НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛАРУСИ ИНСТИТУТ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА ИМЕНИ А. В. ЛЫКОВА

# ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ И СООБЩЕНИЙ

# ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ ВЫПУСК

XVI Минский международный форум по тепло- и массообмену XVI Minsk International Heat and Mass Transfer Forum 16–19 мая 2022 г.

Научное электронное издание

Минск 2022

# УДК 536.24

Издание представляет собой сборник расширенных тезисов докладов и сообщений XVI Минского международного форума по тепло- и массообмену.

Сборник содержит тезисы докладов и сообщений по конвективно-радиационному теплообмену (секция № 1), тепломассопереносу при фазовых и химических превращениях (секция № 2), тепломассопереносу в энергетике и технологических процессах (секция № 3), тепловым и транспортным процессам в системах с нано- и микроструктурами (секция № 4), высокотемпературному тепломассопереносу, плазменным системам и технологиям (секция № 5), терморегулированию оптических и электронных систем (секция № 7), моделированию и управлению процессами тепломассопереноса (секция № 8).

Редакционная коллегия:

академик НАН Беларуси	О. Г. Пенязьков
члкорр. НАН Беларуси	В. М. Асташинский
члкорр. НАН Беларуси	П. С. Гринчук
члкорр. НАН Беларуси	Н. В. Павлюкевич
доктор техн. наук	П. В. Акулич
доктор техн. наук	Л. Л. Васильев
доктор физмат. наук	О. С. Рабинович
доктор физмат. наук	А. С. Сметанников
канд. физмат. наук	А. Д. Чорный
канд. физмат. наук	С. А. Филатов
канд. физмат. наук	С. И. Шабуня
канд. физмат. наук	А. И. Шнип

Рецензенты:

чл.-корр. НАН Беларуси доктор техн. наук

В. М. Асташинский А. В. Акулич

URL: https://www.itmo.by/conferences/abstracts/?ELEMENT\_ID=20225 URL: https://www.itmo.by/conferences/abstracts/mif-16/mif16-additional-issue.pdf Дата доступа: 30.09.2022 г.

ISBN 978-985-7138-20-3



© Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022

# КОНВЕКТИВНО-РАДИАЦИОННЫЙ ТЕПЛООБМЕН

УДК 536.24

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОГРАВИТАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ В КУБЕ С ПОРИСТОЙ ВСТАВКОЙ И НАГРЕВАТЕЛЕМ В РАМКАХ ЛОКАЛЬНО-НЕРАВНОВЕСНОЙ МОДЕЛИ ТЕПЛОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

#### М. С. Астанина, М. А. Шеремет

# Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Задачи, связанные с разработкой систем охлаждения тепловыделяющих источников энергии при наличии дополнительных факторов, приобретают все большую популярность в свете развития различных отраслей промышленности. Численные исследования в этой области обеспечивают широкую теоретическую базу, на основе которой возможно делать прогнозы по работе охлаждающих систем и продлевать срок их эксплуатации.

В настоящей работе проводится численное моделирование пассивной системы охлаждения тепловыделяющего теплопроводного источника энергии. Система состоит из замкнутой кубической частично пористой полости, охлаждение которой происходит от боковых



Рис. 1. Физическая постановка задачи

изотермических граней (рис. 1). Остальные грани полости считаются теплоизолированными. В центре нижней границы располагается теплопроводный источник с постоянным объёмным тепловыделением *Q*. В качестве рабочей жидкости рассматривается ньютоновская вязкая теплопроводная жидкость, вязкость которой зависит от температуры по экспоненциальному закону [1].

При моделировании считается, что температура пористого скелета не равна температуре рабочей жидкости, и моделирование ведётся в рамках тепловой локально-неравновесной модели; рабочая жидкость удовлетворяет приближению Буссинеска; течение в полости является ламинарным.

Для моделирования теплопереноса в рассматриваемой области была сформулирована система уравнений в безразмерных преобразованных переменных «векторный потенциал – вектор завихрённости – температура» [1]:

• для чистой среды

$$\nabla^2 \Psi_x = -\omega_x, \, \nabla^2 \Psi_y = -\omega_y, \, \nabla^2 \Psi_z = -\omega_z \,, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \omega_{x}}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega_{x}}{\partial x} + v \frac{\partial \omega_{x}}{\partial y} + w \frac{\partial \omega_{x}}{\partial z} - \omega_{x} \frac{\partial u}{\partial x} - \omega_{y} \frac{\partial u}{\partial y} - \omega_{z} \frac{\partial u}{\partial z} =$$

$$= \sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \left( \frac{\partial^{2} (\mu \omega_{x})}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2} (\mu \omega_{x})}{\partial y^{2}} + \frac{\partial^{2} (\mu \omega_{x})}{\partial z^{2}} \right) - \sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \frac{\partial}{\partial x} \left( \omega_{x} \frac{\partial \mu}{\partial x} + \omega_{y} \frac{\partial \mu}{\partial y} + \omega_{z} \frac{\partial \mu}{\partial z} \right) + \left\{ +2\sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \left[ \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial y^{2}} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial x \partial y} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial z^{2}} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^{2} \mu}{\partial y \partial z} \left( \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial \theta_{f}}{\partial y}, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial \omega_{y}}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega_{y}}{\partial x} + v \frac{\partial \omega_{y}}{\partial y} + w \frac{\partial \omega_{y}}{\partial z} - \omega_{x} \frac{\partial v}{\partial x} - \omega_{y} \frac{\partial v}{\partial y} - \omega_{z} \frac{\partial v}{\partial z} =$$

