитывается вследствие его малости; 6. Для диффузии в многокомпонентной газовой смеси принят средний коэффициент диффузии; 7. Температура частицы принята равной температуре потока.

Для отработки методики и отладки программы рассмотрен промышленный котел ТПЕ-214 паропроизводительностью 670 т/ч блока 200 МВт Новосибирской ТЭЦ-5, на котором внедрена система трехступенчатого сжигания с использованием для ступени восстановления пыли основного топлива [3]. Рабочим топливом для котла является смесь кузнецких углей марок Г и Д со следующими характеристиками: $Q_i^r = 20,52$ МДж/кг, $A^r = 17,6$ %, $W^r = 12$ %, $N^r = 1,8$ %, $V^{daf} = 42$ %. Система пылеприготовления котла состоит из пяти молотковых мельниц, прямым вдуванием пыли в топочную камеру с 3-х ярусным тангенциальным расположением прямооточных горелок и твердым шлакоудалением. Продольный разрез котла ТПЕ-214 и эскиз его топки представлены на рисунках 1 и 2 соответственно. Для организации трехступенчатого сжигания на котле установлены восемь сопел третичного дутья на боковых стенах топки с тангенциальным расположением и противокруткой по отношению к основным горелкам. Кроме того, снижена доля вторичного воздуха через верхний ярус горелок путем установки дополнительных вставок в выходные окна каждого «полуканала» вторичного топлива.

Энергия активации для реакции $C+O_2$ для каменного угля равна $E_{C+O_2} = 115$ КДж/моль. Суммарный механический недожог, согласно расчетам, составил 3,11 %.

Профиль температур по высоте топки котла ТПЕ-214, построенный по разработанной методике, а также экспериментальные значения температур представлены на рисунке 3. Из графика рисунка 3 видно, что реальные температуры меньше расчетных. Это связано с тем, что подача пыли в топку производилась с помощью инертных сушильных газов, а также с тем, что при расчете подача основного топлива производится через один основной ярус горелок.

Изменение концентрации оксидов азота по высоте топочной камеры показано на рисунке 4. Отличия в характере образования оксидов

азота на начальном участке появляются вследствие принятого механизма образования NO (образование NO за время выхода и сгорания летучих).

Согласно результатам опытов, суммарный выход оксидов азота составлял при одноступенчатом сжигании 800...900 мг/м³. При внедрении трехступенчатого сжигания авторам [3] удалось добиться снижения концентрации оксидов азота на 350...420 мг/м³.

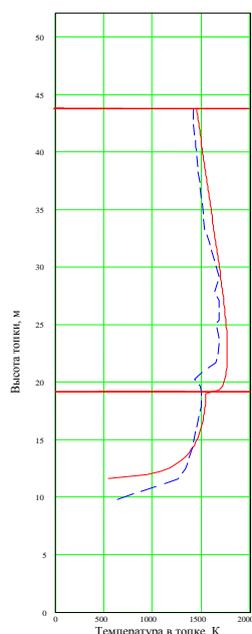


Рис. 3. Профиль температур по высоте точки котла ТПЕ-214: — - расчет; - - - - опытные данные

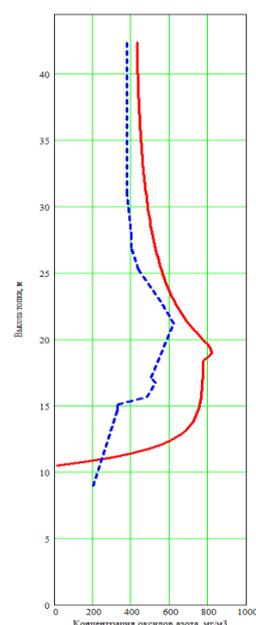


Рис. 4. Изменение концентрации оксидов азота по высоте точки котла ТПЕ-214: — - расчет; - - - - опытные данные

Расчетное значение концентрации оксидов азота (431 мг/м³) – оказалось выше опытного значения – 375 мг/м³. Это объясняется тем, что время пребывания частиц в топке по расчетной методике определялось в предположении, что частицы движутся в восходящем потоке вертикально со скоростью газов, в то время как котел ТПЕ-214 НТЭЦ-5 имеет тангенциальную топку, в связи с чем время пребывания частиц в топке и реагирования их с оксидами азота увеличивается и влечет за собой увеличение количества разложившихся оксидов азота. Несколько большее значение температуры в топке, полученное расчетным путем, одновременно влечет за собой увеличение расчетных концентраций оксидов азота. Повышение точности расчетных результатов возможно путем перехода от плоской модели течения потоков в топочной камере – к трехмерной.

Список литературы:

1. Распоряжение Правительства Российской Федерации от 22 февраля 2008 г. № 215-р. “Генеральная схема размещения объектов электроэнергетики до 2020 года”. Москва, 2008. – 638 с.
2. Котлер В.Р. Оксиды азота в дымовых газах котлов. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 144 с.
3. Агапов К.В., Остапенко Д.В., Серант Ф.А. Опыт снижения выбросов оксидов азота на котлах ТПЕ-214 Новосибирской ТЭЦ-5 с использованием схем ступенчатого сжигания // Энергетик. 2007. № 3.

УДК 536.24 519.85

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО ПОТОКА ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В КОРИДОРНОМ ПУЧКЕ ТРУБ

Хайбуллина А.И., Хайруллин А.Р., Синявин А.А., д.т.н. Ильин В.К.
Казанский государственный энергетический университет, г. Казань
E-mail: haybullina.87@mail.ru

В условиях бурного развития промышленного производства его оптимизация является актуальной задачей. Поскольку существенную долю теплоэнергетических, химических, нефтеперерабатывающих установок составляет теплообменное оборудование вполне очевидно, что оптимизировать промышленное производство можно повысив эффективность теплообменного оборудования в составе теплоэнергетических, химических и т.д. установок [1].

Повысить эффективность теплообменного оборудования можно за счет интенсификации теплообмена при помощи принудительных пульсаций теплоносителя. Положительные результаты в этой области достигнуты как при экспериментальных исследованиях [2], так и при математическом моделировании. [3]

При численном моделировании любых задач необходимо понимать, что важным моментом является выбор модели турбулентности и построение расчетной сетки, поскольку от этих параметров, в конечном счете, зависит релевантность полученных результатов. [4]

В данной работе между собой, а также с экспериментальными данными сравниваются три модели: Spalart–Allmaras model (S-A); Shear-Stress Transport model (Transition SST) и Reynolds Stress model (RSM).

Геометрическая модель представляла собой прямоугольный канал, состоящий из пучка труб (рис. 1). Диаметр трубок составлял

$d = 0,01$ м, шаг трубок по горизонтали и вертикали $S_{1,2} = 0,013$ м.

На стенках трубок задавалась постоянная температура $T_{ст} = 315$ К, в межтрубном пространстве циркулировала вода. На входе задавалась

скорость жидкости с постоянной температурой $T_{вх} = 300 \text{ К}$, давление на выходе соответствовало давлению окружающей среды.

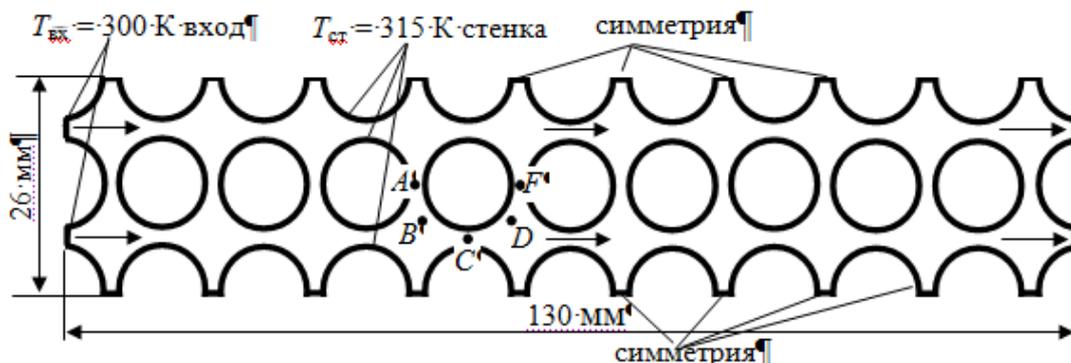


Рис. 1. Геометрическая модель

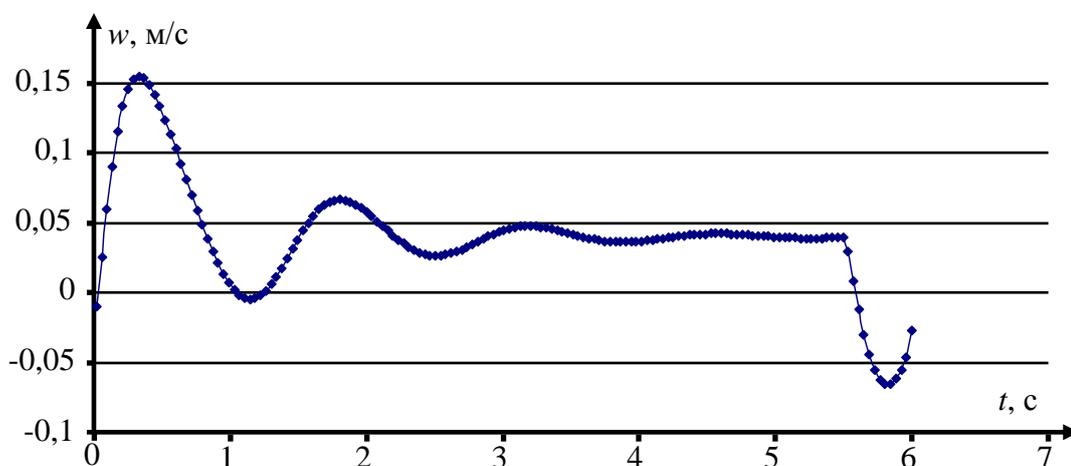


Рис. 2. Профиль скорости при пульсирующем течении

Каждая модель турбулентности рассчитывалась при постоянном и пульсирующем течении потока жидкости в пучке труб. Расчеты выполнены с помощью ПО Ansys Fluent 14.0 в двухмерной постановке без учета силы тяжести. Для нестационарного течения скорость на входе изменялась по заданному закону (рис. 2), при этом частота пульсаций $f = 0,1666 \text{ Гц}$, амплитуда пульсаций $A = 1,9d$, где d диаметр трубки, м. Средняя скорость воды в канале $w \approx 0,0398 \text{ м/с}$, что примерно соответствовало числам Рейнольдса $Re \approx 500$.

Расчетная сетка состояла из 67618 контрольных объемов (рис. 3) со средним размером $2 \cdot 10^{-4} \text{ м}$. Размер сетки в пристеночных областях зависит от толщины пограничного слоя. Поэтому сначала рассчитывалась толщина пограничного слоя, которая, в свою очередь, зависит от ряда величин: U_τ – динамическая скорость (или скорость трения; τ_w – кас-

тельное напряжение на стенке, $\text{кг}/(\text{м} \cdot \text{с}^2)$; C_f – коэффициент поверхностного трения.

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}},$$

где ρ – плотность воды, $\text{кг}/\text{м}^3$.

$$\tau_w = \frac{1}{2} \cdot C_f \cdot \rho \cdot U^2,$$

где U – скорость потока.

Коэффициент трения для коридорного пучка труб [5]

$$C_f = 4 \cdot \text{Re}^{-0,5},$$

где $\text{Re} = lU/\nu$. Здесь l – характерный размер, м в нашем случае расстояние между двумя трубками, ν – кинематическая вязкость, $\text{м}^2/\text{с}$.

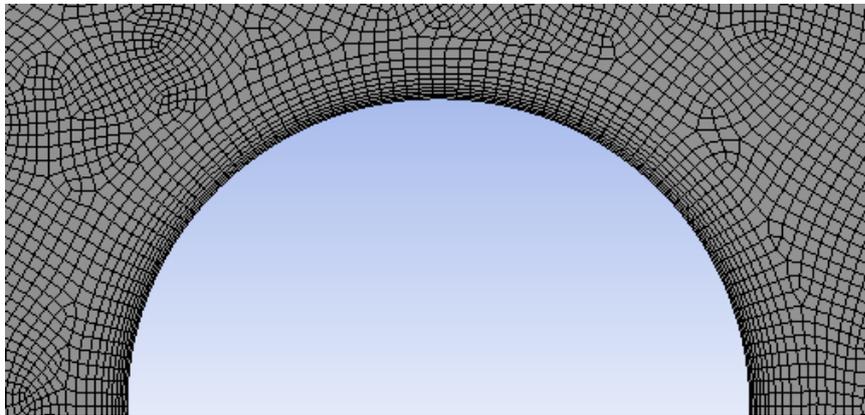


Рис. 3. Расчетная сетка

В пограничном слое по его толщине обычно размещается от 10 до 20 ячеек сетки (в нашем случае принималось 10 слоев), поэтому его общая толщина равняется сумме всех ячеек. Размер первой ячейки на стенке $\Delta y_1 = 3,16 \cdot 10^{-5}$ м и рассчитывался следующим образом:

$$\Delta y_1 = \frac{y^+ \cdot \mu}{\rho \cdot U},$$

где μ – динамическая вязкость, $\text{Па} \cdot \text{с}$; y^+ – безразмерное расстояние для ламинарного течения принимается равным 1-му. Размер каждой последующей ячейки

$$\Delta y_i = \Delta y_1 \cdot 1,2^{(i-1)},$$

где i – номер ячейки. Результаты расчетов трех моделей турбулентности для 5-ти локальных температур T , $^\circ\text{C}$, турбулентных вязкостей ν_T ,

кг/(м · с) и чисел Нуссельта Nu для одного из цилиндров (см. рис. 1) сведены в таблицу 1.

Таблица 1

Вид течения	Модель	зоны	$T, ^\circ\text{C}$	$\nu_T,$ кг/(м · с)	Nu
Нестационарный поток	(S-A)	A	309,48	4,966E-07	12,95
		B	305,75	2,183E-05	31,57
		C	301,70	1,140E-05	21,93
		D	306,86	3,059E-06	13,96
		F	309,69	6,146E-07	18,77
Стационарный поток		A	312,70	1,526E-08	10,12
		B	307,35	5,606E-06	23,20
		C	300,51	4,743E-06	16,69
		D	308,64	9,545E-07	6,28
		F	313,01	9,387E-09	10,63
Нестационарный поток	(SST)	A	309,16	2,129E-05	12,66
		B	305,65	9,241E-05	32,25
		C	301,91	9,410E-05	22,76
		D	306,78	3,480E-05	14,14
		F	309,44	2,503E-05	18,79
Стационарный поток		A	312,75	1,923E-07	10,13
		B	307,38	2,484E-06	22,90
		C	300,50	3,663E-06	16,56
		D	308,69	5,474E-07	6,18
		F	313,09	1,159E-07	10,62
Нестационарный поток	(RSM)	A	309,48	4,966E-07	12,95
		B	305,75	2,183E-05	31,57
		C	301,70	1,140E-05	21,93
		D	306,86	3,059E-06	13,96
		F	309,69	6,146E-07	18,77
Стационарный поток		A	312,90	1,836E-06	10,17
		B	307,58	5,814E-06	23,148
		C	300,54	9,702E-06	17,713
		D	308,89	4,362E-06	6,183
		F	313,21	1,492E-06	10,421

В таблице 2 сравнивается увеличение плотности тепловых потоков по всей поверхности теплообмена q в пульсирующем течении в сравнении со стационарным между тремя моделями и экспериментальным значением [6]

По результатам моделирования можно сделать вывод, что все три модели турбулентности подходят для решения поставленной задачи, поскольку полученные данные хорошо согласуются между собой. S-A модель имеет меньше расчетных уравнений, чем SST и RSM модель,

ПОЭТОМУ ВВИДУ ЭКОНОМИИ МАШИННОГО ВРЕМЕНИ МОЖНО ВЫДЕЛИТЬ S-A МОДЕЛЬ.

Таблица 2

	(S-A)	(SST)	(RSM)	эксперимент [6]
$q\%$	34,97	37,06	33,90	13,12

Список литературы:

1. Гортышов Ю.Ф., И.А. Попов и др. Теплогидравлическая эффективность перспективных способов интенсификации теплоотдачи в каналах теплообменного оборудования. Интенсификация теплообмена: монография / под общ. ред. Ю.Ф.Гортышова. – Казань: Центр инновационных технологий, 2009. – 531 с.
2. Tae Ho Ji, Seo Young Kim, Jae Min Hyun Experiments on heat transfer enhancement from a heated square cylinder in a pulsating channel flow // Int. J. Heat Mass Transfer. – 2008. – № 51 – P 1130–1138.
3. Мусаева Д.А., Синявин А.А., Гурьянов А.И. Математическое моделирование процессов теплообмена при поперечном обтекании цилиндра в условиях низкочастотных несимметричных пульсаций потока жидкости // Известия ВУЗов «Проблемы энергетики». – 2012. – № 7–8. С. 19–27.
4. You Qin Wang Turbulence Modeling Applied to Flow Through a Staggered Tube Bundle // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. – 2010. – Vol. 24, № 3. С. 534–543.
5. Лаптева Е.А., Фарахов Т.М. Математические модели и расчет тепломассообменных характеристик аппаратов. Казань: Отечество, 2013 – 182 с.
6. Хайбуллина А.И., Ильин В.К. Экспериментальное исследование внешней теплоотдачи при поперечном обтекании коридорного пучка труб при $Re \leq 500$ с наложением на поток низкочастотных несимметричных пульсаций. Известия высших учебных заведений. «Проблемы энергетики». 2014 г., № 1-2, с.11-19.

УДК 621.182.2

К ВОПРОСУ О РАБОТЕ КОТЛОВ ЭЧМ НА ЭКИБАСТУЗСКОМ УГЛЕ

Харченко С.П.

Инновационный Евразийский университет, г. Павлодар (Казахстан)

E-mail:svetamusika@mail.ru

Экибастузский угольный бассейн является крупнейшим в Казахстане. Экибастузский уголь низкокачественный, высокозольный и используется в основном как энергетическое топливо. Он является основным топливом как для крупнейших объектов энергетики Республики Казахстан, таких как ТОО «AES Экибастуз», ТЭС АО «ЕЭК», так и для ТЭЦ и котельных.

Основным источником теплоснабжения АЗФ является котельная, на которой установлены котлы ЭЧМ 60/2. Топка котла ЭЧМ 60/2 была

рассчитана на сжигание пыли высокореакционных и высококалорийных кузнецких углей с теплотой сгорания Q_{H}^{P} от 5267 до 5657 ккал/кг, зольностью $A^{\text{P}} = 19,4 \%$ и влажностью W^{P} от 8 до 9,8 %. Котел теплопроизводительностью 251 ГДж/час оборудован четырьмя вихревыми горелками циклонного типа.

Перевод котла ЭЧМ 60/2 на сжигание Экибастузского угля повлек за собой подсветку факела мазутом.

Подсветка факела мазутом приводит к увеличению расхода мазута при работе котлов, увеличению себестоимости тепловой энергии, а также к увеличению содержания CO , NO_x , SO_x в продуктах сгорания. Содержание серы в Экибастузском каменном угле колеблется в пределах от 0,4 до 0,7 %, а в мазуте от 3 до 3,5 %. Существующие горелки циклонного типа не рассчитаны на совместное сжигание угольной пыли и мазута, это приводит также к увеличению механического недожога и выбросу твердых частиц в атмосферу [1].

При переводе на Экибастузский уголь на котлах ЭЧМ 60/2 не может быть обеспечена стабильная и экономичная работа топки. Это подтверждается опытом эксплуатации котлов ЭЧМ 60/2 при работе на малозольных и высокореакционных бурых углях Канско-Ачинского бассейна, где даже после длительной наладки не удалось обеспечить надежную работу топки без подсветки мазутом [2].

Для обеспечения устойчивой работы топки котла ЭЧМ60/2 в регулировочном диапазоне нагрузок без подсветки выполнена реконструкция схемы сжигания и горелочных устройств. На котле взамен существующих горелок «циклонного» типа установлены вихревые многоканальные горелки с двумя каналами аэросмеси. Установлены горелки двух типоразмеров.

Установка вихревой пылеугольной горелки для сжигания каменных углей Экибастузского месторождения марки СС в камерных топках котлов ЭЧМ 60/2 позволила снизить расход мазута на котел. Также это позволило снизить содержание оксидов азота в продуктах сгорания на 40% и содержание оксидов серы на 30 %. Вихревая горелка обеспечивает стабильное воспламенение и горение угольной пыли в широком диапазоне нагрузок, что особенно актуально при сжигании низкокачественного угольного топлива.

Список литературы:

1. Бухман М.А. Вихревые горелки с низким выходом NO_x // Энергетика и топливные ресурсы Казахстана. – 2001. - № 4, С.64-68.

2. Штым А.Н., Штым К.А., Воротников Е.Г., Распутин О.В. Исследование и освоение вихревой технологии сжигания топлива//Вестник Дальневосточного государственного технического университета. -2010. - № 2. С.43-59.

УДК621.182.12

ВНЕДРЕНИЕ КОМБИНИРОВАННОЙ СХЕМЫ ПОДГОТОВКИ ВОДЫ НА ТЭС С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕХНОЛОГИИ ОБРАТНОГО ОСМОСА

Харченко С.П.

Инновационный Евразийский университет, г. Павлодар (Казахстан)

E-mail:svetamusika@mail.ru

При работе тепловых электрических станций для восполнения потерь пара и конденсата требуется обессоленная вода. В зависимости от качества исходной (природной) воды используются химические, термические и мембранные методы ее очистки. При строительстве водоподготовительных установок ТЭС широко использовалась технология ионного обмена. Этот метод позволяет получить обессоленную воду высокого качества. Однако он имеет недостатки: большой расход реагентов на регенерацию отработавшего ионита, превышающий стехиометрию в 2-3 раза, получение высокоминерализованных стоков, необходимость нейтрализации сбросных и отмывочных вод после водород-катионитовых фильтров [1].

Одним из путей снижения расхода реагентов является внедрение мембранных технологий. Так использование технологии обратного осмоса позволяет извлекать на одной ступени очистки до 98 % солей [2]. Нередко применяются комбинированные схемы, сочетающие химические и мембранные технологии.

На водоподготовительной установке ТЭЦ, предназначенной для приготовления обессоленной воды для питания паровых котлов среднего давления, предусмотрено двухступенчатое обессоливание по схеме: предочистка в осветлителе известкованием совместно с коагуляцией, фильтрование через механические фильтры, двухступенчатое Н-ОН-ионирование.

Обессоливающая установка запроектирована без учета качества исходной воды по содержанию хлоридов и сульфатов как по количеству предусмотренного оборудования, так и по расходу реагентов. Суммарное содержание анионов сильных кислот составляло 10-12 мг-экв/дм³. Также не была предусмотрена вероятность ухудшения качества воды.

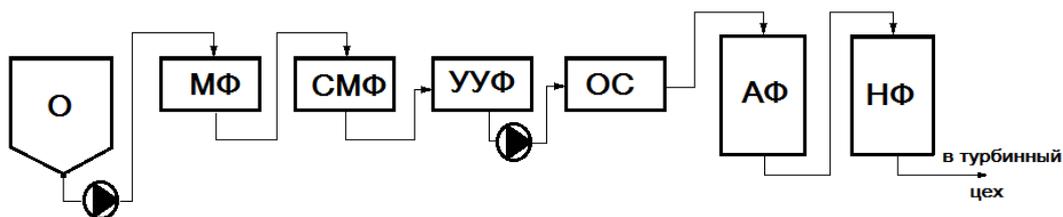


Рис. 1. Технологическая схема водоподготовительной установки:
О – осветлитель, МФ – механический фильтр, СМФ – самопромывной механический фильтр, установка ультрафильтрации, ОС – установка обратного осмоса, АФ – анионитный фильтр первой ступени, НФ – вторая ступень ионирования.

В 2012 году на станции внедрена комбинированная схема водоподготовительной установки с применением установки обратного осмоса с предочисткой и с сохранением второй ступени обессоливающей установки. Общая производительность установки $150 \text{ м}^3/\text{ч}$, предназначена для подпитки котлов высокого давления.

На рис. 1 представлена технологическая схема водоподготовительной установки для получения обессоленной воды с применением технологии обратного осмоса.

Исходная вода после осветлителя насосами подаётся в механические и самопромывные механические фильтры, где происходит не только удаление грубодисперсных частиц, но и взвешанных частиц размером более 200 мкм . Перед самопромывными фильтрами предусматривается введение коагулянта – для окисления соединений железа, органики и соединение взвешенных частиц исходной воды; серной кислоты – для снижения pH; гипохлорита натрия – для обеззараживания и окисления нежелательных примесей. Далее осветленная вода подается на четыре параллельно работающие установки ультрафильтрации. Здесь происходит предварительная очистка исходной воды – снижение содержания взвешенных частиц, микроорганизмов и органических соединений, а также снижение мутности. Фильтрат от установок ультрафильтрации подается на установки обратного осмоса. Перед установками обратного осмоса в воду дозируется ингибитор отложений (антискалант) и бисульфит для предотвращения образования отложений на мембранах и связывания свободного хлора.

После обратного осмоса частично обессоленная вода (пермиат) поступает в анионитный фильтр первой ступени и на вторую ступень ионирования, где вода проходит завершающий этап обессоливания. Обессоленная вода насосами подаётся в турбинный цех.

На станции после ввода в эксплуатацию установки обратного осмоса наблюдается значительный рост расходов воды на собственные нужды установки с 4000 до 8000 м^3 . Основной причиной является необ-

ходимость обратной промывки ультрафильтрационных мембран выполняемой после каждого фильтроцикла.

В результате внедрения комбинированной технологии обработки воды с применением установки обратного осмоса получены следующие результаты:

- Значительно снизилось потребление химических реагентов ВПУ в результате замены водород-катионитного фильтра первой ступени на установку обратного осмоса, а также автоматизации системы дозирования химических реагентов.

- После ввода в эксплуатацию установки обратного осмоса снизилось рН сточных вод до 6,8. Это позволяет повторно использовать промывочные воды в системе гидрозолоудаления для поддержания уровня воды золоотвала.

Список литературы:

1. Копылов А.С., Очков В.Ф., Процессы и аппараты передовых технологий водоподготовки и их программированные расчеты. – М.: Издательский дом МЭИ, 2009.
2. Бушуев Е.Н., Еремина Н.А., Жадан А.В. Анализ современных технологий водоподготовки на ТЭС // Вестник ИГЭУ. – 2013. № 1. С. 7-11.

УДК 621.18

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОДЯНОГО ОБЪЕМА ЖАРОТРУБНОГО КОТЛА VITOPLEX-300

Хаустов С.А., Захарушкин Н.А., Буваков К.В.
Томский политехнический университет, г. Томск
E-mail: khaustovsa@tpu.ru

На Российском рынке котлового оборудования в настоящее время в приоритете жаротрубные котлы. Устройство таких котлов позволяет применять их в отопительных и водоснабжающих системах жилых объектов, используя автономные котельные, с помощью которых возможно регулирование подачи тепла независимо от жилищно-коммунальных компаний и промышленных предприятий. Такое оборудование демонстрирует высокий коэффициент полезного действия, надежность функционирования и хорошие теплотехнические показатели.

Конструкции жаротрубных котлов имеют множество преимуществ перед котлами водотрубного типа [1], однако «жаротрубники» требуют к себе большого внимания со стороны как проектировщиков, так и службы эксплуатации. Важность соблюдения водного режима при эксплуатации жаротрубного котла обусловлена его конструктивными особенностями. В первую очередь, это вызвано высокой плотностью теп-

ловых потоков через стенки жаровых труб, которая в современных жаротрубных котлоагрегатах для снижения их металлоемкости примерно в 3 раза превосходит этот показатель для водотрубных котлов.

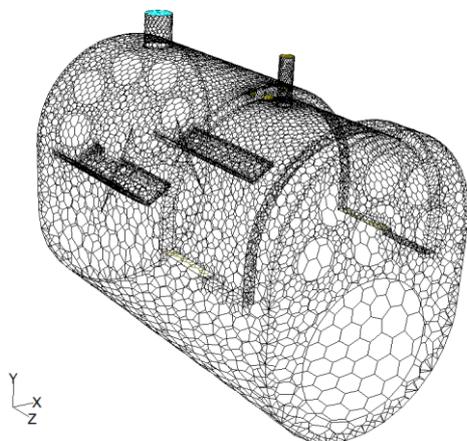


Рис. 1. Структурированная расчетная сетка

Высокие значения плотности теплового потока через поверхности нагрева в топке вызывают значительные тепловые нагрузки. В таких условиях отсутствие интенсивного водяного охлаждения может стать причиной перегрева жаровой трубы и привести к аварийным ситуациям: вздутию стенки, её деформации или разрыву сварных швов [2].

В настоящей работе поставлена цель изучения гидравлического тракта жаротрубного водогрейного котла Viessmann Vitoplex 300: выявление особенностей его водного режима и определение ряда гидродинамических характеристик. Для достижения поставленной цели выполнена серия численных экспериментов с использованием пакета прикладных программ ANSYS Fluent.

К численному исследованию принята 3D-модель водяной рубашки котла Viessmann Vitoplex 300 (рис. 1), созданная средствами ANSYS Workbench на основании оригинальных чертежей [3].

В ходе численного эксперимента установлено, что существенным недостатком исследуемого котла является его удельный объем теплоносителя – $1,87 \text{ м}^3/\text{МВт}$. В результате чего во внутреннем водяном объеме котла устанавливается низкая скорость движения среды. Это, в свою очередь, приводит к неорганизованной гидродинамической циркуляции (рис. 2) со скоростями естественной конвекции менее $0,1 \text{ м/с}$.

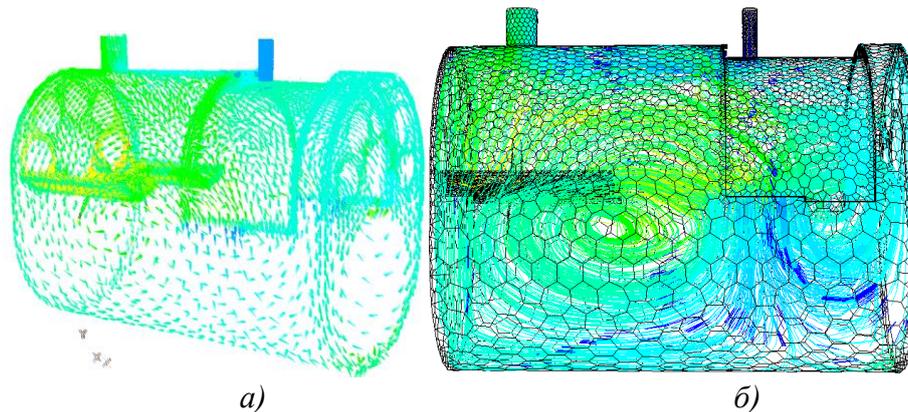


Рис. 2. Линии тока и гидродинамическая структура:
а) в пристеночной области; б) в водяном объеме

По этой причине максимально допустимое значение тепловых напряжений на топочных поверхностях нагрева по условиям недопущения пристенного вскипания теплоносителя в исследуемом котле гораздо ниже, чем у современных водотрубных котлоагрегатов. Таким образом, значение тепловых напряжений жаровой трубы следует рассматривать в качестве основного фактора, определяющего надежную и безаварийную работу исследуемого котла.

Кроме того, большой массовый расход теплоносителя при низких скоростях его движения приводят к интенсивному выпадению взвешенных частиц шлама на дне водяного объема и горизонтально расположенных поверхностях нагрева. Данные области в дальнейшем подвержены интенсивной подшламовой коррозии.

По результатам численного эксперимента при работе котла на расчетные параметры воды с температурой 95 °С максимальное значение локальной температуры воды составляет 110 °С (рис. 3). В зонах выпадения шлама температуры металла и теплоносителя будут выше обозначенных 110 °С, следствием чего является вскипание, интенсификация процессов накипеобразования и локальный перегрев стенки трубы.

Вскипание теплоносителя, в свою очередь, не только не смывает шлам, но и усугубляет его негативное воздействие на металл жаровой трубы, так как интенсифицирует локальное накипеобразование и уплотняет шламовые отложения. В связи с этим давление в водяном объеме котла должно выбираться с целью недопущения вскипания не ниже 400кПа (температура насыщения при этом $t_s \gg 110$ °С).

Кроме того, описанная гидродинамика в водяной рубашке жаротрубного котла объясняет необходимость глубокого умягчения котельной воды.

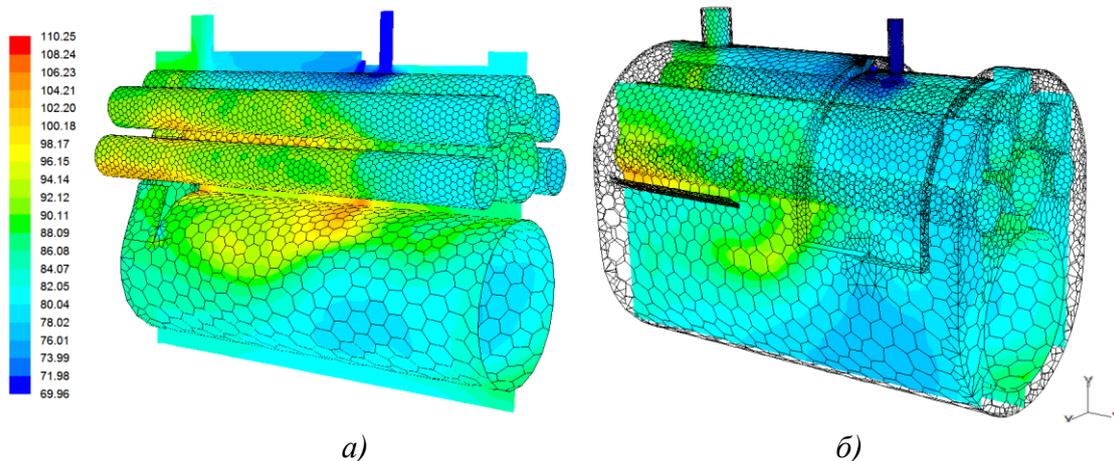


Рис. 3. Контурный график температуры ($^{\circ}\text{C}$) в гидравлическом тракте котла Vitoplex 300:
 а) в пристеночной области; б) в водяном объеме

Таким образом, с использованием пакета прикладных программ ANSYS получена подробная картина основных параметров водяной рубашки котла Viessmann Vitoplex 300, пригодная для качественного анализа особенностей его гидродинамики.

В частности установлено:

- значения тепловых напряжений металла жаровой трубы являются основным фактором надежности исследуемого котла;
- на всех нагрузках необходимо поддерживать гидравлический режим с расчетными давлением и расходом воды для исключения вскипания и уменьшения вероятности накипеобразования и низкотемпературной коррозии;
- недопустима работа котла с несоответствующей или неработающей системой водоподготовки, а также ряд нарушений режимов эксплуатации: изменение порядка подключения по теплоносителю, отключение циркуляционных насосов, продолжительная работа без продувки.

Список литературы:

1. Хаустов С.А., Заворин А.С. Современные тенденции проектирования жаротрубных котлов [Электронный ресурс] // Вестник науки Сибири. – 2014 – №. 2 (12). – С. 21–28. – Режим доступа: <http://sjs.tpu.ru/journal/article/view/988>.
2. Дорогов Е.Ю., Штым А.Н. Исследование тепловых потоков в топке модернизированного котла ПТВМ-180МЦ // Тезисы докладов региональной научно-технической конференции. Молодежь и научно-технический прогресс. – Владивосток: ДВГТУ, 1988. – С. 129.
3. Хаустов С.А. Разработка системы параметрического конструирования сетки модели котлов и котельного оборудования для упрощения работы с пакетом прикладных программ ANSYS // Теплофизические основы энергетических

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ТОПОЧНОЙ КАМЕРЕ
ТРЕХХОДОВОГО ЖАРОТРУБНОГО КОТЛА VIORPLEX 300**

Хаустов С.А., Кудряшова Л.Д., Щелкунова А.В., Буваков К.В.

Томский политехнический университет г. Томск

E-mail: khaustovsa@tpu.ru

Жаротрубный котел изобрели в 19 веке для увеличения паропроизводительности обычных цилиндрических котлов, не изменяя их размеров, путем развития внутренних поверхностей нагрева. В наше время жаротрубные котлы не потеряли своей актуальности, а даже наоборот промышленность переживает бум строительства автономных источников теплоснабжения малой мощности на базе таких котлов. Коэффициент полезного действия (КПД) «жаротрубников», как правило, достигает 90–95 %, при этом они обладают лучшей ремонтпригодностью и стоят значительно дешевле своих водотрубных аналогов.

Однако зачастую практика конструирования жаротрубных котлов в России имеет такую особенность, как отсутствие наработанных конструкций, в результате чего котлоагрегаты обладают невысоким ресурсом и зачастую сопровождаются не подтверждающимися на практике паспортными данными. Одной из причин такой ситуации является недостаточная научная проработка вопроса конструирования жаротрубных котлов и, как следствие, отсутствие четкой нормативно-расчетной базы для их конструирования.

Целью данной работы является изучение газоздушного тракта трехходового жаротрубного котла Viessmann Vitoplex 300 и выявление особенностей аэродинамической структуры топочной среды.