$$= \sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \left( \frac{\partial^{2} \left(\mu \omega_{y}\right)}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2} \left(\mu \omega_{y}\right)}{\partial y^{2}} + \frac{\partial^{2} \left(\mu \omega_{y}\right)}{\partial z^{2}} \right) - \sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \frac{\partial}{\partial y} \left( \omega_{x} \frac{\partial \mu}{\partial x} + \omega_{y} \frac{\partial \mu}{\partial y} + \omega_{z} \frac{\partial \mu}{\partial z} \right) + \left\{ +2\sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \left[ \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial y \partial z} - \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial x \partial y} - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial x^{2}} + \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial z^{2}} + \frac{\partial^{2} \mu}{\partial x \partial z} \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] - \frac{\partial \theta_{f}}{\partial x},$$
(3)

$$\frac{\partial \omega_{z}}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega_{z}}{\partial x} + v \frac{\partial \omega_{z}}{\partial y} + w \frac{\partial \omega_{z}}{\partial z} - \omega_{x} \frac{\partial w}{\partial x} - \omega_{y} \frac{\partial w}{\partial y} - \omega_{z} \frac{\partial w}{\partial z} =$$

$$= \sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \left( \frac{\partial^{2} (\mu \omega_{z})}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2} (\mu \omega_{z})}{\partial y^{2}} + \frac{\partial^{2} (\mu \omega_{z})}{\partial z^{2}} \right) - \sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \frac{\partial}{\partial z} \left( \omega_{x} \frac{\partial \mu}{\partial x} + \omega_{y} \frac{\partial \mu}{\partial y} + \omega_{z} \frac{\partial \mu}{\partial z} \right) + \left\{ +2\sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \left[ \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial x \partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial y \partial z} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial x^{2}} - \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial y^{2}} + \frac{\partial^{2} \mu}{\partial x \partial y} \left( \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right], \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta_f}{\partial \tau} + u \frac{\partial \theta_f}{\partial x} + v \frac{\partial \theta_f}{\partial y} + w \frac{\partial \theta_f}{\partial z} = \frac{1}{\sqrt{\text{RaPr}}} \left( \frac{\partial^2 \theta_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta_f}{\partial z^2} \right),$$
(5)

• для пористого слоя

$$\nabla^2 \Psi_x = -\omega_x, \ \nabla^2 \Psi_y = -\omega_y, \ \nabla^2 \Psi_z = -\omega_z,$$
(6)

$$\varepsilon \frac{\partial \omega_{x}}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega_{x}}{\partial x} + v \frac{\partial \omega_{x}}{\partial y} + w \frac{\partial \omega_{x}}{\partial z} - \omega_{x} \frac{\partial u}{\partial x} - \omega_{y} \frac{\partial u}{\partial y} - \omega_{z} \frac{\partial u}{\partial z} =$$

$$= \varepsilon \sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \left( \frac{\partial^{2} (\mu \omega_{x})}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2} (\mu \omega_{x})}{\partial y^{2}} + \frac{\partial^{2} (\mu \omega_{x})}{\partial z^{2}} - \varepsilon \frac{\mu \omega_{x}}{Da} \right) - \varepsilon \sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \frac{\partial}{\partial x} \left( \omega_{x} \frac{\partial \mu}{\partial x} + \omega_{y} \frac{\partial \mu}{\partial y} + \omega_{z} \frac{\partial \mu}{\partial z} \right) +$$

$$+ 2\varepsilon \sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \left[ \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial y^{2}} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial x \partial y} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial z^{2}} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^{2} \mu}{\partial y \partial z} \left( \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\varepsilon v}{2Da} \frac{\partial \mu}{\partial z} - \frac{\varepsilon w}{2Da} \frac{\partial \mu}{\partial y} \right] +$$

$$+ \varepsilon^{2} \frac{\partial \theta_{f}}{\partial y},$$

$$(7)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \omega_{y}}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega_{y}}{\partial x} + v \frac{\partial \omega_{y}}{\partial y} + w \frac{\partial \omega_{y}}{\partial z} - \omega_{x} \frac{\partial v}{\partial x} - \omega_{y} \frac{\partial v}{\partial y} - \omega_{z} \frac{\partial v}{\partial z} =$$

$$= \varepsilon \sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \left( \frac{\partial^{2} \left(\mu \omega_{y}\right)}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2} \left(\mu \omega_{y}\right)}{\partial y^{2}} + \frac{\partial^{2} \left(\mu \omega_{y}\right)}{\partial z^{2}} - \varepsilon \frac{\mu \omega_{y}}{Da} \right) - \varepsilon \sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \frac{\partial}{\partial y} \left( \omega_{x} \frac{\partial \mu}{\partial x} + \omega_{y} \frac{\partial \mu}{\partial y} + \omega_{z} \frac{\partial \mu}{\partial z} \right) +$$

$$+ 2\varepsilon \sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \left[ \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial y \partial z} - \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial x \partial y} - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial x^{2}} + \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial z^{2}} + \frac{\partial^{2} \mu}{\partial x \partial z} \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\varepsilon w}{2Da} \frac{\partial \mu}{\partial x} - \frac{\varepsilon u}{2Da} \frac{\partial \mu}{\partial z} \right] -$$

$$- \varepsilon^{2} \frac{\partial \theta_{f}}{\partial x},$$

$$(8)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \omega_{z}}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega_{z}}{\partial x} + v \frac{\partial \omega_{z}}{\partial y} + w \frac{\partial \omega_{z}}{\partial z} - \omega_{x} \frac{\partial w}{\partial x} - \omega_{y} \frac{\partial w}{\partial y} - \omega_{z} \frac{\partial w}{\partial z} =$$