Аэродинамические расчеты выполнялись методом конечных элементов на основе законов неразрывности струй и сохранения энергии. Расчёт лучистого теплообмена проведен методом сферических гармоник в первом приближении (P1-модель). Для моделирования турбулентности использована модификация RNG k- ϵ -модели. Достоверность выбранной математической модели подтверждена натурными испытаниями [1, 2].

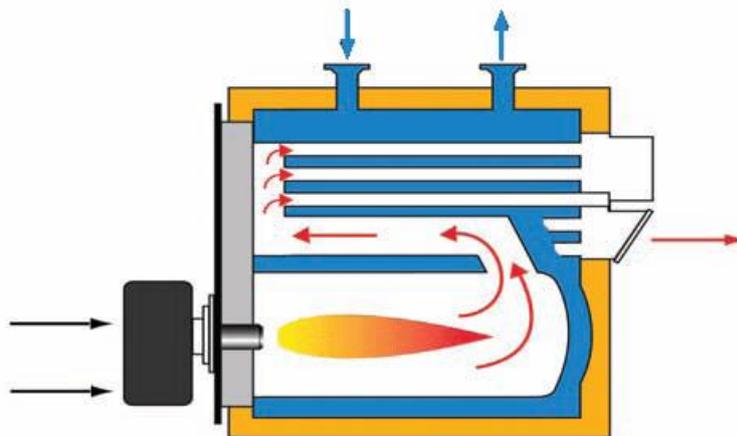


Рис. 1. Схема газоходного тракта жаротрубного котла Vitoplex 300:

- ▶ подвод воздуха;
- ▶ подача и отвод сетевой воды;
- ▶ траектории движения дымовых газов

Конструктивная схема жаротрубного котла предполагает размещение в водяном объеме внутри внешней прочной оболочки котла цилиндрической топки и дымогарных труб конвективных поверхностей. Котел имеет трехходовую компоновку. Развитие факела и движение продуктов сгорания по топочному объему с осевым пролетным (без разворота факела) движением газов считается первым ходом. Затем дымовые газы совершают по конвективной части два хода с разворотом продуктов сгорания между пучками дымогарных труб на 180 градусов.

Конструкция исследуемого трехходового котла (рис. 1) по сравнению с широко распространенными в России двухходовыми аналогами имеет большую конвективную поверхность нагрева (дымогарных труб) и за счет этого позволяет увеличить глубину охлаждения продуктов сгорания, уменьшить теплотери с теплом уходящих газов и в результате повысить КПД котлоагрегата.

Результаты численного моделирования, представлены в виде стационарных полей осреднённых характеристик течения. Линии тока, окрашенные согласно температуре в продольном сечении расчётной области (рис. 2), позволяют выделить основные особенности формирования топочной среды в ходе исследуемых процессов.

Использование завихрителя горелки в исследуемом котле приближает зону максимального тепловыделения к горелке. Это позволяет интенсифицировать воспламенение и уменьшить длину факела, но влечет за собой увеличение локальных тепловых потоков (рис. 3), что, в свою очередь, является фактором роста генерации оксидов азота [3].

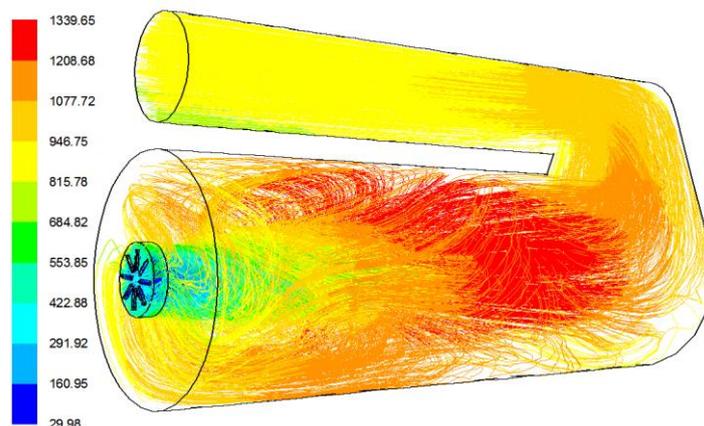


Рис. 2. Линии тока с цветовой индексацией по температуре топочной среды ($^{\circ}\text{C}$)

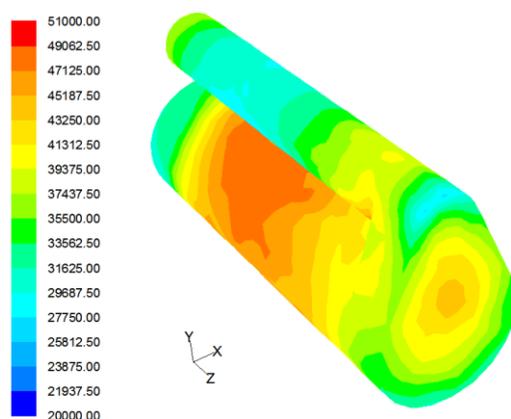


Рис. 3. Контурный график тепловых потоков через стены жаровой трубы ($\text{Вт}/\text{м}^2$)

Для топок жаротрубных котлов необходим правильный подбор горелки не только по мощности, но и по соответствию конфигурации и размеров факела горелки топке котла. Должен быть исключен даже локальный «наброс» факела на холодную стенку топки во всех режимах ее работы. С целью исключения «наброса» факела на днище топочной камеры была проанализирована интенсивность выгорания метана в продольном сечении расчётной области. Линии тока с цветовой индексацией по тепловыделению в топке (рис. 4) свидетельствуют, что закрутка потока ускоряет его выгорание благодаря существенной интенсификации смещения горючего с воздухом.

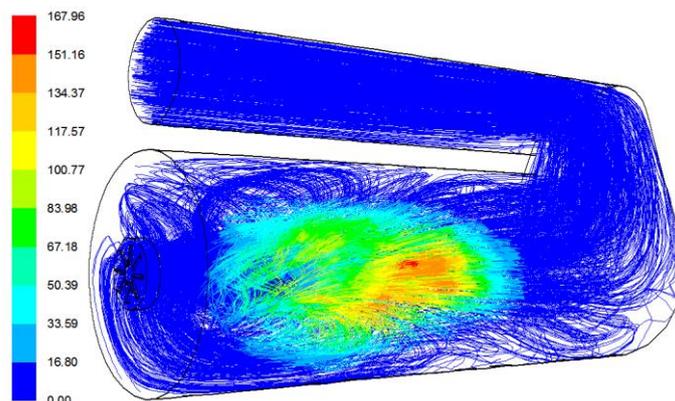


Рис. 4. Линии тока с цветовой индексацией по тепловыделению в топке (Вт)

Анализ полученных данных по выгоранию метана позволяет заключить, что даже в случае применения прямоточных горелок в исследуемом котле при работе на номинальной мощности «наброс» факела на стены жаровой трубы маловероятен.

Список литературы:

1. Хаустов С.А., Заворин А.С., Фисенко Р.Н. Численное исследование процессов в жаротрубной топке с реверсивным факелом // Известия Томского политехнического университета – Томск: Изд-во ТПУ, 2013. – Т. 322 – № 4. – С. 43 – 47.
2. Хаустов С.А., Заворин А.С. Численное исследование аэродинамики жаротрубной топки с реверсивным факелом // Известия Томского политехнического университета – Томск: Изд-во ТПУ, 2013. – Т. 323 – № 4. – С. 5–8.
3. Кузнецов Н.М., Блинов Е.А. Основы теории топочных процессов: учеб. пособие. – Л.: СЗПИ, 1990. – 70 с.

УДК 532.517.4

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННОЙ ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЫ В КООКСИАЛЬНОМ БУНКЕРЕ

Чинчикеева Н.А., Шваб А.В., д.ф.-м.н.

Томский государственный университет, г. Томск

E-mail: chinchikeeva@gmail.com

В настоящее время широко применяются пневматические циркуляционные аппараты для перемешивания, сушки, дозирования и транспортирования зернистых материалов при высокой концентрации компонентов смеси. Поэтому актуальной задачей является разработка математических моделей, описывающих гидродинамику и теплообмен высококонцентрированных гранулированных материалов.

В работе рассматривается течение плотного слоя в плоском канале шириной H , который представляет собой коаксиальную трубу с расположенными на внутренних поверхностях ребрами для интенсификации процесса смешения массы и поддержания заданной температуры (рис. 1).

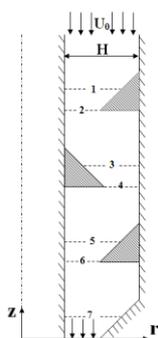


Рис.1. Схема рабочей зоны циркуляционного аппарата

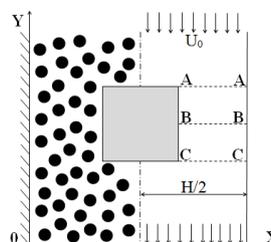


Рис.2. Схема канала с препятствием

Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что для описания динамики гранулированной среды можно использовать законы механика сплошной среды [1-2]. В частности, в первом приближении для описания хорошо сыпучей высококонцентрированной среды может успешно применяться теория динамики вязкой несжимаемой жидкости при условии скольжения среды на твердой стенке. В качестве граничного условия для движущегося потока воспользуемся условием частичного скольжения среды по стенке, которое можно записать в виде

$$-\frac{\partial U_s}{\partial n} = \beta U_s; \quad U_n = 0, \quad (1)$$

где U_s , U_n – тангенциальная и нормальная составляющие вектора скорости по направлению к стенке, n – нормаль, β – коэффициент скольжения среды на стенке, который изменяется от нуля (условие полного скольжения) до бесконечности (условие прилипания).

На основании вышесказанного для описания движения хорошо сыпучей гранулированной среды воспользуемся вязкими уравнениями Навье-Стокса, безразмерная форма которых получена с использованием масштабов длины H , средней скорости U_0 и постоянной плотности среды ρ . В результате система уравнений в безразмерных переменных примет вид:

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{u_r}{r} = 0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_r}{\partial \tau} + \frac{\partial u_r^2}{\partial r} + \frac{\partial u_r u_z}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} \right); \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial \tau} + \frac{\partial u_r u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_z^2}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial r} \right); \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + \frac{\partial u_r \Theta}{\partial r} + \frac{\partial u_z \Theta}{\partial z} = \frac{1}{\text{Pr Re}} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right) - \frac{\Theta u_r}{r}; \quad (5)$$

где $\text{Pr}=\nu/\alpha$ и $\text{Re}=U_0 H/\nu$ критерии Прандтля и Рейнольдса, соответственно.

Вводя вихрь и функцию тока по зависимостям

$$\Omega = \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r}; \quad u_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}; \quad u_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}$$

систему уравнений (2)-(5) можно представить в эквивалентной форме в переменных вихрь-функция тока

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \Omega r + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}; \quad (6)$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + \frac{\partial u_r \Omega}{\partial r} + \frac{\partial u_z \Omega}{\partial z} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} - \frac{\Omega}{r^2} \right).$$

Для получения единственного решения воспользуемся граничными условиями, представленными в безразмерной форме. На входной границе из условия $u_y = -1$, для функции тока получаем $\psi = x$, $\Omega = 0$ и $\Theta = 0$. На выходе из рассматриваемой области для искомых функций используются условия Неймана ($\partial/\partial y = 0$). На левой стенке канала $\psi = 0$ и на правой стенке канала $\psi = \text{const}$. Значения вихря на стенках в соответствии с уравнением (6) определяется путем разложения функции тока в ряд Тейлора вблизи стенки с учетом условия скольжения (1). В результате получим

$$\Omega_w = \frac{2(\psi_{w+1} - \psi_w)}{\Delta n^2} \left[\frac{\beta}{(\beta + 2/\Delta n)} \right].$$

При условии прилипания среды на стенке ($\beta \rightarrow \infty$) имеем условие Тома, а при условии полного скольжения среды на стенке – $\Omega_w = 0$. Здесь индекс w соответствует координатам стенки. Для температуры на всех стенках ставятся адиабатические условия $\partial \Theta / \partial n = 0$, за исключением ребер, для которых используется условие $\Theta = 1$.

Численное решение проводилось эволюционным методом до установления по времени при помощи обобщенной неявной схемы переменных направлений [3]. Данная схема для линейных уравнений является устойчивой и имеет второй порядок точности по времени. Конвективные и диффузионные члены в уравнениях переноса вихря и энергии записывались при помощи экспоненциальной схемы, которая имеет второй порядок точности и снимает ограничение с сеточного числа Рейнольдса.

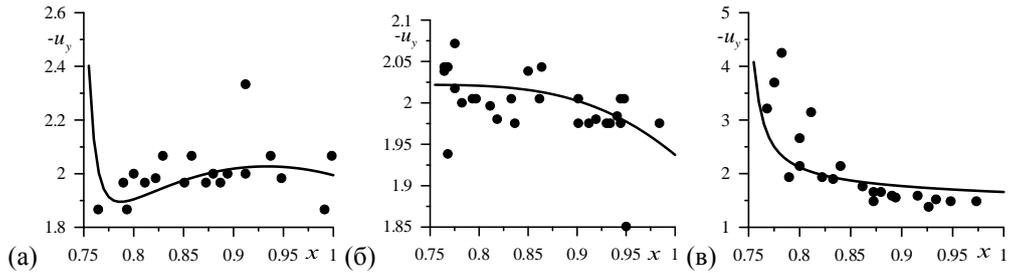


Рис.3. Сравнение полученного решения с опытными данными в сечениях, показанных на рис.2: а) сечение А-А; б) сечение В-В, в) сечение С-С.

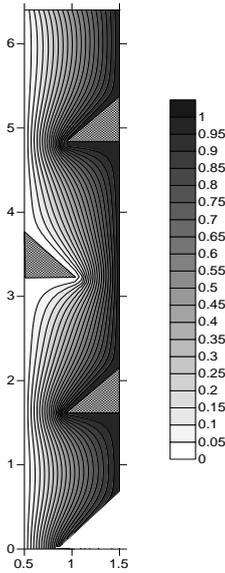


Рис.4. Распределение линий тока

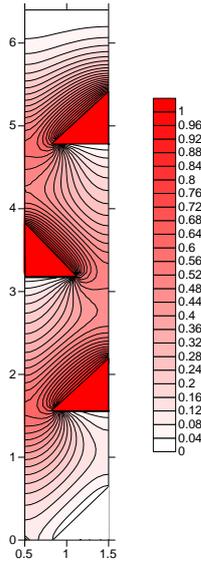


Рис.5. Распределение изолиний температуры

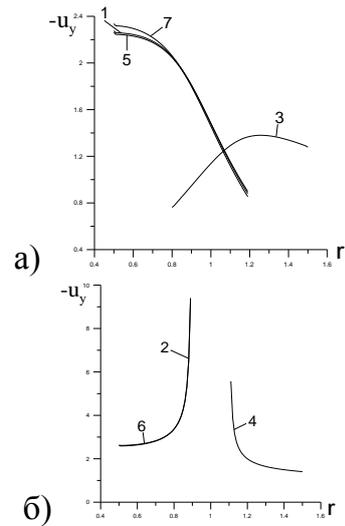


Рис.6. Распределение вертикальной составляющей скорости в сечениях, номера которых показаны на рис.1.

При моделировании процессов сушки, смешения, усреднения и дозирования зернистых сред в рабочей зоне циркуляционного аппарата (рис.1) важнейшей составляющей общего решения задачи является адекватное опытными данным определение полей скорости и температуры. Поэтому в работе дополнительно исследовалось гравитационное течение высококонцентрированной гранулированной среды в плоском канале при обтекании препятствия в форме квадрата (рис.2), для которого имеются опытные данные по распределению скорости [4]. Результаты такого исследования представлены на рис.3, на котором показано сравнение опытных данных с расчетными для вертикальной скорости в зависимости от горизонтальной координаты x в разных сечениях.

На рис.4-рис.6 показано решение задачи о течении высококонцентрированной гранулированной среды в коаксиальном канале с наклонными полками внутри рабочей зоны при наличии теплообмена. На рис.4

показано распределение линий тока, причем из этого графика видно, что за счет наклона ребер удается получить течение зернистой среды без застойных зон. Численные исследования также показали, что изменением местоположения ребер, их размеров и геометрии удастся существенно интенсифицировать теплообмен. Для примера, один из вариантов распределения изотермических линий в рассматриваемой области показан на рис.5. Распределение вертикальной составляющей скорости в зависимости от координаты x для различных сечений показано на рис. 6.

Представленное теоретическое исследование гидродинамики и теплообмена может быть полезным при выборе режимных параметров действующих установок, а также при создании новых способов и устройств в аппаратах порошковой технологии.

Работа поддержана грантом РФФИ 13-08-00372-А

Список используемой литературы:

1. Механика гранулированных сред: Теория быстрых движений. Сб. статей. Пер. с англ./Сост. И. В. Ширко. – М.: Мир, 1985. – 280 с.
2. Шваб А. В., Марценко М. С., Рыжих Ю. Н. Моделирование гидродинамики и процесса усреднения гранулированной среды в аппаратах порошковой технологии // Инж.-физ. журнал. 2011. Т. 84, №4. С. 676 – 681.
3. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. – 150 с.
4. Nedderman R. The Flow of Granular Materials Round Obstacles / R. Nedderman, S. Davies and D. Horton // Powder Technology. – 1980. – Vol. 25, № 2. – P. 215 – 223.

УДК 532.135 + 532.517.4 + 678.053.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ И ПРОЦЕССА УСРЕДНЕНИЯ ГРАНУЛИРОВАННОЙ СМЕСИ В ПНЕВМАТИЧЕСКОМ ЦИРКУЛЯЦИОННОМ АППАРАТЕ

Шваб А.В., д. ф.-м. н., Марценко А.А., Марценко М.С., к. ф.-м. н.

Томский государственный университет, г. Томск

E-mail: martsenko@sibmail.com

Представлены результаты моделирования движения и нестационарного процесса смешения гранулированной среды при инерционном режиме в цилиндрической части пневматического циркуляционного аппарата. При получении, измельчении, транспортировании и хранении гранулированных материалов, таких как минеральные удобрения, пластмассы, лекарственные средства и т.п., а также в порошковой металлургии широко используются пневматические методы [1]. Предполагается, что гравитационное течение плотного слоя зернистого материала

в таких аппаратах происходит при инерционном режиме и для описания динамики справедливо использование подходов механики сплошных сред в рамках «теории быстрых движений». Исследование установившегося движения зернистого материала в смесителе проводится на основе стационарных уравнений движения и энергии стохастического пульсационного движения гранул. Моделирование процесса смешивания проводится на основе нестационарного уравнения переноса ключевого и основного компонентов смеси [2].