$$= \varepsilon \sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \left( \frac{\partial^{2} (\mu \omega_{z})}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2} (\mu \omega_{z})}{\partial y^{2}} + \frac{\partial^{2} (\mu \omega_{z})}{\partial z^{2}} - \varepsilon \frac{\mu \omega_{z}}{Da} \right) - \varepsilon \sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \frac{\partial}{\partial z} \left( \omega_{x} \frac{\partial \mu}{\partial x} + \omega_{y} \frac{\partial \mu}{\partial y} + \omega_{z} \frac{\partial \mu}{\partial z} \right) +$$

$$+ 2\varepsilon \sqrt{\frac{\Pr}{Ra}} \left[ \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial x \partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial y \partial z} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial x^{2}} - \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial^{2} \mu}{\partial y^{2}} + \frac{\partial^{2} \mu}{\partial x \partial y} \left( \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\varepsilon u}{2Da} \frac{\partial \mu}{\partial y} - \frac{\varepsilon v}{2Da} \frac{\partial \mu}{\partial x} \right],$$

$$(9)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \theta_f}{\partial \tau} + u \frac{\partial \theta_f}{\partial x} + v \frac{\partial \theta_f}{\partial y} + w \frac{\partial \theta_f}{\partial z} = \frac{\varepsilon}{\sqrt{\text{RaPr}}} \left( \frac{\partial^2 \theta_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta_f}{\partial z^2} \right) + \frac{\xi}{\sqrt{\text{RaPr}}} \left( \theta_s - \theta_f \right), \quad (10)$$

$$(1-\varepsilon)\frac{\partial\theta_s}{\partial\tau} = \frac{(1-\varepsilon)\Lambda\gamma}{\sqrt{\mathrm{RaPr}}} \left(\frac{\partial^2\theta_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\theta_s}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\theta_s}{\partial z^2}\right) + \frac{\xi\gamma}{\sqrt{\mathrm{RaPr}}} \left(\theta_f - \theta_s\right),\tag{11}$$

• для нагревателя

$$\frac{\partial \theta_{hs}}{\partial \tau} = \frac{\alpha_{hs} / \alpha_f}{\sqrt{\text{RaPr}}} \left( \frac{\partial^2 \theta_{hs}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_{hs}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta_{hs}}{\partial z^2} + \text{Os} \right).$$
(12)

В начальный момент времени жидкость, заполняющая полость, неподвижна; начальная температура вследствие выбранного обезразмеривания принимала вид  $\theta = 0$ . Граничные условия для сформулированной системы дифференциальных уравнений в частных производных (1)–(12) записывались аналогичным образом по сравнению с двумерной постановкой, описанной ранее в [2].

Сформулированная краевая задача (1)–(12) вместе с начальными и граничными условиями была решена методом конечных разностей на равномерной сетке. Дискретизация конвективных слагаемых в уравнениях дисперсии для компонент вектора завихрённости (2)–(4), (7)–(9) и в уравнениях энергии (5), (10), (11) проводилась с помощью монотонной схемы Самарского второго порядка точности, а дискретизация диффузионных слагаемых во всех уравнениях проводилась с использованием центральных разностей [2]. Уравнения Пуассона (1) и (6) для компонент векторного потенциала в разностном виде были решены методом последовательной верхней релаксации. Предложенный способ решения был апробирован ранее [1].

Численные расчёты были проведены для следующих значений определяющих безразмерных параметров: Ra =  $10^4$ ,  $10^5$ , Pr = 7.0,  $\xi = 10.0-1000.0$ , Os = 1.0-30.0, Da =  $10^{-4}-10^{-2}$ ,

 $\varepsilon = 0.3-0.9, \ \delta = h/L = 0.0-1.0.$  На рис. 2 проиллюстрированы трёхмерные поля температуры для чистой жидкости и твёрдого скелета в полости при Ra =  $10^4$ , Pr = 7.0,  $\xi = 100.0$ , Os = 5.0, Da =  $10^{-3}$ ,  $\varepsilon = 0.6$ ,  $\delta = 0.5$ . Полученные результаты наглядно иллюстрируют сложившуюся картину теплообмена в полости. Естественная конвекция инициируется разностью температур между источником энергии и охлаждающими боковыми границами куба. При этом для жидкой фазы над нагревателем образуется тепловой факел, в то время как в твёрдом скелете преобладающим механизмом теплообмена является теплопроводность в силу высокой теплопроводности пористой вставки.



Рис. 2. Распределение температуры двух фаз в полости:  $a - \theta_{f_s} \delta - \theta_s$ 

Работа выполнена в рамках реализации проекта Российского фонда фундаментальных исследований (договор № 20-31-90080).

#### Литература

1. Astanina M. S., Sheremet M. A., Umavathi J. C. Unsteady natural convection in a partially porous cavity having a heat-generating source using local thermal non-equilibrium model // Int. J. Numer. Methods Heat Fluid Flow. 2019. Vol. 29, No. 6. P. 1902–1919.

2. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. – 656 с.

#### УДК 533.6.011.55

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ФОРМЫ ПЕРЕДНЕЙ КРОМКИ ПЛАСТИНЫ НА НАГРЕВ ЕЕ ПОВЕРХНОСТИ И ПОЛОЖЕНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА РЕЖИМЕ СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

# Н. И. Батура, Г. Н. Дудин, Н. Г. Журкин

Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н. Е Жуковского, г. Жуковский, Россия

Экспериментальное исследование проводилось в гиперзвуковой АДТ с максимальным временем действия до 60 с. Рабочим газом является воздух. Расчетная скорость потока воздуха в рабочей части  $u_{\infty} = 2500$  м/с, диаметр ядра равномерного потока около 80 мм, а темпе-

ратура газа в нем  $T_{\infty} = 241$  К. Давление и температура в рабочей части АДТ соответствуют параметрам в атмосфере Земли на высоте примерно 32–35 км.

Регистрация положения ударной волны производилась через окно с кварцевым стеклом видеокамерой CASIO EX-F1 в формате 4:3 с разрешением  $640 \times 480$  пикселей и скоростью 30 кадр/с. Через второе окно с германиевым стеклом велась регистрация температуры на поверхности пластины тепловизором FLIR T420 60 Гц с тремя диапазонами измеряемой температуры: от -20 °C до 150 °C, от 0 °C до 650 °C, от 200 °C до 1200 °C, оснащенным цифровой камерой CCIR/PAL 3.1 Мп со скоростью 16 кадр/с.

Для исследований были изготовлены две модели из пластин конструкционной керамики, созданной на основе нитрида кремния Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. Керамика такого типа выдерживает без разрушения температурные градиенты до 200 К/см, предельная температура при нагреве в вакууме составляет около 1400 К, а теплопроводность  $\lambda = 31.7-18.3$  Вт/(м·К). Длина моделей 110 мм, ширина 50 мм и толщина 3.6 мм. Модель № 1 с острой передней кромкой имеет форму несимметричного клина с углом 10°. На рис. 1, *а* представлена фотография данной модели с клином, закрепленной горизонтально на державке в рабочей части АДТ.



Рис. 1. Экспериментальные модели с установленными клиньями: *а* – модель № 1; *б* – модель № 2

Модель № 2 изготовлена из пластины с цилиндрической передней частью радиусом 1,8 мм. Для имитации щитков использовались клинья (ширина 50 мм, высота 10, 20, 30 мм, длина 40 мм), изготовленные из теплоизоляционного материала АГ-4. Испытания проводились как на пластине без клиньев, так и с установленными клиньями. В данных экспериментах число Рейнольдса  $\text{Re}_{\infty l} = 5600$  вычислено по параметрам невозмущенного потока и длине моделей l = 110 мм, а параметр гиперзвукового взаимодействия  $\chi = M_{\infty}^3 / \sqrt{\text{Re}_{\infty l}} = 7.1$ , что соответствует режиму сильного вязко-невязкого взаимодействия [1].

В данной работе экспериментально исследуется влияние обтекания пластин с односторонне заостренной и с цилиндрически затупленной передней кромкой с клином, установленным в окрестности задней кромки, на аэродинамический нагрев их поверхности и на распространение возмущений против потока на режиме сильного вязко-невязкого взаимодействия при длительности пуска АДТ до 30 с. За это время поверхность модели успевает достаточно сильно нагреться, при этом распределение температуры модели может существенно изменяться как с течением времени, так и вдоль пластины. В этом случае на поверхности пластины формируется нестационарный пограничный слой, а, следовательно, для режима сильного вязко-невязкого взаимодействия это может вести к образованию нестационарного течения в ударном слое. В результате на клин набегает нестационарный поток, что приводит к возникновению нестационарных возмущений, которые распространяются против потока по дозвуковой части пограничного слоя. Так как в данных экспериментах наблюдался достаточно сильный аэродинамический нагрев моделей, то на основе записей видеокамеры было оценено его влияние на изменение положения головной ударной волны (толщины возмущенной области) на расстоянии 70 мм от передней кромки с течением времени. Зависимость от времени расстояния от поверхности пластины до внешней границы головной ударной волны  $Y_{yB}$  на расстоянии x = 70 мм от передней кромки модели  $N_2$  1 представлена на рис. 2.



Рис. 2. Зависимость координаты головной ударной волны  $Y_{yB}$  на расстоянии x = 70 мм от передней кромки модели № 1 от времени: 1 - 6е3 клина; 2 - клин 10 мм; 3 - клин 20 мм; 4 - клин 30 мм

Аэродинамический нагрев данной модели без клина (кривая 1) приводит к монотонному увеличению этой координаты за время пуска в течение 30 с на 7.5%. Для модели № 1 с клином высотой 10 мм (кривая 2) происходит увеличение этого расстояния по сравнению с пластиной без клина (кривая 1) примерно на 4.5%. Установка клиньев большей высоты, начиная с 20 мм (кривая 3), приводит к уменьшению величины Уув. Заметим, что ударная волна и в случае клина 30 мм (кривая 4) лежит выше, чем на модели без клина, однако к 30-й секунде пуска это различие уменьшается до 1.5%. Следовательно, в исследованном диапазоне увеличение высоты клина (увеличение угла наклона передней поверхности клина), установленного на модели № 1 с заостренной передней кромкой, приводит к увеличению области возмущенного течения перед клином (головная ударная волна отдаляется от поверхности пластины), если имеет место неравномерный нестационарный аэродинамический нагрев модели, однако характер этой зависимости не монотонный. Данную немонотонность можно объяснить тем, что при установке клина высотой 10 мм возмущенная область течения около заостренной пластины, содержащая дозвуковые и сверхзвуковые струйки течения, в среднем ведет себя как дозвуковая область течения (докритическая), а при установке клиньев большей высоты – как сверхзвуковая (закритическая) [2].

Зависимость от времени координаты головной ударной волны  $Y_{yB}$  на расстоянии x = 70 мм от передней кромки модели № 2 (с затупленной передней кромкой) приведена на рис. 3.