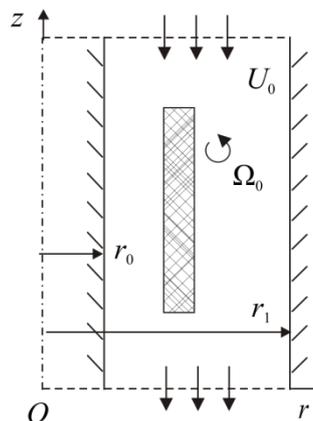
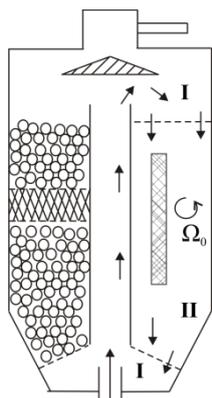


Рис. 1. Принципиальная схема ПЦА с установленными лопатками Рис. 2. Цилиндрический бункер с вращающимися лопатками

Рассмотрим процесс смешения двух гранулированных сред в цилиндрической части пневматического циркуляционного аппарата (ПЦА). Циклический метод смешения удобен тем, что процесс смешивания можно проводить до требуемой однородности смеси. Процесс циклического смешивания в ПЦА происходит следующим образом. В начальный момент времени ключевой и основной компоненты смеси находятся в несмешанном состоянии (Рис. 1). Под действием струи газа частицы из области I поднимаются вверх по вертикальной трубе, затем ударяются об отбойник и равновероятно падают на поверхность плотного слоя (область II). В результате непрерывной циркуляции компонентов гранулированного материала происходит их перемешивание по всему объему аппарата с течением времени. Время движения частиц в области I (гетерогенный двухфазный поток) в вертикальной транспортной трубе и в свободном объеме над плотным слоем пренебрежимо мало по сравнению со временем движения в плотном слое зернистой среды (области II). Поскольку основное время движения в ПЦА сыпучий материал находится в плотном слое, а коническая часть аппарата существенно меньше цилиндрической части, то будем рассматривать про-

цесс смешивания компонент смеси только в цилиндрической части смесителя (Рис. 2).

Для описания гидродинамики и процесса усреднения высококонцентрированной гранулированной среды в инерционном режиме течения воспользуемся системой уравнений, состоящей из уравнений переноса импульса, уравнения непрерывности, уравнения энергии стохастического пульсационного движения гранулированной среды и уравнения переноса концентрации ключевого компонента смеси:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(ru_r)}{\partial\tau} + \frac{\partial}{\partial r}(ru_r^2) - \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r}{\text{Re}}b\frac{\partial u_r}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}(ru_ru_z) - \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{r}{\text{Re}}b\frac{\partial u_r}{\partial z}\right) = \\ = -\frac{\partial p}{\partial r}r + u_\varphi^2 + \frac{r}{\text{Re}}\frac{\partial b}{\partial r}\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{r}{\text{Re}}\frac{\partial b}{\partial z}\frac{\partial u_z}{\partial r} - \frac{b}{r\text{Re}}u_r, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(ru_z)}{\partial\tau} \frac{\partial}{\partial r}(ru_ru_z) - \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r}{\text{Re}}B\frac{\partial u_z}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}(ru_z^2) - \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{r}{\text{Re}}B\frac{\partial u_z}{\partial z}\right) = \\ = -\frac{\partial p}{\partial z}r + \frac{r}{\text{Re}}\frac{\partial B}{\partial r}\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{r}{\text{Re}}\frac{\partial B}{\partial z}\frac{\partial u_z}{\partial z}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(ru_\varphi)}{\partial\tau} \frac{\partial}{\partial r}(ru_ru_\varphi) - \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r}{\text{Re}}B\frac{\partial u_\varphi}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}(ru_\varphi u_z) - \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{r}{\text{Re}}B\frac{\partial u_\varphi}{\partial z}\right) = \\ = -u_ru_\varphi - \frac{B}{r\text{Re}}u_\varphi - \frac{1}{\text{Re}}\frac{\partial B}{\partial r}u_\varphi, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial(ru_r)}{\partial r} + \frac{\partial(ru_z)}{\partial z} = 0,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(er)}{\partial\tau} + u_r\frac{\partial(er)}{\partial r} + u_z\frac{\partial(er)}{\partial z} = \frac{1}{\text{Re}}\left\{\frac{\partial}{\partial r}\left[(1+b)\frac{\partial e}{\partial r}\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[(1+b)\frac{\partial e}{\partial z}\right]\right\} + \\ + \frac{b}{\text{Re}}G - c_2\frac{e^{3/2}}{l}, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial(rC)}{\partial\tau} + u_r\frac{\partial(rC)}{\partial r} + u_z\frac{\partial(rC)}{\partial z} - \frac{1}{\text{ReSc}}\left[\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial C}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(r\frac{\partial C}{\partial z}\right)\right] = 0, \text{ где}$$

$$G = \left[2 \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{u_r}{r} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_\varphi}{\partial r} - \frac{u_\varphi}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_\varphi}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_z}{\partial r} - \frac{\partial u_r}{\partial z} \right)^2 \right];$$

$$\text{Re} = \frac{U_0 H}{B_0}; \text{Sc} = \frac{B_0}{D}; u_r = \frac{U_r}{U_0}; u_z = \frac{U_z}{U_0}.$$

Для получения безразмерной формы уравнений переноса использовалось среднее значение скорости на поверхности насыпного слоя U_0 и разность значений радиусов внутреннего и внешнего цилиндров $H = r_1 - r_0$.

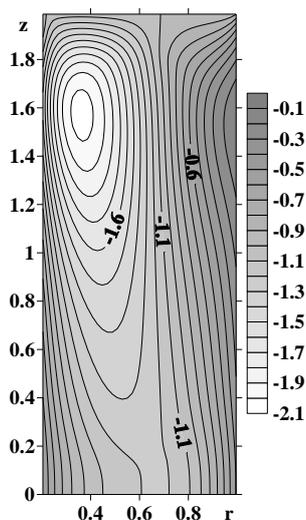


Рис. 3. Изолинии аксиальной скорости

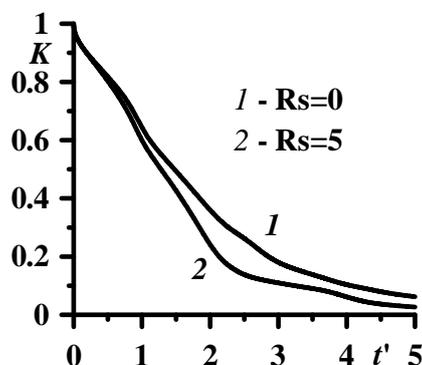


Рис. 4. Коэффициент неоднородности смеси

При решении задачи использовались следующие начальные и граничные условия. На поверхности плотного слоя для аксиальной, радиальной составляющих вектора скорости использовались условия $u_z = -1$, $\partial u_r / \partial z = 0$. На стенках канала для радиальной и аксиальной составляющих скорости применялись условия скольжения [2]. В случае вращения лопаток для окружной составляющей скорости на поверхности насыпного слоя – отсутствие вращения $u_\varphi = 0$. Во вращающейся области окружная компонента скорости принимала значение $u_\varphi = \text{Rs} \cdot r$, где $\text{Rs} = \Omega_0 H / U_0$ – обратное число Россби. На выходной границе использовались мягкие условия установления. При расчете уравнения концентрации ключевого компонента использовались условия – $C = 1$ в диапазоне $z_0 \leq z \leq z_1$, в остальной части рассматриваемой области $C = 0$ при всех значениях радиуса r . На внутренней и внешней стенке смесителя используется условие непроницаемости среды $\partial C / \partial r = 0$. На поверхности насыпного слоя концентрация ключевого компонента в каждый мо-

мент времени определяется из равенства массовых расходов на поверхности насыпного слоя и в выходном сечении исследуемой области. На выходной границе используются мягкие условия установления $\partial/\partial z = 0$ для всех переменных.

На рис. 3 показано распределение аксиальной проекции вектора скорости при параметрах $Re = 10$; $c_1 \cdot l = 0,1$; $c_2/l = 1$; $\beta = 10$; $Rs = 5$. На рис. 4 показано распределение коэффициент неоднородности K при наличии вращающихся лопаток и без них, который позволяет оценивать качество усредненной смеси [2, 3].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (Инициативный проект № 13-08-00372-а).

Список литературы:

1. Росляк А.Т., Бирюков Ю.А., Пачин В.Н. Пневматические методы и аппараты порошковой технологии. Томск: Изд. Томского госуниверситета, 1990. – 272 с.
2. EPJ Web of Conferences 76, 01015 (2014).
3. Макаров Ю.И. Аппараты для смешения сыпучих материалов. М.: Машиностроение, 1973. – 215 с.

УДК 662.764; 662.659

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРОИЗВОДСТВА СИНТЕТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО ТОПЛИВА ИЗ НИЗКОСОРТНОГО УГЛЯ

Шевырёв С.А.¹, Богомоллов А.Р.², д.т.н., Алексеев М.В.², к.ф.-м.н.

¹ – Кузбасский государственный технический университет имени, г. Кемерово

² – Институт теплофизики СО РАН, г. Новосибирск

E-mail: ssa.pmahp@kuzstu.ru, barom@kuzstu.ru, alekseev@itp.nsk.ru

Долгосрочная программа развития угольной отрасли в РФ на период до 2030 года [1] предполагает увеличение количества экспортируемого угля примерно до 170 млн. тонн в год. В России в настоящее время обогащается 95% коксующегося и 22% энергетического угля, в результате чего образуется значительное количество низкосортных углеродсодержащих веществ, ухудшающих экологическую обстановку. Только в Кузбассе накоплено более 25 млн. тонн шламов. Данные вещества практически не используются, хотя могут быть переработаны с применением нетопливных технологий, например, газификации.

Одной из таких технологий переработки углеродсодержащих материалов является бескислородная газификация, в которой газифицирующим агентом выступает перегретый до 1200°C водяной пар. Полученный данным способом синтез-газ (водяной газ), по своим параметрам является качественным сырьём для производства синтетического жид-

кого топлива. Основными преимуществами паровой бескислородной газификации являются:

1. отсутствие кислорода в дутье. Это позволяет существенно сократить капитальные и энергетические затраты на выработку O_2 , требуемого для поддержания брутто эндотермического процесса газификации;

2. использование парового дутья определяет наибольшее количество получаемого синтез-газа из одного килограмма углерода газифицируемого материала среди всех наиболее широко применяемых технологий газификации ([2], табл.1);

3. использование газифицирующего агента в виде перегретого водяного пара обеспечивают содержание целевых компонентов – H_2 и CO – в синтез-газе до 90% об.

Разработанная модель процесса паровой бескислородной газификации [3] и результаты расчета для соответствующих условий проведенных экспериментальных исследований в стационарном слое показали, что паровая бескислородная газификация позволяет перерабатывать в синтез-газ высокочольные ($A^d = 62\%$) угли, в частности, шламы углеобогащительной фабрики и получать газ с высоким содержанием водорода и CO (рис. 1). Сравнение расчетных и экспериментальных температур (рис. 2) показывает удовлетворительное согласование экспериментальной и теоретической зависимостей.

Таблица 1 – Характеристики идеальных газов при различных технологиях газификации [2]

Газ	Состав газа, % (об.)			Выход газа, m^3/kg	Теплота сгорания газа, $MДж/m^3$
	CO	H_2	N_2		
Воздушный	34,7	-	65,3	5,39	4,4
Водяной	50	50	-	17,7	11,77
Полуводяной	40,3	18,2	41,5	4,63	7,08
Оксиводяной	68,9	31,1	-	2,71	12,15

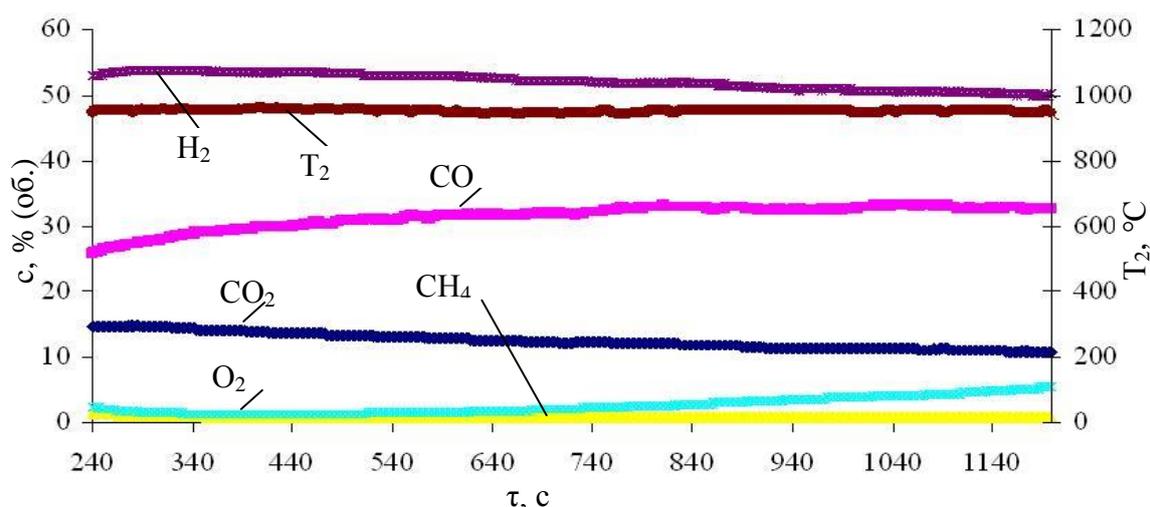


Рис. 1. Зависимости концентрации основных продуктов реакций от времени для шлама ЦОФ «Березовская». Температура в слое материала 950°C.

Экспериментальные и теоретические результаты бескислородной паровой газификации позволяют обосновывать технологию производства синтетического жидкого топлива (СЖТ) из образующегося в условиях эксперимента синтез-газа. Проведен расчет и сравнение двух технологий производства СЖТ, получаемого при паровой газификации и при парокислородной по энергетическим затратам (в ценах 2013 года).

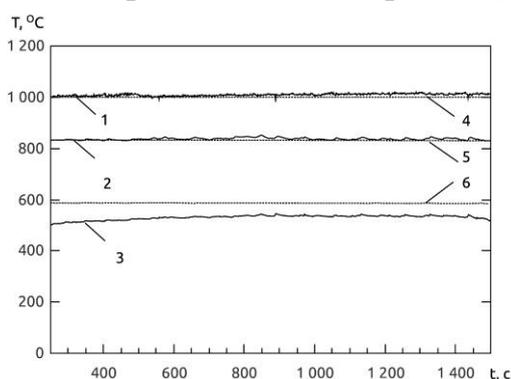


Рис. 2 Зависимость расчетных данных и экспериментальных результатов температуры от времени протекания процесса:

1,2,3 – температура эксперимента;

4,5,6 – расчетная температура;

1 и 4 – температура пара до газифицируемого материала; 2 и 5 – температура парогазовой смеси в слое газифицируемого материала; 3 и 6 – температура парогазовой смеси после зоны газификации

Расчет для паровой бескислородной газификации произведен при следующих условиях: температура перегретого пара 1200°C, стоимость 1 кг пара при стоимости тепловой энергии для Кузбасса (г. Кемерово) 900 [руб./Гкал] принималась 1,07 [руб./кг пара]. Анализ литературных

данных и полученные экспериментальные результаты позволили в первом приближении принять, что основной вклад в образование синтез-газа вносит реакция:



Экспериментальные данные показывают, что при газификации шлама образуется синтез-газ в количестве $V_g = 4$ [м³ (газа)/кг (кокса)]. Удельные затраты на выработку 1 м³ синтез-газа при этом составили:

$$u = \frac{g_s}{V_g} = \frac{7.86}{4} \cdot 1.07 = 2.1 \text{ [руб./м}^3 \text{ (синтез-газа)],}$$

где g_s – это теоретический расход пара (7.86 [кг (пара)/кг (кокса)]) в стехиометрическом соотношении для протекания реакции (1).

Стоимость 1 тонны СЖТ при необходимом расходе 5000 м³ смеси газа на 1 тонну СЖТ:

$$sgt = 2.1 \cdot 5000 = 10500 \text{ [руб./т]}$$

Расчетная стоимость может быть существенно снижена, например, используя теплоту водяного пара на стадии охлаждения парогазовой смеси. В этом случае стоимость 1 т СЖТ может составлять 6400 [руб./т] (1.28 [руб./м³ (синтез-газа)]).

Для парокислородной технологии необходимые расходы водяного пара и кислорода были приняты по данным [4]. Стоимость кислорода составляет 0,931 [руб./кг(угля)], а стоимость необходимого пара составляет 0,124 [руб./кг (угля)]. Общие энергетические затраты на производство синтез-газа составляют 1,055 [руб./кг (угля)].

Учитывая, что с 1 кг угля при парокислородной технологии получается 1.326 м³ газа, тогда цена 1 м³ синтез-газа составляет:

$$z = \frac{1.055}{1.326} = 0.79 \text{ [руб./м}^3 \text{ (синтез-газа)]}$$

Стоимость 1 тонны СЖТ при необходимом расходе 5000 м³ смеси газа на 1 тонну продукции:

$$sgt = 0.79 \cdot 5000 = 3950 \text{ [руб./т]}$$

Обобщенные результаты расчета представлены табл. 2.

Теоретический выход газа (табл. 1) при паровой технологии существенно выше, чем при парокислородной. При создании определенных условий протекания процесса газификации можно существенно сократить разницу в издержках на производство одной тонны СЖТ по двум рассматриваемым технологиям за счет увеличения количества получаемого синтез-газа при паровой технологии до 9 м³/кг и более. Добиться этого можно, если использовать газогенераторы с кипящим слоем, для которых тепломассобмен протекает значительно интенсивнее, чем в

плотном слое (по сравнению с результатами, представленными на рис. 2).

Таблица 2 – Сравнение затрат при паровой и парокислородной газификации

Вид газификации	Паровая	Парокислородная
Издержки 1 м ³ смеси СО+Н ₂ , руб.	1.28	0.79
Издержки на 1 тонну СЖТ	6400	3950

Список литературы:

1. Долгосрочная программа развития угольной промышленности России на период до 2030 года [Электронный ресурс] : распоряжение от 24 января 2012 г. №14-р. – Режим доступа: http://www.rosugol.ru/programme/index_1.php. - Загл. с экрана.
2. Мановян, А. К. Технология переработки природных энергоносителей / А.К. Мановян. М - : Химия, КолосС, 2004. – 456 с.: ил.
3. Алексеев, М. В. Моделирование конверсии углей и шламов в потоке перегретого пара для лабораторных условий эксперимента / М.В. Алексеев [и др.] // VIII Всероссийский семинар вузов по теплофизике и энергетике: сб. докл. / Уральский федеральный ун-т, Институт теплофизики СО РАН им С.С. Кутателадзе. – Екатеринбург, 2013. – С. 16-21.
4. Степанов, С. Г. Разработка автотермических технологий переработки угля [Текст]: дис. ... докт.техн.наук: 01.04.14: защищена 23.10.03. – Красноярск, 2003. – 389 с.