В данном случае аэродинамический нагрев модели № 2 приводит к увеличению этой координаты за время пуска в течение 30 с меньше, чем на 2%. Интересно отметить, что для модели № 2 установка клина высотой 10 мм (кривая 2) приводит к уменьшению этого расстояния по сравнению с пластиной без клина (кривая 1) на 4%. Установка клиньев большей высоты приводит к монотонному уменьшению величины  $Y_{y_B}$  (кривые 3, 4). Максимальное уменьшение наблюдается при высоте клина 30 мм (кривая 4) и составляет 8.5% по сравнению с моделью № 2 без клина (кривая 1). Следовательно, в этом случае возмущенная область течения в среднем для всех исследованных клиньев ведет себя как сверхзвуковая. Сравнение результатов, приведенных на рис. 2, 3, показывает, что высота клина (угол наклона передней поверхности клина) влияет на изменение положения ударной волны на модели № 1 с заостренной передней кромкой слабее, чем на модели № 2 с притупленной кромкой. Это может быть объяснено тем, что на модели № 2 область возмущенного течения примерно в полтора раза больше, чем около модели № 1.

Зависимости от времени безразмерной температуры  $T_w/T_\infty = (K_t T_w[^\circ C] + 273[K])/T_\infty$  в точках 1, 2 и 3 на модели № 1 без клина (кривые a1-a3) и с клином высотой 30 мм (кривые b1-b3) и ее максимального значения, достигаемого на передней острой кромке (кривые a4, b4), приведены на рис. 4. Здесь  $T_w[^\circ C]$  – температура, которую измеряет тепловизор,  $K_t =$ = 1.52 – поправочный коэффициент,  $T_\infty = 241$  К – температура в ядре потока. В экспериментах точка 3 располагалась на расстоянии 5 мм от передней кромки модели № 1, точка 1 – перед клином на расстоянии 5 мм. Точка 2 располагалась посередине между точками 1 и 3. Перед началом пуска безразмерная температура в этих точках находилась в пределах от 1.27 до 1.332 (показания тепловизора от 26 °C до 31 °C). К моменту окончания пуска (t = 30 с) с моделью № 1 без клина она достигла в точке 1 значений 1.915 (кривая a1, показания тепловизора 124 °C), в точке 2 – 2.43 (a2, 205 °C), в точке 3 – 3.721 (a3, 409 °C), в точке 4 – 3.727 (a4, 410 °C), и это означает, что имеет место неравномерный нестационарный нагрев поверхности заостренной пластины.



Рис. 4. Зависимости от времени безразмерной температуры  $T_w/T_\infty$  в точках 1, 2, 3 на модели № 1 без клина (кривые a1-a3), ее максимального значения на передней кромке (кривая a4), с клином высотой 30 мм (кривые b1-b3), ее максимального значения (кривая b4)

Сравнивая кривые b1, b2, b3 (клин высотой 30 мм) с распределением безразмерной температуры на пластине без клина (кривые a1, a2, a3), можно отметить, что в данном испытании температура в точке 1 (кривые a1 и b1) практически совпадает, так как различие не превышает 2 °C. Близка температура и в точке 2 (кривые a2 и b2), за исключением интервала от 10-й до 15-й секунды, когда различие увеличивается до 5–6 °C. В точке 3 (кривые a3 и b3) различие температуры до 16 °C наблюдается примерно до 15-й секунды с момента ввода модели в поток. При этом температуры в точках 1 и 2 на модели № 1 без клина оказываются выше, чем на модели с клином высотой 30 мм. Наибольшие различия зафиксированы на передней кромке модели (кривые a4 и b4), начиная примерно с 10-й секунды испытания. При

этом температура передней кромки модели с клином оказывается на 38 °C выше, чем на модели без клина. Из анализа приведенных данных можно сделать вывод, что установка клина на модели № 1 все же влияет на распределение температуры в передней части модели и практически не влияет на ее распределение перед клином. Зависимости от времени безразмерной температуры  $T_w/T_\infty$  в точках 1, 2, 3 на модели № 2 без клина (кривые a1-a3) и с клином высотой 30 мм (кривые b1-b3) и ее максимального значения, достигаемого на передней затупленной кромке (кривые a4, b4), приведены на рис. 5



Рис. 5. Зависимости от времени безразмерной температуры  $T_w/T_\infty$  в точках 1, 2, 3 на модели № 2 без клина (кривые a1-a3), ее максимального значения на передней кромке (кривая a4), с клином высотой 30 мм (кривые b1-b3), ее максимального значения (кривая b4)

Сравнивая кривые b1, b2, b3 (клин высотой 30 мм) с распределениями безразмерной температуры на пластине без клина (кривые a1, a2, a3), можно отметить, что в данном испытании температуры в точке 1 (кривые a1, b1) практически совпадают. В точке 2 кривая a2 располагается ниже кривой b2 на 1.5%. Максимальная разница температуры в точке 3 (кривые a3, b3) достигают 3%. Заметим, что в отличие от обтекания модели № 1 в данном случае все кривые b1, b2, b3, b4 лежат выше кривых a1, a2, a3, a4. Таким образом, установка клина высотой 30 мм на модели № 2 практически не влияет на температуру в точке 1, но начинает влиять на распределение температуры на поверхности модели № 2, начиная с точки 2. Следовательно, и в этом случае возмущения от клина распространяются в пограничном слое против потока на всю длину пластины. Таким образом, в рассмотренных случаях имеет место распространение в пограничном слое против потока возмущений индуцированного давления, вызываемых клином. Этот эффект несколько сильнее проявляется в случае, когда пластина затуплена. Физически это различие можно объяснить тем, что на затупленной пластине области дозвукового течения в пограничном слое становится больше.