УДК 536.22:62-784.431

**ПУТИ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ПРОЦЕССОВ
МАССООБМЕНА В ПРОМЫШЛЕННЫХ АБСОРБЕРАХ
ФОРСУНОЧНОГО ТИПА**

Шиляев М.И., д.т.н., Хромова Е.М., к.ф.-м.н., Широкова С.Н., аспирант
Томский государственный архитектурно-строительный университет, г. Томск
E-mail: helenka24@rambler.ru

Абсорберы форсуночного типа широко применяются в различных отраслях промышленности для извлечения целевых газовых компонентов из парогазовых потоков как с целью газоочистки, так и с целью выделения этих компонентов как ценного продукта технологического процесса химического производства. В том и другом случае важно определить условия, при которых их извлечение можно осуществить максимальным образом и с меньшими материальными и энергетическими затратами. Одновременно в комплексе может стоять задача очистки пото-

ка и от механических примесей – пыли, являющейся продуктом технологического процесса. Эта задача является весьма сложной и экспериментальными методами оптимально решена быть не может. Единственным эффективным инструментом ее решения может быть математическое моделирование такого сложного процесса, адекватно описывающее как гидродинамику, так и тепломассообмен совместно, которые реализуются в этих аппаратах.

В настоящей работе проводится параметрический анализ модели [1] в направлении определения ее возможностей найти более выгодные условия ведения технологических процессов как с точки зрения максимального извлечения газовых и механических примесей из потока на капли орошающей жидкости, так и с точки зрения сокращения габаритов аппаратов. Здесь будем рассматривать пока полые прямоточные форсуночные скрубберы (ПФС) и скрубберы Вентури (СВ). По отношению к другим аппаратам, например, противоточным форсуночным, в направлении их оптимизации можно подойти подобным образом.

Расчеты для ПФС проводились при следующих базовых параметрах: высота рабочей зоны $H=12,75$ м; коэффициент орошения $q=0,015$ м³/м³; начальный диаметр капель орошающей жидкости $\delta_{k0}=700$ мкм; начальная скорость капель на вылете из форсунок $V_{k0}=24,5$ м/с; начальная температура капель $T_{k0}=278$ К; начальная температура парогазового потока $T_{00}=293$ К; начальное влагосодержание $d_0=0,02$ кг/кг сух. возд.; начальная скорость парогазового потока $U_0=0,25$ м/с; начальное газосодержание SO_2 $d_{SO_2,0}=0,2$ кг/кг сух. возд.; начальное газосодержание CH_4 $d_{CH_4,0}=0,2$ кг/кг сух. возд.; начальная концентрация частиц пыли $\rho_{ч0}=0$ кг/м³. В результате расчета этого варианта получено: эффективности извлечения $\eta_{SO_2}=0,51054$; $\eta_{CH_4}=0,0008446$, откуда видно, что SO_2 достаточно хорошо абсорбируется на воду, в то время как метан практически не извлекается. При этом извлечение SO_2 до состояния полного термодинамического равновесия происходит практически на протяжении всей высоты абсорбера (кривая 1, рис. 1). Следующими вариантами расчетов были изменения ряда определяющих параметров по отношению к базовому. Так, уменьшение диаметра капель диспергируемой жидкости существенно сокращает путь их движения до состояния термодинамического равновесия, и чем меньше размер капель, тем этот путь короче при практически той же достигаемой эффективности извлечения как SO_2 , так и CH_4 (см. рис. 1).

Изменение V_{k0} от 10 до 24,5 м/с практически не повлияло на степень извлечения SO_2 и CH_4 . Так для $V_{k0}=10$ м/с $\eta_{\text{SO}_2}=0,51202$, $\eta_{\text{CH}_4}=0,0010669$; для $V_{k0}=15$ м/с $\eta_{\text{SO}_2}=0,51173$, $\eta_{\text{CH}_4}=0,00077761$.

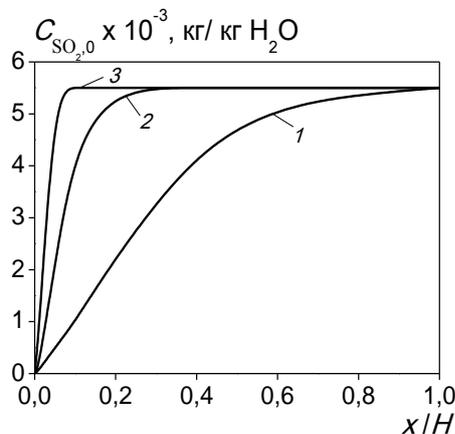


Рис. 1. Расчет концентрации SO_2 в каплях жидкости:

1 – $\delta_{k0}=700$ мкм ($\eta_{\text{SO}_2}=0,51054$; $\eta_{\text{CH}_4}=0,0008446$); 2 – $\delta_{k0}=300$ мкм ($\eta_{\text{SO}_2}=0,51561$; $\eta_{\text{CH}_4}=0,00065869$); 3 – $\delta_{k0}=150$ мкм ($\eta_{\text{SO}_2}=0,51557$; $\eta_{\text{CH}_4}=0,00083225$)

Существенно на увеличении эффективности извлечения газовых компонентов проявляются понижение начальной температуры капель, повышение начальной температуры парогазового потока и повышение начального влагосодержания. Так, при снижении T_{k0} с 293 К до 275 К имеем увеличение η_{SO_2} с 0,36737 до 0,53116 и η_{CH_4} с 0,00054089 до 0,0010346; при увеличении T_{00} с 273 К до 323 К имеем увеличение η_{SO_2} с 0,49579 до 0,53125 и η_{CH_4} с 0,00078618 до 0,00094349; при увеличении влагосодержания d_0 с 0,02 кг/кг сух. возд. до 0,1 кг/кг сух. возд. имеем увеличение η_{SO_2} с 0,51054 до 0,52147 и η_{CH_4} с 0,0008446 до 0,0015538. Изменение начальной скорости парогазового потока U_0 от 0,25 м/с до 1 м/с практически не сказалось на эффективностях извлечения как SO_2 , так и CH_4 . Изменение входной концентрации извлекаемого компонента также мало влияет на его эффективность извлечения.

Из всего выше сказанного следует, что интенсивность абсорбционного процесса в ПФС может быть повышена за счет снижения температуры орошающей жидкости и за счет повышения температуры и влагосодержания парогазового потока на входе. Так, при параметрах $d_0=0,5$ кг/кг сух. возд., $T_{k0}=275$ К и $T_{00}=368$ К и всех тех же остальных параметрах базового варианта $\eta_{\text{SO}_2}=0,65109$ и $\eta_{\text{CH}_4}=0,0016055$.

Увеличение коэффициента орошения существенно повышает эффективность извлечения целевого компонента, что определяется более развитой поверхностью контакта фаз, более глубоким охлаждением газа и меньшим нагревом капель, определяющими больший концентрационный напор при более низких коэффициентах равновесия Генри (для меньших температур капель).

Эффективность улавливания	Концентрация пыли на входе, г/м ³			
	1,72	5,0	10,0	15,0
$\eta_{\text{H}_2\text{S}}$	0,073	0,073	0,075	0,093
$\eta_{\text{ч}}$	0,529	0,282	0,196	0,165

Проведены также были расчеты тепломассообмена, абсорбции H_2S и пылеулавливания на капли воды в скруббере Вентури. Расчеты проводились при следующих параметрах, соответствующих частично, без запыления потока, экспериментальным условиям [2]: длина диффузора трубы Вентури $l=0,2$ м, диаметр горловины трубы $d_r=0,02$ м, угол расширения диффузора $\alpha=6^\circ$, коэффициент орошения $q=0,015$ м³/м³, начальная скорость капель воды $V_{k0}=4$ м/с; скорость парогазового потока в горловине трубы $U_0=80$ м/с, начальная температура парогазового потока $T_{00}=333$ К, начальная температура капель $T_{k0}=278$ К, начальное газосодержание H_2S $d_{\text{H}_2\text{S},0}=0,1$ кг/кг сух. возд., размер частиц пыли $\delta_0=0,1$ мкм, начальное влагосодержание $d_0=0,2$ кг/кг сух. возд., концентрация пыли на входе в скруббер задавалась равной $\rho_{\text{ч}0}=1,72; 5,0; 10,0; 15,0$ г/м³, плотность пыли условно была задана равной плотности воды. Начальный размер капель рассчитывался по известной формуле для пневматического распыливания жидкостей Нукиямы-Танасавы и составил для данного случая $d_{k0}=137$ мкм. Результаты расчетов сведены в следующую таблицу:

Из таблицы видно, что с ростом концентрации пыли на входе эффективность извлечения сероводорода растет и это происходит за счет дополнительного растворения его в конденсате на частицах пыли, в то время как эффективность пылеулавливания существенно снижается. Последнее объясняется меньшим увеличением размеров «образований» – частицы с конденсатом на поверхности – по сравнению с исходным их размером при высоких концентрациях, чем при низких. Этот факт следует учитывать при организации конденсационного улавливания тонкодисперсных пылей в направлении осуществления его при как можно меньших концентрациях на входе в аппараты и принимая во внимание то обстоятельство, что рост степени абсорбционного извлечения газового компонента с повышением концентрации частиц в потоке незначителен

по сравнению с падением при этом эффективности пылеулавливания. Процесс абсорбции желательнее вести на более мелкие капли, что обеспечивает существенное сокращение габаритов аппаратов. В [3] отмечено, что «достаточно эффективное конденсационное улавливание... в полном скруббере может быть осуществлено при плотности орошения не ниже $8,5 \text{ л/м}^3$ ». Однако заметим, что с использованием разработанной нами модели плотность орошения наряду с другими параметрами может быть для конкретных условий выбрана оптимальным образом.

Список литературы:

- 1 *Shilyaev, M.I.* Modeling of heat and mass transfer and absorption-condensation dust and gas cleaning in jet scrubbers / M.I. Shilyaev, E.M. Khromova // Mass Transfer – Advances in Sustainable Energy and Environment Oriented Numerical Modeling, Edited by Hironori Nakajima. – Vienna, Austria: In Tech, 2013. – PP. 163-194.
- 2 *Рамм, В.М.* Абсорбция газов / В.М. Рамм. – М.: Изд-во «Химия», 1976. – 655 с.
- 3 *Кутузов, Г.О.* Эффективность улавливания в полном скруббере возгонов электропечей, выплавляющих ферросплавы / Г.О. Кутузов, А.Ю. Вальдберг // Промышленная и санитарная очистка газов. – 1977. – №3. – С. 4-5.

УДК 536.22:62-784.431

О КОНДЕНСАЦИОННОЙ ОЧИСТКЕ ДЫМОВЫХ ГАЗОВ ТЭС ОТ ПЫЛИ В СКРУББЕРАХ ВЕНТУРИ

Шиляев М.И., д.т.н., Хромова Е.М., к.ф.-м.н., Широкова С.Н., аспирант
Томский государственный архитектурно-строительный университет, г. Томск
E-mail: helenka24@rambler.ru

На рис 1. приведены результаты расчета с помощью модели [1] процесса конденсационного улавливания пыли размером $\delta_0=0,1 \text{ мкм}$ в модельном скруббере Вентури [2] при впрыскивании горячей воды ($t_{k0}=+90 \text{ }^\circ\text{C}$) в горловину трубы и подводе холодного осушенного ($d_0=0$) запыленного воздуха на очистку ($t_0=-20 \text{ }^\circ\text{C}$). Скорость газов в горловине трубы задавалась равной $U_0=160 \text{ м/с}$, скорость капель $V_{k0}=5 \text{ м/с}$, концентрация пыли $\rho_{ч0}=1 \text{ г/м}^3$, плотность частиц условно принята равной $\rho_m=10^3 \text{ кг/м}^3$.

На рисунке представлены: а) – температура капель; б) – относительный размер «образований» (частицы с конденсатом на поверхности); в) – температура капель; г) – влагосодержание в потоке; д) – размер капель жидкости; е) – концентрация пыли.

Из рис. б) видно, что размер «образований» увеличивается к выходу из трубы Вентури почти в 6 раз, а их масса в 200 раз, что приводит к весьма высокой эффективности их осаждения на капли за счет столкновений с последними, равной в данном случае $\eta=0,93629$. При этом про-

цесс роста размера «образований» и снижения концентрации частиц в потоке уже завершается на длине $x/l \approx 0,8$, т.е. на 80 см от горловины трубы (рис. б) и е)). Это означает, что трубу целесообразно изготавливать короче, в результате чего экономия металла на диффузоре составит более 20%. Правда, эффективность будет чуть ниже: $\eta=0,92597$.

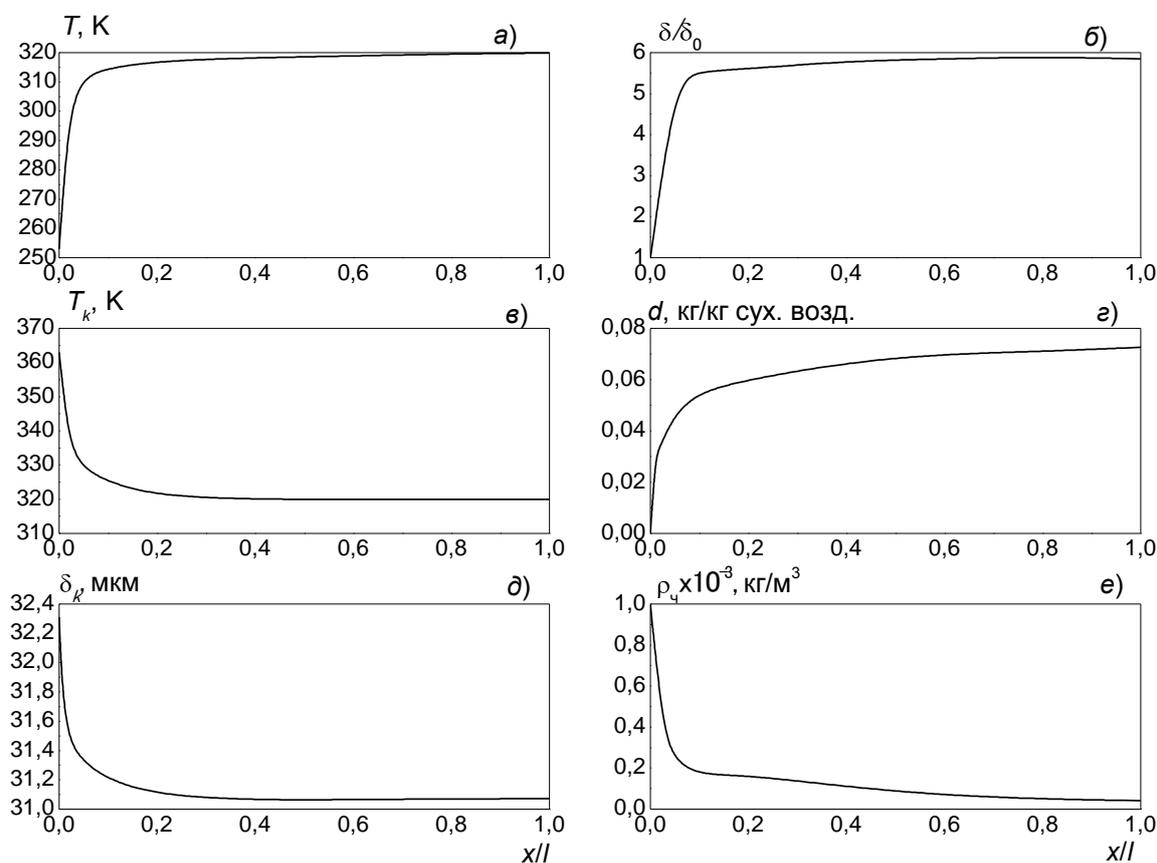


Рис. 1. Расчет процесса конденсационного пылеулавливания в модельной трубе Вентури с длиной и углом расширения диффузора $l=1$ м и $\alpha=6^\circ$, диаметром горловины $d_2=0,1$ м при параметрах: $\delta_{k0}=32,31$ мм (по расчету по формуле Нукиямы-Танасавы), $V_{k0}=5$ м/с, $T_{k0}=363$ К, $T_{00}=253$ К, $d_0=0$, $U_0=160$ м/с, $\delta_0=0,1$ мкм, $\rho_{c0}=1$ г/м³, $q=1$ л/м³

Из рис. б), г) и д) следует, что на конденсацию пара на частицах (рис. б)) работает испарительный процесс капель, что приводит к уменьшению их размера (рис. д)) и росту влагосодержания от начального нулевого значения до 72 г/кг сух. возд. (рис. г)).

Из рис в) видно, что температура капель за счет испарения и конвекции понизилась на 43°, температура воздуха возросла на 67 °С – до +47 °С (рис. а)). Горячую воду с температурой $T_{kf}=+47^\circ\text{C}$ после трубы Вентури целесообразно возвращать на догрев до +90°С снова в газоочисти-

тельный цикл, а горячий воздух – на воздушное отопление или на рекуперацию с последующей утилизацией.

Конденсационная газоочистка с подачей горячей воды в холодный очищаемый поток воздуха несомненно выгоднее конденсационной газоочистки с подачей холодной воды в горячий воздух с добавлением пара для его конденсации на частицах пыли, если по условиям производства это допустимо. Очистку выбрасываемых горячих газов ТЭС, естественно, следует проводить по второй схеме. При этом, если очищать осушенный газ ($d_0=0$) с температурой $T_{00}=393$ К холодной водой с температурой $T_{k0}=293$ К, $q=2,4 \cdot 10^{-2}$ л/м³ и при тех же остальных условиях, то эффективность составит только 0,3 (30 %). Для увеличения эффективности конденсационной очистки следует повысить расход воды. Оптимальный вариант можно выбрать с помощью расчетов на основе модели.

Задание в варианте рис. 1 $T_{00}=273$ К при тех же остальных параметрах на длине $x=0,8l$ дает $\eta=0,93782$, $d=0,081$ кг/кг сух. возд., $T_{k0}=T=321$ К. На самом деле при нормальной относительной влажности наружного воздуха порядка $\varphi=60-80\%$, $d \approx 0,004$. При таком влагосодержании и $T_{00}=273$ К и тех же остальных параметрах получаем из расчета $\eta=0,9383$, а при $d=0,01$ кг/кг уже $\eta=0,84137$, т.е. эффективность падает почти на 10 %.

В [3] приводятся данные по испытаниям Криворожским научно-исследовательским горнорудным институтом (НИГРИ) промышленной газоочистной конденсационной установки, состоящей из трубы Вентури и оросителей на конце диффузора, предназначенной для очистки воздушных потоков от пыли в подземных условиях шахт. Данные получены при производительности 8 м³/с и скорости очищаемого воздуха в горловине трубы $U_0=40$ м/с, что соответствует диаметру горловины $d_r=0,5$ м.

В горловину трубы впрыскивалась горячая вода с температурой $T_{k0}=72-90$ °С и расходом $q_r=24$ г/м³ $=2,4 \cdot 10^{-5}$ м³/м³. Расход холодной воды в оросителях задавался равным $q_x=64$ г/м³ $=6,4 \cdot 10^{-5}$ м³/м³. Данные по испытаниям приведены в таблице 1.

Плотность, размер (или фракционный состав) частиц, температура очищаемого воздуха не приводятся. Полученный конденсационный эффект, судя по табличным данным, весьма высок, что вызывает ряд вопросов к интерпретации этих данных. Нами был проведен расчет эффективности конденсационного улавливания в такой трубе Вентури пыли с размером частиц $\delta_0=1$ мкм и их концентрацией на входе $\rho_{ч0} \approx 10^{-6}$ кг/м³, соответствующей в среднем счетной концентрации, при-

веденной в таблице, из воздуха с температурой $T_{00}=293$ К, $T_{k0}=363$ К, $q_r=2,4 \cdot 10^{-5}$ м³/м³, $U_0=40$ м/с, конденсационный эффект оказался нулевым – конденсата на поверхности частиц не образуется. Однако, капли испаряются и их размер уменьшается со 127 мкм в горловине трубы до 114,3 мкм на выходе из трубы, что приводит к росту влагосодержания от 0,004 кг/кг сух. возд. до 0,00825 кг/кг сух. возд. Это свидетельствует о том, что конденсационный эффект осаждения частиц (см. табл.) проявляется не в трубе Вентури, а в оросителях, а подготовка к его реализации идет в трубе Вентури – капли испаряются, влагосодержание повышается.

Таблица 1 – Результаты испытания конденсационного пылеуловителя производительностью 8 м³/с (по данным НИГРИ [3])

Без конденсации		Эффективность улавливания, %	С конденсацией		Эффективность улавливания, %	Расход энергии, КВт·ч на 1000 м ²
Число частиц в 1 см ³			Число частиц в 1 см ³			
до пылеуловителя	после пылеуловителя		до пылеуловителя	после пылеуловителя		
54200	25400	57,5	54000	10300	81,0	1,3
31300	11940	62,0	43000	6500	85,0	1,3
47000	17800	62,0	42000	5040	88,0	1,5
60700	41000	34,0	41200	3960	90,5	1,7
60700	48000	20,3	44000	3200	92,6	2,5
26600	8930	66,4	23000	310	98,5	3,0
–	–	–	32000	300	99,2	3,0

Из вышеизложенного следует важный практический вывод: высокоэффективную очистку газов от пыли можно проводить двумя способами, один из которых для обычных условий целесообразно осуществлять за счет впрыскивания в холодный поток газов горячей воды, второй за счет подмешивания пара в поток горячих газов с впрыскиванием холодной воды. Второй способ требует для нагрева воды и последующего производства пара несравнимо больше энергии на газоочистку, чем первый. Однако он оправдывается и условиями, и экономичностью при использовании сбросного пара, либо повышенной влажностью в отработанных очищаемых газах продуктов сгорания различных технологических и теплоэнергетических установок, например, котельных, ТЭС. В этом случае затраты на пароприготовление исключаются, и в тоже время эффективно используется скрытое тепло влажных газовых выбросов на их очистку от пыли.

Список литературы:

1. Shilyaev, M.I. Capture of Fine Dust in Jet Scrabbers / M.I. Shilyaev, E.M. Khromova // Mass Transfer in Multiphase Systems and its Applications, Edited by Mohamed El-Amin. – Vienna, Austria: In Tech, 2011. – PP. 311-335.
2. Рамм, В.М. Абсорбция газов / В.М. Рамм. – М.: Изд-во «Химия», 1976. – 655 с.
3. Ужов, В.Н. Очистка промышленных газов электрофильтрами / В.Н. Ужов. – М.: Гос. научно-техн. изд-во хим-ой литер-ры, 1962. – 299 с.

УДК 378.862

**ИНФОРМАЦИОННЫЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЕ
ТЕХНОЛОГИИ ПРИ ПОДГОТОВКЕ БАКАЛАВРОВ
ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКИ**

Шупеева Ш. М., старший преподаватель
Инновационный Евразийский университет, г. Павлодар
E-mail: sholpan_shupeeve@mail.ru

Формирование новой образовательной системы Казахстана, ориентированной на учет индивидуальных особенностей в обучении, создание возможности для творчества, открытость и практическое применение знаний, а также использование современных информационных и коммуникационных технологий, связано с интеграцией системы образования Казахстана в мировое образовательное пространство.

Сегодня необходимо не только выпустить специалиста, получившего подготовку высокого уровня, но и включить его уже на стадии обучения в разработку новых технологий, адаптировать к условиям конкретной производственной среды и сделать его способным к принятию новых решений [1].

На сегодняшний день работодателя интересует не только квалификация выпускника, но и наличие у молодого специалиста компетенций, необходимых для успешной самореализации. Одной из составляющих профессиональных компетенций специалиста инженерного направления является информационная компетенция. Профессионально-ориентированная подготовка в области информационно-компьютерных технологий предусматривает освоение специализированных программных комплексов и ресурсов, владение техникой компьютерного проектирования чертежей, навыками работы с расчетными и графическими пакетами для получения конструкторских, технологических и других документов. Необходимо изучать не только возможности конкретного программного продукта, но и осваивать основные принципы выполнения работ и практические навыки их реализации с помощью современных технических средств [2].

Современные компьютерные технологии являются мощным инновационным инструментом, значительно повышающим эффективность обучения и производительность труда как преподавателя, так и каждого студента в отдельности. Внедрение этих технологий и использование специальных обучающих программ в учебном процессе – важнейший компонент подготовки будущих бакалавров к дальнейшей профессиональной деятельности.

Для реализации компетентного подхода следует применять в учебном процессе активные и интерактивные формы проведения занятий (компьютерных симуляций, в том числе тренажерных комплексов).

При организации учебного процесса по техническим дисциплинам тренажерные комплексы могут использоваться в учебном процессе при проведении аудиторных занятий, при осуществлении теоретического допуска к ним, а также для самостоятельной работы студентов.

С целью формирования профессиональных (в том числе информационных) компетенций у будущих специалистов-теплоэнергетиков студентами специальности «Теплоэнергетика» была создана компьютерная программа-тренажер, которая позволяет исследовать режимы автоматического регулирования расхода теплоносителя в зависимости от температуры наружного воздуха. На данном тренажере студенты смогут выполнять лабораторные работы по дисциплинам «Теория автоматического регулирования» и «Теплоэнергетические системы и энергоиспользование» и закреплять навыки управления тепловым узлом общественно - административного здания. К примеру, какой объем теплоносителя необходимо подать в систему теплоснабжения, чтобы поддерживать температуру внутри помещения на комфортном для состояния человека уровне в рабочее время (8:00 до 21:00ч) и обеспечить стабильное функционирование при дежурном режиме.

Работая на тренажерах-симуляторах, студенты смогут не только более глубоко и осмысленно изучить режимы регулирования, развить практические умения по их использованию, но и активизируют работу с учебной литературой, нормативной и технической документацией [3].

Таким образом, высшее профессиональное образование, идя в ногу со временем, неразрывно связано с инновационными технологиями, применение которых способствует повышению качества профессиональной подготовки будущих специалистов. Практические навыки использования современных технических средств для решения задач в области профессиональной деятельности сделают выпускника востребованным на рынке труда и высококлассным специалистом в своей профессии.

Список литературы:

1. Иванов Ю.В. Инновационные технологии в системе профессиональной подготовки студентов технического университета // Материалы Региональной научно-методической конференции «Состояние и тенденции развития уровневого высшего профессионального образования в России», Владивосток, 13-15 апреля 2011 г., с. 89-91.
2. Лаищева М. Е. Информационно-компьютерная подготовка и ее роль в формировании профессиональных компетенций будущих бакалавров // Альманах современной науки и образования, № 3 (70) 2013, с. 94-95.
3. Максимова С.Н., Полещук Д.В. Реализация компетентного подхода путем внедрения в учебный процесс компьютерных симуляций // Материалы Региональной научно-методической конференции «Состояние и тенденции развития уровневого высшего профессионального образования в России», Владивосток, 13-15 апреля 2011 г., с. 100-102.

УДК 378.1

**ДУАЛЬНАЯ СИСТЕМА ОБУЧЕНИЯ КАК ОДИН ИЗ
КЛЮЧЕВЫХ КОМПОНЕНТОВ ФОРМИРОВАНИЯ
ПРОФЕССИОНАЛЬНЫХ КОМПЕТЕНЦИЙ ПРИ ПОДГОТОВКЕ
БАКАЛАВРОВ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКИ**

Шупеева Ш. М., старший преподаватель
Инновационный Евразийский университет, г. Павлодар
E-mail: sholpan_shupeeve@mail.ru

Современное производство, характеризующееся усложнением технологий и технического парка, диктует новые требования к подготовке специалистов. В этом плане традиционная подготовка специалистов, ориентированная на формирование знаний, умений и навыков в предметной области, всё больше отстаёт от современных требований.

Согласно Государственной программе развития образования Республики Казахстан на 2011-2020 гг. «... большинство работодателей не удовлетворены качеством подготовки специалистов, выпускаемых вузами. Образовательные программы не всегда отвечают ожиданиям работодателей и не соответствуют потребностям экономики» [1].

Для успешного решения данной проблемы при подготовке будущих специалистов в рамках болонского процесса предлагается использование дисциплинарно-модульной системы построения содержания образования на основе компетентного подхода.

Компетентностная модель выпускника вуза представляет собой описание того, каким набором компетенций он должен обладать, к вы-

полнению каких функций он должен быть подготовлен, и какова должна быть степень его готовности к выполнению конкретных обязанностей [2].

Одной из основных частей образовательной программы, позволяющей сформировать ключевые компетенции студентов, является производственная практика, планирование и организация которой предусматривают связь теоретического и практического обучения, последовательное расширение круга профессиональных компетенций, самостоятельное выполнение должностных обязанностей [3].

В рамках компетентного подхода при составлении образовательной программы по направлению «Теплоэнергетика» в Инновационном Евразийском университете была усилена практическая составляющая подготовки бакалавра, а именно, стала поэтапно внедряться дуальная технология обучения.

Основной целью внедрения дуальной системы в вузе является повышение конкурентоспособности выпускников технических специальностей путем максимальной адаптации учебного процесса к требованиям компетентной модели подготовки молодых специалистов и потребностям профессиональной сферы их трудоустройства. Реализуется система через механизм непрерывного вовлечения работодателей в процесс закрепления и углубления полученных в вузе знаний и формирования студентами практических профессиональных навыков и умений [4].

С 2013 г. в Инновационном Евразийском университете специальность 5В071700 «Теплоэнергетика» переведена на дуальную технологию обучения.

Базой производственной практики студентов стала АО «ЕЭК» Аксуская ТЭС. Преподаватели департамента «Энергетики и металлургии», специализирующиеся на подготовке специалистов теплоэнергетического направления, прошли стажировку на данном предприятии. Совместно с ведущими специалистами станции была разработана программа дуального обучения, содержащая задания, выполняемые студентами на предприятии, и задания для самостоятельной работы. Программа составлена в соответствии с учебным планом специальности и предназначена для студентов 3 и 4 курса.

Студенты 3 курса специальности 5В071700 «Теплоэнергетика» начинают учебный год с 6-недельного теоретического цикла, дисциплины которого имеют продолжение в течение последующего за ним 4-недельного практического цикла в виде занятий, проводимых 1 раз в

неделю. Программа практики предусматривает выполнение заданий, соответствующих дисциплинам теоретического цикла.

Например, при изучении дисциплин контрольно-измерительного модуля студенты проходят практику в цехе ремонта систем управления. Согласно составленной программе дуального обучения, учащиеся знакомятся с техническими характеристиками и принципом действия контрольно-измерительных приборов, применяющихся на станции, подробно изучают правила монтажа приборов на оборудовании и их технической эксплуатации. Безусловно, это позволяет студентам-практикантам не только закрепить на практике знания, полученные в процессе теоретического обучения, но и овладеть практическими навыками настройки приборов на работу и устранения наиболее часто встречающихся при эксплуатации неисправностей приборов теплотехнического контроля.

По окончании практического курса по данному модулю студенты должны знать технические характеристики и принцип действия приборов, владеть навыками настройки приборов на работу, быть компетентным в области монтажа приборов на оборудовании и правил технической эксплуатации приборов теплового контроля.

В процессе стажировки практикант проходит обучение на рабочем месте под руководством ответственного обучающего лица с целью практического овладения специальностью, адаптации к объекту обслуживания и управления, приобретения навыков быстрого ориентирования и других приемов работы.

Всего в течение учебного года студенты проходят 3 четырехнедельных практических курса. Увеличение доли практической составляющей обучения позволяет сформировать у будущих специалистов необходимые производственные навыки уже на стадии обучения.

Очевидно, что подобное сочетание теории и практики, построенное на основе модели дуального обучения Германии, позволит решить многие задачи, в числе которых:

- 1) сокращение отставания теории от практики в условиях современного производства;
- 2) формирование профессиональных компетенций у бакалавров теплоэнергетики, соответствующих требованиям работодателей;
- 3) адаптация будущих специалистов путем плавного вхождения в трудовую деятельность к условиям, в которых им предстоит трудиться по окончании высшего учебного заведения;

- 4) мотивация получения знаний и приобретения навыков в работе, т.к. качество их знаний напрямую связано с выполнением служебных обязанностей на рабочих местах;
- 5) заинтересованность руководителей предприятий в обучении «своего» работника;
- б) тесное сотрудничество учебного заведения с предприятием, позволяющее учитывать производственные требования, предъявляемые к будущему специалисту уже в ходе обучения.

Список литературы:

1. ГОСУДАРСТВЕННАЯ ПРОГРАММА развития образования Республики Казахстанна 2011 - 2020 годы // 7.12.2010 г.
2. Лагерев А.В., Попков В.И., Горленко О.А. Компетентностный подход и ФГОС третьего поколения // Инженерное образование, 2012 г., № 11, с. 36-41.
3. Берлова Н.В. Производственная практика как фактор формирования профессиональных компетенций у выпускников // Материалы региональной научно-технической конференции «Состояние и тенденции развития уровневого высшего профессионального образования в России», г. Владивосток, 13-15 апреля 2011 г., с. 133-134.
4. Харченко С.П., Шупеева Ш.М. Внедрение дуальной системы обучения при подготовке конкурентоспособного специалиста // Материалы Международной научно-технической конференции «Наука, техника, инновации 2014», г. Брянск, 25-27 марта 2014 г., с. 421-423.

УДК 62.665

**РАЗРАБОТКА КОГЕНЕРАЦИОННОЙ УСТАНОВКИ НА
БАЗЕ ГЕНЕРАТОРА И ОЦР-ЭЛЕКТРОГЕНЕРАТОРА,
РАБОТАЮЩЕЙ НА БИОТОПЛИВЕ ВЛАЖНОСТЬЮ ДО 40%**

Щеклеин С.Е., д.т.н., проф., Федореев С.А., к.т.н., доц., Жуков А.В., маг.

Уральский федеральный университет, г.Екатеринбург

E-mail: ale772009@yandex.ru

В лесном хозяйстве страны существует проблема утилизации отходов. Только в Свердловской области, для примера, ежегодно образуется более 270 тысяч кубометров отходов лесопильных производств. Большая часть их вывозится на незаконные свалки. Сейчас бизнес не заинтересован в том, чтобы организовать переработку отходов на месте, а вывозить их из-за серьезных транспортных расходов невыгодно. Особенно это касается мелких лесопилок. С другой стороны предприятия лесоперерабатывающей отрасли испытывают дефицит электрической мощности при расширении производства. [1]

Весьма значительна в малом электроснабжении задача обеспечения энергией удалённых мест проживания. Когда, например, за 10км тянется ЛЭП для энергообеспечения 50-100 человек (проблема обслужива-

ния линии, кап. затраты). Ветряные и солнечные источники альтернативной энергии далеко не всегда годятся в регионах нашей страны по климатическим условиям (в частности, Свердлов. обл.).

Идея: использование отходов деревоперерабатывающей промышленности для получения тепловой и электрической энергии.

Из существующих решений можно выделить три основных направления:

1) Сжигание. Неэффективно при различных значениях влажности отходов, низкий КПД установок. Большой объем установок, сложность регулирования вырабатываемой мощности. Экологически "грязный" метод.

2) Утилизация. Имеют место только затраты без какого-либо полезного эффекта. Необходимость в значительных территориях под складирование и захоронение отходов производства и нарушение экосистемы лесов.

3) Пиролиз. Получаем высоко ликвидный синтез-газ, удобный для дальнейшего использования. Калорийность синтез-газа выше, чем у первичного топлива. Также имеется возможность подготовки первичного топлива от низкопотенциального тепла газогенератора. [2]

Проанализировав особенности каждого из методов, приходим к целесообразности применения пиролизной газогенераторной установки. В настоящее время, учитывая появление новых материалов, а также элементов систем автоматизации процессов горения, мы имеем возможность управлять процессом горения и составом генераторного газа, что позволяет снизить требования к подготовке первичного топлива. Таким топливом могут быть деревянные бруски, опил, щепа, кора.