#### Литература

1. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М.: Изд-во ИЛ, 1962. – 607 с.

2. Нейланд В. Я., Боголепов В. В., Дудин Г. Н., Липатов И. И. Асимптотическая теория сверхзвуковых течений вязкого газа. М.: Физматлит, 2003. – 456 с.

#### УДК 614.84

# ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ ПРИ ГОРЕНИИ ТИПИЧНЫХ ОЧАГОВ ПОЖАРА В ПОМЕЩЕНИЯХ

# Р. С. Волков, А. О. Жданова, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак\*

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия \* pavelspa@tpu.ru

Обнаружение очага возгорания и его идентификация на всех основных стадиях пожара являются ключевыми в области пожарной безопасности закрытых и изолированных от внешней среды помещений. Анализу измерений характеристик очагов горения (в частности, полей температур, создаваемых таким очагом, тепловыделения, скоростей распространения и др.) в условиях пожара посвящен ряд исследований, в частности [1–5]. Полученные результаты используются для оценки пожарной опасности зданий при разработке их противопожарной защиты.

Такие характеристики очагов горения из древесины (дуб, лиственница, кедр) как скорость выделения тепла, скорость обугливания, образование токсичных газов (CO и CO<sub>2</sub>) изучены в [6]. Показано, что характер горения древесины при низкой плотности теплового потока ( $q \approx 20 \text{ kBr/m}^2$ ) существенно отличается от горения древесины при  $q > 35 \text{ kBr/m}^2$ . Для разных пород древесины зарегистрированы отличия в длительности загорания, скоростях тепловыделения, обугливания и распространения пламени. Полученные результаты являются руководством для проектирования огнестойких деревянных конструкций с минимальными значениями концентраций выбросов токсичных веществ и подтверждают необходимость настройки диапазонов измерений датчиков систем пожаротушения в зависимости от характеристик очага горения.

Целью настоящего исследования является определение характеристик очага возгорания в помещениях на ранних стадиях горения на основе результатов экспериментальных исследований процессов нагрева типичных веществ и материалов.

Экспериментальный комплекс состоял из изолированного бокса (рис. 1), щита автоматики, регистрирующих устройств и систем (термопары, тепловизор, система газоанализа, FD (датчики пламени), HD (тепловые датчики), SD (дымовые датчики), а также ПК для сбора и



Рис. 1. Схема экспериментального стенда: *1* – модельный очаг; *2* – смотровое окно

записи информации). Бокс для размещения очага пожара представляет параллелепипед размерами 1.5×1×1.25 м (рис. 1), грани которого выполнены из стекломагнезитового листа, прикрепленного к каркасу из алюминиевых балок. Смотровое окно выполнено из огнеупорного стекла толщиной 4 мм размерами 0.7×0.8 м.

Для регистрации температур модельного очага экспериментальный стенд дополнительно оснащался тепловизором "Testo-885" (спектральный диапазон 7.5–14 мкм; диапазон измеряемых температур –30–1200 °C; диапазон изменения коэффициента излучения 0.01–1; разрешение кадра 640×480 pix), информация с которого передавалась напрямую на ПК. Сигналы с точечных детектеров (FD, HD, SD) подаются на щит автоматики, который оснащен набором электрических устройств для осуществления функций отображения данных с пожарных извещателей, сбора информации с датчиков и сигналов с термопар, а также передачи данных на ПК для последующей регистрации и анализа.

Модельный очаг выкладывался на металлический поддон, расположенный в нижней части (основании) по центру полости экспериментального стенда (см. рис. 1). При помощи газовой горелки очаг разжигался равномерно по всей площади поверхности. Общее время розжига составляло от 10 до 90 с в зависимости от размеров очага, обусловленных массой горючего материала. При этом минимальное время розжига соответствовало бумаге, а максимальное – древесине. В выполняемых экспериментах были идентифицированы следующие стадии пожара (горения) [7]: начальная стадия – начало тления материала под воздействием пламени от газовой горелки при отсутствии пламенного горения последнего; разгорание – процесс неустойчивого, быстро прекращающегося (в случае отсутствия пламени газовой горелки) горения, определяющий момент перехода пожара от начальной в развитую стадию); пламенное горение – процесс сгорания горючего материала при отсутствии визуально наблюдаемого пламени.

На рис. 2 приведены термопарные тренды изменения температуры в разных частях экспериментального стенда при горении исследуемых очагов. Термопары TC#1 и TC#2 размещались на потолочной грани стенда над модельным очагом на высоте 1.25 м от основания очага. Термопары TC#3 и TC#4 размещались на двух противоположных друг другу боковых гранях стенда таким образом, что модельный очаг пожара находился между ними. Высота установки термопар TC#3 и TC#4 составила 0.3 м относительно основания очага, расстояние от термопар до центра очага в горизонтальной плоскости составляло 0.45 м. На рисунке показано, что температура в контрольных зонах стенда существенно зависит от массы очага и, как следствие, его тепловыделения: чем больше (по массе) очаг, тем выше максимальные температуры газовой среды. С использованием полученных результатов были рассчитаны значения плотностей тепловых потоков – конвективного  $q_{conv}$  (от окружающей газовой среды к очагу), кондуктивного  $q_{cond}$  и лучистого  $q_{rad}$  (от очага в газовую среду). Использовались формулы

$$q_{\rm conv} = \alpha (T_{\rm g} - T_{\rm f}); \tag{1}$$

$$q_{\rm cond} = \lambda_{\rm g} (T_{\rm f} - T_{\rm g}) / D_{\rm f}; \qquad (2)$$

$$q_{\rm rad} = \sigma \varepsilon_{\rm f} (T_{\rm f}^4 - T_{\rm g}^4), \tag{3}$$

где  $\alpha = \lambda_g \cdot \text{Nu}/D_f$ ,  $\text{Nu} = 2 + 0.6 \cdot \text{Re}^{0.5} \text{Pr}^{0.334}$ ,  $\text{Re} = U_g D_f / \gamma$ ,  $\text{Pr} = \gamma \rho_g C_g / \lambda_g$ ,  $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Br}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ .



Рис. 2. Динамика изменения температуры в разных зонах полости стенда при горении древесины

Значения є<sub>f</sub> принимались в соответствии с основным материалом в очаге: древесина, линолеум – 0.91; бумага, картон – 0.96. При выборе значений  $\lambda_g$ ,  $\gamma$ ,  $\rho_g$  и C<sub>g</sub> учитывалась температура газовой среды ( $T_g$ ). В качестве значений  $T_f$  принималась средняя температура поверхности очага в режиме пламенного горения, полученная по результатам тепловизионной визуализации. Скорость свободной конвекции в полости стенда принималась равной 0.1 м/с. С целью определения диапазонов изменения значений тепловых потоков в качестве  $T_g$  использовались начальная температура газовой среды (20 °C), а также значения температур, установленные по результатам экспериментальных исследований (рис. 2), – максимальная температура газовой среды в верхней части стенда (TC#1, TC#2) и максимальная температура газовой среды в боковой поверхности стенда (TC#2, TC#3). Последнее обусловлено неоднородностью температур газовой среды полости экспериментального стенда в процессе горения модельных очагов. На завершающем этапе рассчитывалось значение суммарного удельного (с единицы площади поверхности модельного очага) теплового потока (4):

$$q_{\rm sum} = q_{\rm conv} + q_{\rm cond} + q_{\rm rad}.$$
 (4)

В результате выполненных вычислений установлено, что в зависимости от принимаемой при расчетах температуры  $T_g$  и начальной массы очага ( $m_f$ ) значения тепловых потоков для различных типов очагов могут варьироваться в диапазонах, представленных в таблице. Видно, что основной вклад в суммарный тепловой поток вносит лучистый теплообмен, что характерно для пожаров различной категории.

Материал очага	$q_{\mathrm{conv}}(\mathrm{\kappa Br})$	$q_{\mathrm{cond}}$ (кBT)	$q_{ m rad}(\kappa{ m Br})$	$q_{ m sum}$ (кBT)
Древесина	2.92-1.31	0.08-0.24	17.34–18.07	15.38–16.58
Линолеум	4.79–1.7	0.12-0.63	10.14-10.2	6.09-8.58
Бумага	1.68-0.73	0.04-0.1	12.15-12.92	11.29–12.03
Картон	1.76-0.91	0.04-0.11	13.99–14.5	12.8–13.48

#### Диапазоны изменения значений удельных тепловых потоков для различных типов очагов

В результате выполненных экспериментальных исследований установлены характеристики типичного очага возгорания в помещениях на стадиях инициирования и протекания горения. Выделены основные стадии горения модельных очагов. Показано, что определить стадии можно как по характеристикам термопарных трендов, так и по результатам газоанализа: стадии разгорания и горения очага характеризуются ростом концентраций CO<sub>2</sub>, CO, снижением концентрации O<sub>2</sub>, увеличением температуры в помещении; стадия тления характеризуется снижением концентрации CO<sub>2</sub>, выходом на постоянные значения концентрации CO, незначительным ростом концентрации O<sub>2</sub>, а также снижением температуры в помещении. Определено, что на стадии пламенного горения значения суммарного теплового потока от очагов различного типа может достигать значений: древесина – 16.6 кВт/м<sup>2</sup>, линолеум –  $8.6 \text{ kBt/m}^2$ , бумага типа "A" – 12 кВт/м<sup>2</sup>, гофрированный картон – 13.5 кВт/м<sup>2</sup>. Для дымовых, тепловых и датчиков пламени определены карты режимов срабатывания. Вычислены зависимости значений относительной частоты срабатывания датчиков (FD, HD, SD) от массы навески при горении древесины, линолеума, бумаги и картона.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 21-19-00009).

#### Обозначения

 $C_{\rm g}$  – теплоемкость газовой среды, кг/м<sup>3</sup>;  $D_{\rm f}$  – условный диаметр модельного очага, м;  $m_{\rm f}$  – масса очага (г); Nu – число Нуссельта; Pr – число Прандтля;  $q_{\rm cond}$  – плотность кондуктивного теплового потока, кВт/м<sup>2</sup>;  $q_{\rm conv}$  – плотность конвективного теплового потока, кВт/м<sup>2</sup>;  $q_{\rm rad}$  – плотность лучистого теплового потока, кВт/м<sup>2</sup>;  $q_{\rm sum}$  – суммарная плотность удельного теплового потока, кВт/м<sup>2</sup>; t – время, с; T – температура, °C;  $T_{\rm f}$  – температура поверхности модельного очага, °C;  $T_{\rm g}$  – температура газовой среды, K;  $U_{\rm g}$  – скорость движения (свободной конвекции) газовой среды, м/с;  $\alpha$  – коэффициент теплообмена, Вт/(м<sup>2</sup>·K);  $\lambda_{\rm g}$  – коэффициент теплопроводности газовой среды, Вт/(м·K).

# Литература

1. Zhang X., Zhang Z., Su G., Tang F., Liu A., Tao H. Experimental study on thermal hazard and facade flame characterization induced by incontrollable combustion of indoor energy usage // Energy. 2020. Vol. 207. P. 118173.