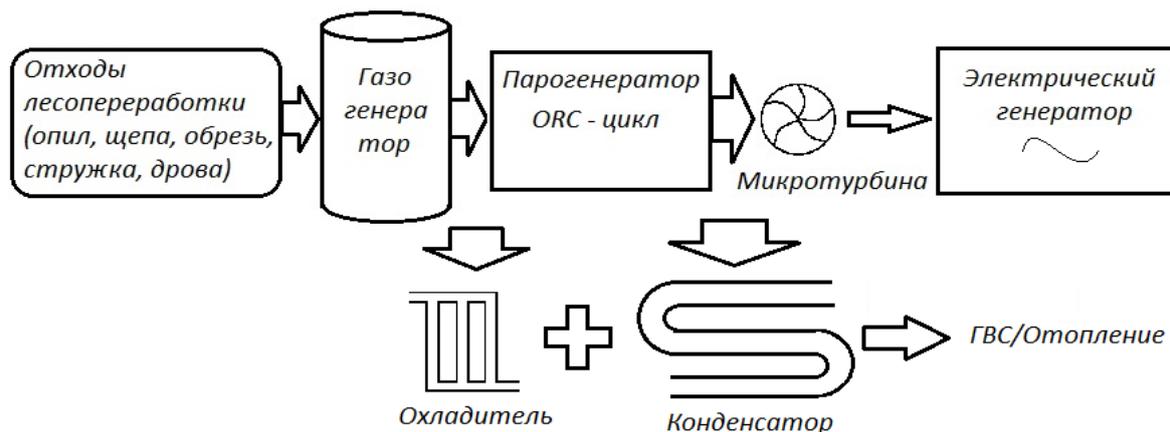


Рис.1. Принципиальная схема установки

Принцип работы:

Биотопливо загружается в газогенератор для получения генераторного газа. Полученный газ используется для нагрева рабочего тела ОЦР-парогенератора и для подготовки первичного биотоплива. Выходной пар вращает турбину, соединённую с валом электрогенератора. Электрогенератор должен работать автономно, либо параллельно с сетью. В качестве рабочего тела ОЦР-электрогенератора (органический цикл Ренкина) используется хладагент R245fa с температурой испарения 121 град.С при давлении 19,6 бар. Паровая фаза данного хладагента позволяет использовать низкие температуры для выработки электрической энергии. Снижается эрозия элементов установки.

В отличие от существующих образцов газогенератор оснащается установкой системы управления подачей воздуха и пара с обратной связью по химическому составу генераторного газа, его расходу и температуре зоны горения. Система управления используется для стабилизации процесса газификации, обеспечения требуемого химического состава генераторного газа, защиты котла от перегрева, а также система управления позволяет снизить требования к используемому топливу (увеличение диапазона допустимой влажности топлива с 0-14% до 0-40%).

Установка оснащается газоанализатором с каналами измерения CO, CO₂, H₂; расходомером и датчиками температуры газа и зоны горения. Контроллер формирует управляющие сигналы для систем подачи пара/кислорода в активную зону горения. Контроль температуры газа необходим, т.к. при определённых температурах усиливаются реакции окисления. Реакции окисления смещают содержание «ненужного газа» CO₂ в сторону увеличения, а горючего газа CO – уменьшения. Более того, сам котёл может перегреваться и выходить из строя, что крайне нежелательно. Снижение же температуры газификации топлива ведёт к нестабильной выработке мощности. [3, стр.24] Управление подачей воздуха и пара осуществляется в функции химического состава генераторного газа, его расхода и температуры зоны горения.

Новизна предлагаемого решения заключается в использовании в когенерационной установке высоко ликвидного промежуточного топлива – генераторного газа, который может быть использован при получении электрической энергии, в технологии подготовки первичного биотоплива, а также в газовых водогрейных котлах. Низкокипящая жидкость в паровом цикле позволяет использовать низкие температуры кипения, что, кроме всего прочего, ведёт к возможности производства установок малой мощности. В самом же газовом генераторе применён особый алгоритм, реализованный в системе управления процессом га-

зификации через контроллер. Когенерация, использованная в нашей установке, эффективнее раздельного использования топлива на 30-35%. [4].

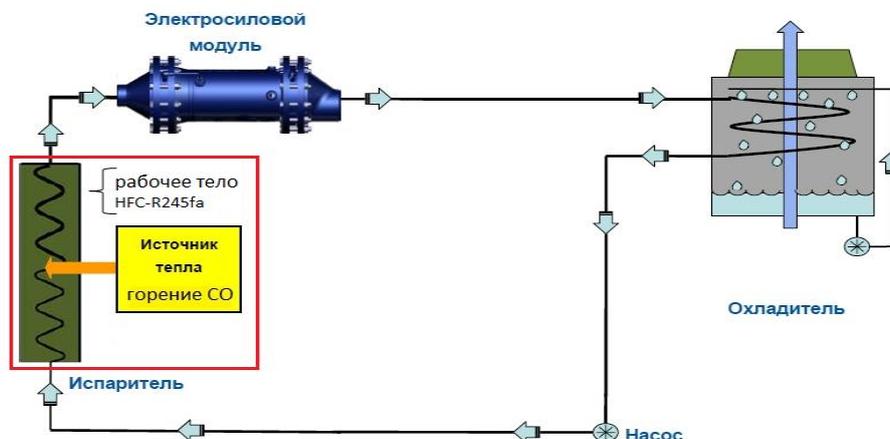


Рис.2. Паровой цикл установки

Среди альтернатив и конкурентов данной разработки можно выделить три основных типа: дизель-генераторы, биогазовые установки, импортные газогенераторы. Дизель-генераторы используют в своей работе дорогое первичное топливо - ДТ, которое ко всему создаёт дополнительные трудности доставки при работе в удалённых районах. Шум при работе, использование масла и значительный выброс CO_2 также ограничивают использование этих источников энергии. Эффективность биогазовых установок сильно зависят от эффекта масштаба, имеют громкость, обладают статичностью и не рентабельны при использовании в местах с континентальным климатом. Импортные газогенераторы используют в качестве силового агрегата двигатель внутреннего сгорания, что значительно снижает срок службы установки. Зарубежные установки требовательны к характеристикам топлива и обслуживанию, отличаются дороговизной.

В текущий момент времени выполнена металлоконструкция опытного образца газогенератора. Проведены начальные исследования, оптимизирована температура горения.

Для дальнейшей работы над установкой следует провести ряд исследований по определению эффективности газогенератора на различных видах топлива, по снятию рабочих характеристик ОЦР-парогенератора.

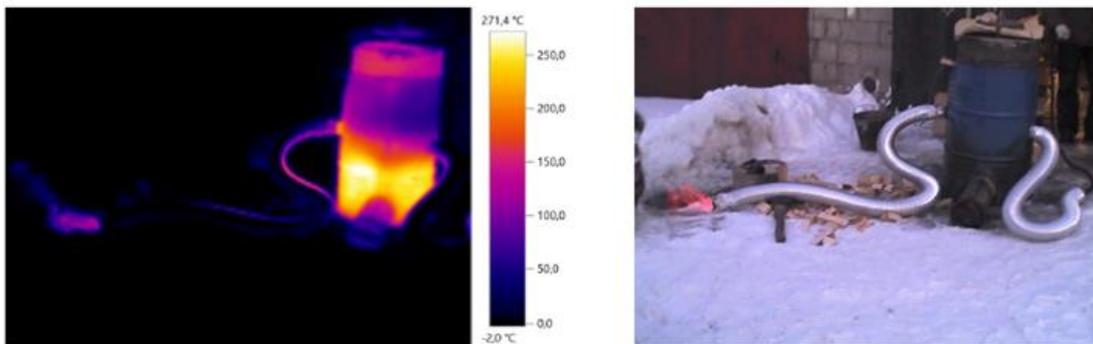


Рис.3. Газогенератор. Термограммы

Разработан лабораторный прототип парогенератора для проведения исследований на органических жидкостях.



Рис.4. Экспериментальный парогенератор

Планируется разработать и создавать серийные газогенераторные установки малой и средней мощности (от 10 до 200 кВт) для производства электроэнергии и тепловой энергии в лесоперерабатывающих и частных хозяйствах.

Выводы:

1. Данная разработка избавляет лесоперерабатывающий комплекс от проблемы отходов, которые являются причиной пожаров и нарушают экосистему лесов. Вывоз же сопряжён с большими расходами.
2. С другой стороны когенерационная установка покрывает дефицит мощности при расширениях производства или даёт возможность предприятиям продавать энергию «на сторону».
3. Данная мера частично решит вопрос занятости жителей отдалённых сёл, а также будет способствовать развитию малого бизнеса.
4. Данная работа весьма актуальна, что подчёркивает Постановление Правительства РФ «План мероприятий по созданию благоприятных условий для использования возобновляемых древесных источников для производства тепловой и электрической энергии», преду-

смаатривающее меры по стимулированию потребления неликвидных древесных материалов (низкосортной древесины, отходов заготовки, отходов переработки). [5]

Список литературы:

1. Сайт "Деньги в бизнес", статья " В СВЕРДЛОВСКОЙ ОБЛАСТИ ИЗ ОТХОДОВ ДРЕВЕСИНЫ ХОТЯТ ДЕЛАТЬ ЭЛЕКТРОЭНЕРГИЮ" [Электронный ресурс].- Режим доступа: <http://www.dengi-v-biznes.ru/events/0/2010/03/05/1204>
2. Сайт "ПромВуд", статья "Использованная древесина - незадействованный резерв сырья [Электронный ресурс].- Режим доступа: http://www.promwood.com/byotoplyvo/utylyzacyja_othodov/2162.html
3. Токарев Г.Г. Газогенераторные автомобили, изд. М: МАШГИЗ, 1955. - 206 с.
4. Данилов Н.И., Щелоков Я.М. Основы энергосбережения: учебник, Екатеринбург, 2011. - 592 с.
5. Сайт "Консультант", документ "План мероприятий по созданию благоприятных условий для использования возобновляемых древесных источников для производства тепловой и электрической энергии" (утв. Правительством РФ 31.05.2013 N 3028п-П9) [Электронный ресурс].- Режим доступа: http://www.consultant.ru/document/cons_doc_LAW_152146/#p66

СОДЕРЖАНИЕ

1	<i>Агафонцева М.В., Куйбин П.А.</i> О ВЛИЯНИИ ВЯЗКОСТИ НА ЭВОЛЮЦИЮ ВИНТОВОЙ ВИХРЕВОЙ НИТИ.....	4
2	<i>Аникин Ю.А., Ануфриев И.С., Шадрин Е.Ю., Шарыпов О.В.</i> ДИАГНОСТИКА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ЗАКРУЧЕННОГО ПОТОКА В МОДЕЛИ ВИХРЕВОЙ ТОПКИ.....	7
3	<i>Ануфриев И.С., Лобода Е.Л., Копьев Е.П.</i> ТЕПЛОВИЗИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАМЕНИ ПРИ СЖИГАНИИ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ С ПАРОВОЙ ГАЗИФИКАЦИЕЙ	11
4	<i>Архипов В.А., Усанина А.С.</i> ГРАВИТАЦИОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ ОБЛАКА ТВЕРДЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ ЧИСЕЛ РЕЙНОЛЬДСА.....	15
5	<i>Архипов В.А., Бондарчук С.С., Гольдин В.Д., Жарова И.К.</i> ПРОЦЕССЫ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ.....	23
6	<i>Атрошенко Ю.К., Озерова И.П., Стрижак П.А.</i> ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕОБХОДИМОГО ВРЕМЕНИ ИЗМЕРЕНИЙ ПОВЕРХНОСТНЫХ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УСЛОВИЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА.....	30
7	<i>Афанасьев И.А., Орлова Е.Г., Феоктистов Д.В.</i> ИСПАРЕНИЕ НЕПОДВИЖНОГО СЛОЯ СПИРТА В МИНИКАНАЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОТОКА ВОЗДУХА.....	38
8	<i>Бактыбаева Д.К., Юхнов В.Е.</i> О ТЕМПЕРАТУРЕ ТЕЛА В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ ТЕПЛОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ.....	43
9	<i>Барановский Н.В., Захаревич А.В., Осотова Д.С.</i> ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ СОСНОВОГО СЛОЯ ЛЕСНЫХ ГОРЮЧИХ МАТЕРИАЛОВ СТАЛЬНОЙ НАГРЕТОЙ ЧАСТИЦЕЙ.....	47
10	<i>Барановский Н.В., Ни А.Э.</i> МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ПОЧВЫ ПРИ ВЛИЯНИИ ЛЕСНОГО ПОЖАРА В ТРЕХМЕРНОЙ ПОСТАНОВКЕ.....	51

11	Батищева К.А., Орлова Е.Г., Феоктистов Д.В. ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕОМЕТРИИ КАПЛИ В ПРОЦЕССЕ СВОБОДНОГО ПАДЕНИЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ОБЪЕМА ДОЗИРОВАНИЯ.....	55
12	Борисов Б.В., Бондарчук С.С., Тукаев А.М. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕПЛОПРОВОДЯЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ГОРЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ.....	59
13	Бульба Е.Е. КОЭФФИЦИЕНТ АККОМОДАЦИИ ЖИДКОСТИ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ НИЖЕ ТЕМПЕРАТУРЫ КИПЕНИЯ.....	64
14	Бухмиров В.В., Пророкова М.В. ОСОБЕННОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УРОВНЯ КОМФОРТНОСТИ ПОМЕЩЕНИЙ НЕПРОИЗВОДСТВЕННОГО НАЗНАЧЕНИЯ ПО КОМПЛЕКСНОМУ КРИТЕРИЮ КАЧЕСТВА МИКРОКЛИМАТА.....	68
15	Бухмиров В.В., Родионов Г.А., РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ РАБОТЫ КАМЕРНОГО НАСОСА.....	71
16	Бухмиров В. В., Созинова Т.Е., ПОВЫШЕНИЕ КВАЛИФИКАЦИИ И ИТОВОВАЯ АТТЕСТАЦИЯ ЭНЕРГОАУДИТОРОВ.....	75
17	Василевский М. В., Зятиков П.Н., Шишмина Л.Ф., Дозморов П.С., Деева В.С., Никонов Ю.М. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТИЦ В КОНУСЕ ЦИКЛОННОГО АППАРАТА.....	79
18	Василевский М.В., Зятиков П.Н., Деева О.С., Бурыкин А.Ю. СЕПАРАЦИЯ ЧАСТИЦ В КАНАЛАХ РОТАЦИОННОГО АППАРАТА	84
19	Василевский М.В., Разва А.С., Гребеньков Я.А. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЯЗНОСТИ ДИСПЕРСНЫХ МАТЕРИАЛОВ.....	88
20	Василевский М.В., Разва А.С., Киреев А.В. МЕТОД ОЧИСТКИ ВОЗДУХА ОТ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В УСТАНОВКАХ ПНЕВМОТРАНСПОРТА.....	92
21	Василевский М.В., Разва А.С., Саттаров У.С. ХАРАКТЕРИСТИКИ СОСТОЯНИЯ ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЫ НА ФИЛЬТРУЮЩЕЙ ПОДЛОЖКЕ.....	95

22	<i>Визгавлюст Н.В., Старченко А.В., Гиль А.В., Тайлашева Т.С.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ОКСИДОВ АЗОТА В ТОПКЕ КОТЛА БКЗ-320-140	99
23	<i>Волков Р.С., Высокоморная О.В., Жданова А.О., Стрижак П.А.</i> КРОССКОРРЕЛЯЦИОННАЯ ВИДЕОФИКСАЦИЯ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ГАЗОПАРОКАПЕЛЬНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ...	102
24	<i>Галашов Н.Н., к.т.н., Цибульский С.А.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ВОЗДУШНОГО КОНДЕНСАТОРА НА ОСНОВЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ.....	109
25	<i>Галашов Н.Н., к.т.н., Цибульский С.А., Ставронский С.А.</i> ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВОЗДУШНЫХ КОНДЕНСАТОРОВ НА ТЭС	113
26	<i>Гвоздяков Д.В., Губин В.Е.</i> ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ЯДРА КОНДЕНСАЦИИ НА ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ КИСЛОТНЫХ ОСАДКОВ В РАЙОНАХ РАБОТЫ ТЭС	117
27	<i>Гиль А.В., Гиль А.Ю.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ТОПКАМ С ЦИРКУЛИРУЮЩИМ КИПЯЩИМ СЛОЕМ.....	121
28	<i>Глушков Д.О., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А.</i> ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ ЗАЖИГАНИИ СИСТЕМЫ «ТКАНЬ – ГОРЮЧАЯ ЖИДКОСТЬ – ОКИСЛИТЕЛЬ» ЛОКАЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ ЭНЕРГИИ.....	125
29	<i>Голдаев С. В., д. ф-м. н., Хушвактов А. А.</i> АНАЛИЗ НА ОСНОВЕ ДИФФУЗИОННОЙ МОДЕЛИ НАСЫЩЕНИЯ СИЛИКАГЕЛЯ ПАРАМИ ВОДЫ ПРИ КОНСЕРВАЦИИ АГРЕГАТОВ ПАРОВОДЯНОГО ТРАКТА ТЭС	132
30	<i>Григорьева М.М., Иванова Е.В., Стрижак П.А.</i> ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ПОЖАРООПАСНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЕРЕГРУЗКИ КАБЕЛЬНЫХ ЛИНИЙ.....	136
31	<i>Двойнишников С.В., Рахманов В.В.</i> ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД КОНТРОЛЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК УСТОЙЧИВЫЙ К ТЕПЛОВЫМ ВОЗМУЩЕНИЯ	144
32	<i>Деревянов М.Ю., Лившиц М.Ю., Трубицын К.В.</i> ВНУТРИФИРМЕННАЯ СИСТЕМА НЕПРЕРЫВНОЙ ПРОФЕССИОНАЛЬНОЙ ПОДГОТОВКИ ПЕРСОНАЛА В ОБЛАСТИ ЭНЕРГОСБЕРЕЖЕНИЯ И ПОВЫШЕНИЯ	147

	ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ.....	
33	<i>Долгачев В.А., Ханефт А.В.</i> ЗАЖИГАНИЕ ОРГАНИЧЕСКИХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ.....	151
34	<i>Долгих А.Ю., Кучерина А.Н.</i> НАПРАВЛЕНИЯ КОМПЛЕКСНОГО ЭНЕРГОТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ БУРЫХ УГЛЕЙ ШИВЭ-ОВООСКОГО МЕСТОРОЖДЕНИЯ МОНГОЛИИ.....	157
35	<i>Елистратов С.Л., д.т.н., Морозов В.С.</i> ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ВОДНО-СОЛЕВЫХ РАСТВОРОВ.....	161
36	<i>Елистратов С. Л., Слесарева Е. Ю.</i> ТЕРМОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ.....	164
37	<i>Захаревич А.В.</i> ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФОРМЫ «ГОРЯЧЕЙ» СТАЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАЖИГАНИЯ ЖИДКИХ ТОПЛИВ.....	168
38	<i>Захаревич А.В., Осотова Д.С.</i> ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ЗАЖИГАНИЯ БЕНЗИНА ОДИНОЧНОЙ НАГРЕТОЙ ДО ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЕЙ.....	173
39	<i>Иванов Г.А., Ханефт А.В.</i> ЗАЖИГАНИЕ ОРГАНИЧЕСКИХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ.....	178
40	<i>Кац М.Д.</i> ВЫБОР РАЗМЕРОВ ОБРАЗЦОВ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА.....	186
41	<i>Кинжибекова А.К.</i> АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ РЯДА ТЕПЛОИЗОЛЯЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ	192
42	<i>Князева А. Г., Мартемьянов С. М., Маслов А.Л.</i> ДВУХФАЗНАЯ МОДЕЛЬ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ СЛАНЦЕВОГО ПЛАСТА.....	197
43	<i>Колбин Т.С., Барбин Н.М., Терентьев Д.И, Алексеев С.Г.</i>	201

	ПОВЕДЕНИЕ РАДИОНУКЛИДОВ EU, PU, AM ПРИ ГОРЕНИИ РАДИОАКТИВНОГО ГРАФИТА В АТМОСФЕРЕ КИСЛОРОДА. КОМПЬЮТЕРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ	
44	Колесов И.В., Кравченко Е.В. АНАЛИЗ ПОКАЗАТЕЛЕЙ НАДЕЖНОСТИ ДВУХПОЗИЦИОННОГО ДИОДНОГО МОДУЛЯ МДХ-660-18-A2.....	205
45	Крайнов А.В. СОПРЯЖЁННЫЙ ТЕПЛООБМЕН ПРИ ДВИЖЕНИИ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ПОЛОСТИ С УЧЁТОМ ЕЁ ОХЛАЖДЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВНЕШНЮЮ ГРАНИЦУ БОКОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ.....	210
46	Крайнов А.В., Кузнецов Г.В. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАСТЕКАНИЯ ВЯЗКОЙ КАПЛИ В УСЛОВИЯХ ТЕПЛООБМЕНА С ПОДЛОЖКОЙ ПРОСТОЙ ГЕОМЕТРИИ.....	214
47	Красинский Д.В., Саломатов В.В. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОПОЧНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ СЖИГАНИИ ШИВЭ-ОВООСКОГО УГЛЯ МОНГОЛИИ В ВИХРЕВОЙ ТОПКЕ.....	220
48	Кузнецов Г.В., Барановский Н.В., Баракнин М.Б. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА ПРИ ЗАЖИГАНИИ ЛИСТВЕННОГО ДЕРЕВА НАЗЕМНЫМ ГРОВОМ РАЗРЯДОМ.....	224
49	Кузнецов Г.В., Кравченко Е.В. НОВЫЙ ПОДХОД К ЧИСЛЕННОМУ АНАЛИЗУ ПОКАЗАТЕЛЕЙ НАДЕЖНОСТИ В ЭЛЕКТРОНИКЕ.....	230
50	Кузнецов В.А., Морозов К. Л., Чернецкий М.Ю. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ПЫЛЕУГОЛЬНОЙ АЭРОСМЕСИ ПРИ НАЛИЧИИ ЗАКРУТКИ ПОТОКА.....	240
51	Кузнецов Г.В., Стрижак П.А., Волков Р.С., Забелин М.В. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК «ЦИКЛОВ ДЕФОРМАЦИИ» КАПЕЛЬ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ДВИЖЕНИИ В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ.....	243
52	Кузнецова С.А. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В МАЗУТОХРАНИЛИЩАХ ТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТАНЦИЙ.....	252
53	Курмангалиев Р.Х., Кравченко Е.В.	258

	МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОКАЗАТЕЛЕЙ НАДЕЖНОСТИ НИЗКОЧАСТОТНОГО ДИОДА ТИПА Д123-500 В ТАБЛЕТОЧНОМ ИСПОЛНЕНИИ.....	
54	<i>Лебедев М.С., Лебедев А.С.</i> КОМПЛЕКС ПО ПРОИЗВОДСТВУ СЖИЖЕННОГО ПРИРОДНОГО ГАЗА НА БАЗЕ ГРС-4 НОВОСВЕРДЛОВСКОЙ ТЭЦ.....	262
55	<i>Лившиц М.Ю.</i> АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ РЕСУРСОСБЕРЕГАЮЩАЯ ТЕХНОЛОГИЯ ИОННООБМЕННОЙ ВОДОПОДГОТОВКИ.....	264
56	<i>Логинов В.С., Парников А.Т.</i> НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ТЕМПЕРАТУРНЫЙ РЕЖИМ ПАРОПЕРЕГРЕВАТЕЛЯ.....	267
57	<i>Мирошниченко И.В., Шеремет М.А.</i> СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СТАНДАРТНЫХ К-□ И К-ω МОДЕЛЕЙ НА ПРИМЕРЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В ЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ.....	274
58	<i>Морозов М.Н., Стрижак П.С.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЦЕНТРАЛИЗОВАННЫХ СИСТЕМ ОТОПЛЕНИЯ С ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИЕЙ ОТОПИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДАХ РЕГУЛИРОВАНИЯ ТЕПЛОПОТРЕБЛЕНИЯ.....	278
59	<i>Орлов А.В., Платонов Н.И.</i> ПРОЦЕССЫ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ ОБЛУЧЕНИЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ.....	284
60	<i>Платонов Н.И.</i> РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТНО-ПРОМЫШЛЕННЫХ ИСПЫТАНИЙ КОНТАКТНЫХ ТЕПЛООБМЕННИКОВ С РЕЦИРКУЛЯЦИЕЙ НАГРЕВАЕМОЙ ВОДЫ.....	288
61	<i>Плевако А.П.</i> АНАЛИЗ ТЕПЛОВОЙ РАБОТЫ БОКОВЫХ СТЕН РУДНОТЕРМИЧЕСКОЙ ПЕЧИ РТП – 33 С ЦЕЛЬЮ УМЕНЬШЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ.....	292
62	<i>Плевако А.П.</i> СПОСОБ УТИЛИЗАЦИИ СБРОСНОГО ТЕПЛА ЦИРКУЛЯЦИОННОЙ ВОДЫ КОНДЕНСАТОРА ТУРБИН.....	296

63	<i>Половников В.Ю., Глазырин Е.С.</i> ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ИНЖЕНЕРНЫХ СООРУЖЕНИЙ НА ТЕПЛОВЫЕ ПОТЕРИ БЕСКАНАЛЬНЫХ ТЕПЛОПРОВОДОВ.....	298
64	<i>Половников В.Ю., Губанов Ю.Ю.</i> ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ БЕСКАНАЛЬНЫХ ТЕПЛОПРОВОДОВ В УСЛОВИЯХ РЕАЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ.....	308
65	<i>Пономарев В.С., Герасимов А.В., Пономарев С.В., Шендалев Д.О., Попов А.В.</i> ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РЕФЛЕКТОРОВ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ.....	317
66	<i>Рахманов В.В., Кабардин И.К., Двойнишников С.В.</i> МЕТОД СИНХРОННОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ВОЛНОВОГО ПЛЕНОЧНОГО ТЕЧЕНИЯ НА ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПОВЕРХНОСТИ.....	321
67	<i>Резник С.В., Просуницев П.В., Сапронов Д.В.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО И МЕХАНИЧЕСКОГО КОНТАКТА КЕРАМИЧЕСКОЙ ЛОПАТКИ И МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ДИСКА В РАБОЧЕМ КОЛЕСЕ ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ.....	325
68	<i>Руденко М.Г.</i> О ВОЗМОЖНОСТИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ В КАВИТАЦИОННЫХ ПУЗЫРЬКАХ.....	336
69	<i>Стрижак П.А., Морозов М.Н.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИНСОЛЯЦИИ НА ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ПОМЕЩЕНИЯ.....	341
70	<i>Стрижак П.А., Волков Р.С., Высокоморная О.В., Войтков И.С.</i> ОСОБЕННОСТИ ИСПАРЕНИЯ ВОДЫ В ПРОЦЕССЕ ТУШЕНИЯ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ.....	345
71	<i>Сыродой С.В. Саломатов В.В., Гутарева Н.Ю.</i> ВЛИЯНИЕ ГЕТРОГЕННОЙ СТРУКТУРЫ ВОДОУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА НА УСЛОВИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ.....	351
72	<i>Тайлашева Т.С., Воронцова Е.С.</i> ПРЕТЕНЗИОННАЯ РАБОТА ПО ТОПЛИВУ ДЛЯ ПРЕДПРИЯТИЙ ЭНЕРГЕТИКИ.....	355
73	<i>Тастандиева Ж.М.</i> МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА КОНДЕНСАЦИИ ПРИРОДНОГО ГАЗА.....	359
74	<i>Тринченко А. А., Кадыров М.Р.</i>	364

	ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЭКОЛОГИЧЕСКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ КОТЛОВ С ВВОДОМ ВТОРИЧНОГО ТОПЛИВА.....	
75	<i>Хайбуллина А.И., Хайруллин А.Р., Синявин А.А., Ильин В.К.</i> МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО ПОТОКА ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В КОРИДОРНОМ ПУЧКЕ ТРУБ.....	368
76	<i>Харченко С.П.</i> К ВОПРОСУ О РАБОТЕ КОТЛОВ ЭЧМ НА ЭКИБАСТУЗСКОМ УГЛЕ.....	372
77	<i>Харченко С.П.</i> ВНЕДРЕНИЕ КОМБИНИРОВАННОЙ СХЕМЫ ПОДГОТОВКИ ВОДЫ НА ТЭС С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕХНОЛОГИИ ОБРАТНОГО ОСМОСА.....	374
78	<i>Хаустов С.А., Захарушкин Н.А., Буваков К.В.</i> ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОДЯНОГО ОБЪЕМА ЖАРОТРУБНОГО КОТЛА VITOPLEX-300.....	376
79	<i>Хаустов С.А., Кудряшова Л.Д., Шелкунова А.В., Буваков К.В.</i> МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ТОПОЧНОЙ КАМЕРЕ ТРЕХХОДОВОГО ЖАРОТРУБНОГО КОТЛА VITOPLEX 300	380
80	<i>Чинчикеева Н.А., Шваб А.В.</i> ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННОЙ ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЫ В КОАКСИАЛЬНОМ БУНКЕРЕ.....	383
81	<i>Шваб А.В., Марценко А.А., Марценко М.С.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ И ПРОЦЕССА УСРЕДНЕНИЯ ГРАНУЛИРОВАННОЙ СМЕСИ В ПНЕВМАТИЧЕСКОМ ЦИРКУЛЯЦИОННОМ АППАРАТЕ.....	387
82	<i>Шевырёв С.А., Богомолов А.Р., Алексеев М.В.</i> ПЕРСПЕКТИВЫ ПРОИЗВОДСТВА СИНТЕТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО ТОПЛИВА ИЗ НИЗКОСОРТНОГО УГЛЯ.....	391
83	<i>Шильев М.И., Хромова Е.М., Широкова С.Н.</i> ПУТИ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ПРОЦЕССОВ МАССООБМЕНА В ПРОМЫШЛЕННЫХ АБСОРБЕРАХ ФОРСУНОЧНОГО ТИПА.....	395
84	<i>Шильев М.И., Хромова Е.М., Широкова С.Н.</i> О КОНДЕНСАЦИОННОЙ ОЧИСТКЕ ДЫМОВЫХ ГАЗОВ ТЭС ОТ ПЫЛИ В СКРУББЕРАХ ВЕНТУРИ.....	399
85	<i>Шупеева Ш. М.</i> ИНФОРМАЦИОННЫЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ПРИ ПОДГОТОВКЕ БАКАЛАВРОВ	403

	ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКИ.....	
86	Шунеева Ш. М. ДУАЛЬНАЯ СИСТЕМА ОБУЧЕНИЯ КАК ОДИН ИЗ КЛЮЧЕВЫХ КОМПОНЕНТОВ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОФЕССИОНАЛЬНЫХ КОМПЕТЕНЦИЙ ПРИ ПОДГОТОВКЕ БАКАЛАВРОВ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКИ.....	405
87	Щеклеин С.Е., Федорев С.А., Жуков А.В. РАЗРАБОТКА КОГЕНЕРАЦИОННОЙ УСТАНОВКИ НА БАЗЕ ГЕНЕРАТОРА И ОЦР-ЭЛЕКТРОГЕНЕРАТОРА, РАБОТАЮЩЕЙ НА БИОТОПЛИВЕ ВЛАЖНОСТЬЮ ДО 40%.....	408

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

- | | | |
|--|--|---|
| <p><i>Агафонцева М.В.</i> – 4
 <i>Алексеев М.В.</i> – 391
 <i>Алексеев С.Г.</i> – 201
 <i>Аникин Ю.А.</i> - 7
 <i>Ануфриев И.С.</i> – 7,
 11
 <i>Архипов В.А.</i> – 15, 23
 <i>Атрошенко Ю.К.</i> –
 30
 <i>Афанасьев И.А.</i> – 38
 <i>Бактыбаева Д.К.</i> –
 43
 <i>Барановский Н.В.</i> –
 47, 51, 224
 <i>Баракнин М.Б.</i> – 224
 <i>Барбин Н.М.</i> – 201
 <i>Батищева К.А.</i> – 55
 <i>Богомоллов А.Р.</i> – 391
 <i>Бондарчук С.С.</i> – 23,
 59
 <i>Борисов Б.В.</i> – 59
 <i>Буваков К.В.</i> – 376 ,
 380
 <i>Бульба Е.Е.</i> – 64
 <i>Бурькин А.Ю.</i> – 84,
 <i>Бухмиров В.В.</i> – 68,
 71, 75
 <i>Василевский М.В.</i> –
 79, 84, 88, 92, 95
 <i>Визгавлюст Н.В.</i> –
 99,
 <i>Войтков И.С.</i> – 345
 <i>Волков Р.С.</i> – 102 ,
 243, 345
 <i>Воронцова Е.С.</i> – 355
 <i>Высокоморная О.В.</i>
 – 102, 345
 <i>Галашов Н.Н.</i> – 109,
 113
 <i>Гвоздяков Д.В.</i> – 117
 <i>Герасимов А.В.</i> – 317
 <i>Гиль А.В.</i> – 99, 121
 <i>Гиль А.Ю.</i> – 121
 <i>Глазырин Е.С.</i> – 298
 <i>Глушков Д.О.</i> – 125
 <i>Голдаев С. В.</i> – 132
 <i>Гольдин В.Д.</i> – 23
 <i>Гребеньков Я.А.</i> – 88
 <i>Григорьева М.М.</i> –
 136
 <i>Губанов Ю.Ю.</i> – 308</p> | <p><i>Губин В.Е.</i> – 117
 <i>Гутарева Н.Ю.</i> –
 351
 <i>Двойнишников С.В.</i> – 262
 144 , 321
 <i>Деева О.С.</i> – 79, 84 264
 <i>Деревянов М.Ю.</i> –
 147
 <i>Дозморов П.С.</i> – 79
 <i>Долгачев В.А.</i> – 151 197
 <i>Долгих А.Ю.</i> – 157
 <i>Елистратов С.Л.</i> –
 161, 164
 <i>Жарова И.К.</i> – 23
 <i>Жданова А.О.</i> – 102 – 274
 <i>Жуков А.В.</i> – 408
 <i>Забелин М.В.</i> – 243
 <i>Захаревич А.В.</i> – 47,
 168, 173 341
 <i>Захарушкин Н.А.</i> –
 376
 <i>Зятиков П.Н.</i> – 79 ,
 84
 <i>Иванов Г.А.</i> – 178
 <i>Иванова Е.В.</i> – 136
 <i>Ильин В.К.</i> – 368 173
 <i>Кадыров М.Р.</i> – 364
 <i>Кац М.Д.</i> – 186
 <i>Кабардин И.К.</i> – 321 288, 322
 <i>Кинжибекова А.К.</i> –
 192 296
 <i>Киреев А.В.</i> – 92
 <i>Князева А.Г.</i> – 197 298 , 308
 <i>Колбин Т.С.</i> – 201
 <i>Колесов И.В.</i> – 205 317
 <i>Копьев Е.П.</i> – 11
 <i>Кравченко Е.В.</i> – 317
 205, 230, 258
 <i>Крайнов А.В.</i> – 210,
 214
 <i>Красинский Д.В.</i> – 325
 220
 <i>Кудряшова Л.Д.</i> – 95
 380
 <i>Куйбин П.А.</i> - 4 , 321
 <i>Кузнецов Г.В.</i> – 125,
 214, 224, 230, 243
 <i>Кузнецов В.А.</i> – 240
 <i>Кузнецова С.А.</i> – 252
 <i>Курмангалиев Р.Х.</i> -
 258</p> | <p><i>Кучерина А.Н.</i> – 157
 <i>Лебедев А.С.</i> – 262
 <i>Лебедев М.С.</i> – 11,
 <i>Лившиц М.Ю.</i> – 147,
 <i>Лобода Е.Л.</i> – 11
 <i>Логинов В.С.</i> – 267
 <i>Мартемьянов С.М.</i> –
 197
 <i>Марценко А.А.</i> – 387
 <i>Марценко М.С.</i> – 387
 <i>Маслов А.Л.</i> – 197
 <i>Мирошниченко И.В.</i>
 – 274
 <i>Морозов В.С.</i> – 161
 <i>Морозов К.Л.</i> – 240
 <i>Морозов М.Н.</i> – 278,
 341
 <i>Ни А.Э.</i> – 51
 <i>Никонов Ю.М.</i> – 79
 <i>Озерова И.П.</i> – 30
 <i>Орлов А.В.</i> – 284
 <i>Орлова Е.Г.</i> – 38, 55
 <i>Осотова Д.С.</i> – 47,
 173
 <i>Партиев А.Т.</i> – 267
 <i>Платонов Н.И.</i> –
 288, 322
 <i>Плевако А.П.</i> – 292,
 296
 <i>Половников В.Ю.</i> –
 298 , 308
 <i>Пономарев В.С.</i> –
 317
 <i>Пономарев С.В.</i> –
 317
 <i>Попов А.В.</i> – 317
 <i>Пророкова М.В.</i> – 68
 <i>Просунцов П.В.</i> –
 <i>Разва А.С.</i> – 88, 92,
 95
 <i>Рахманов В.В.</i> – 144
 , 321
 <i>Резник С.В.</i> – 325
 <i>Родионов Г.А.</i> – 71
 <i>Руденко М.Г.</i> – 336
 <i>Саломатов В.В.</i> –
 220, 351
 <i>Сапронов Д.В.</i> – 325</p> |
|--|--|---|

Научное издание

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ТЕХНОЛОГИЙ

Сборник научных статей
V Всероссийской научной конференции
с международным участием

Издано в авторской редакции

Компьютерная верстка *Б.В. Борисов*
Дизайн обложки *А.И. Сидоренко*

**Отпечатано в Издательстве ТПУ в полном соответствии
с качеством предоставленного оригинал-макета**

Подписано к печати 16.12.2014. Формат 60х84/8. Бумага «Снегурочка».
Печать XEROX. Усл. печ. л. 49.44. Уч.-изд. л. 44.71.
Заказ 1214-14. Тираж 100 экз.



Национальный исследовательский Томский политехнический университет
Система менеджмента качества
Издательства Томского политехнического университета
сертифицирована в соответствии с требованиями ISO 9001:2008



ИЗДАТЕЛЬСТВО  тпу. 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30
Тел./факс: 8(3822)56-35-35, www.tpu.ru