2. Qin R., Zhou A., Chow C. L., Lau D. Structural performance and charring of loaded wood under fire // Engineering Structures. 2021. Vol. 228. P. 111491.

3. Schmid J., Brandon D., Werther N., Klippel M. Technical note – thermal exposure of wood in standard fire resistance tests // Fire Safety J. 2019. Vol. 107. P. 179–185.

4. Zhou Z., Wei Y., Li H., Yuen R., Jian W. Experimental analysis of low air pressure influences on fire plumes // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 70. P. 578–585.

5. Mitrenga P., Osvaldová L. M., Marková I. Observation of Fire Characteristics of Selected Covering Materials Used in Upholstered Seats // Transportation Research Procedia. 2021. Vol. 55. P. 1775–1782.

6. Hao H., Chow C. L., Lau D. Effect of heat flux on combustion of different wood species // Fuel. 2020. Vol. 278. P. 118325.

7. ГОСТ Р 54081-2010 (МЭК 60721-2-8:1994) Воздействие природных внешних условий на технические изделия. Общая характеристика. Пожар от 30 ноября 2010 – docs.cntd.ru, (n.d.). https://docs.cntd.ru/document/1200087210 (accessed November 6, 2021).

#### УДК 532.526.4

# ВЛИЯНИЕ УГЛА АТАКИ ПЛАСТИНЫ, УСТАНОВЛЕННОЙ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ, НА ПОЛЕ СКОРОСТИ И ТРЕНИЕ НА ПОВЕРХНОСТИ

# В. Л. Жданов<sup>1</sup>, И. Г. Кухарчук<sup>1</sup>, А. Ю. Дьяченко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск <sup>2</sup>Институт теплофизики имени С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Экспериментальные исследования влияния угла атаки тонкой пластины  $(0.4 \cdot 10^{-3} \text{ м})$  на поле скорости и сдвиговые напряжения на поверхности выполнены в водяном канале прямоугольного сечения высотой 2h = 0.05 м методом PIV [1]. Пластина прямоугольной формы имела поперечный к потоку размер l = 0.024 м (размах), длину c = 0.012 м (хорда), и была установлена в турбулентном пограничном слое на высоте на расстоянии 0.4 м от начала канала. Двумя ножками b = 0.01 м толщиной  $0.5 \cdot 10^{-3}$  м пластина закреплялась на нижней поверхности канала под углом атаки к потоку равным 0°, (+2°) и (-2°) (рис. 1).



Рис. 1. Геометрия пластины

Водяной поток заселялся частицами размером 4 мкм. Цифровая камера 4Мрх (разрешение 2048×2048 пикселей) осуществляла съемку распределений частиц со скоростью 70 кадр/с в плоскости лазерного ножа, генерируемого импульсным лазером Nd:YAG мощностью 50 мДж. Камера была оснащена объективом Nikon Micro-Nikkor 60 мм f/2.8D и двумя разделительными кольцами PK-11, что позволило разрешить половину толщины пограничного слоя при числе Рейнольдса Re = 7750 (коэффициент увеличения изображения 0.97). Изображения распределения частиц обрабатывались программой Insight 4G (TSI) для получения векторного поля скорости. Расход в канале обеспечивал среднюю скорость  $U_0 =$ = 0.31 м/с и поддерживался с точностью ±1%. Для формирования развитого турбулентного пограничного слоя в начале канала на нижней поверхности закреплялась круглая трубка диаметром 0.004 м.

Характеристики турбулентного пограничного слоя в канале без пластины на расстоянии 0.4 м от его входа: расход – 6 м<sup>3</sup>/ч,  $U_0 = 0.31$  м/с;  $\text{Re}_h = hU_0/\nu = 7750$ ;  $\delta = 21.5 \cdot 10^{-3}$ м;  $\delta_1 = 3.191 \ 10^{-3}$  м;  $\delta_2 = 2.0191 \ 10^{-3}$  м; H = 1.58;  $\text{Re}_{\delta 2} = U_0 \delta_2 / \nu = 626$ .

Разрешение пограничного слоя позволяло измерять скорость в ламинарном подслое не менее чем в пяти точках и по наклону аппроксимационной линии определять напряжение сдвига на поверхности в данном сечении канала:

$$\tau = \mu \frac{\partial U}{\partial y},\tag{1}$$

где *U* – скорость в ламинарном подслое, µ – коэффициент динамической вязкости воды.

Профили компонент средней скорости и их пульсаций за пластиной, представлены в координатах внутренней области турбулентного пограничного слоя  $(u^+, y^+)$ :

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau}, \quad y^+ = \frac{yu_\tau}{v}, \tag{2}$$

где  $u_{ au} = \sqrt{rac{ au}{
ho}}$ , ho-плотность воды

Профили продольной и нормальной компонент средней скорости и их пульсаций за пластиной сравниваются с соответствующими профилями в канале без пластины (реф. проф.). Пластина, установленная под нулевым углом атаки на высоте h = 0.0032 м, вызывала рост продольной компоненты скорости в логарифмической области ( $y^+ \ge 30$ ) до расстояния  $x/\delta \sim 6$  (рис. 2, *a*)

Увеличение скорости  $u^+$  указывает на снижение поверхностного трения в результате взаимодействия следа за пластиной с пристеночной средой. Нормальная скорость на расстоянии  $x/\delta = 0.8$  знакопеременная. Положительная скорость отражает вовлечение пристеночной среды в нижний сдвиговой слой следа (рис. 2,  $\delta$ ). Это вовлечение приводит

к уменьшению продольной скорости, что проявляется в падении уровня продольных пульсаций в буферной области (рис. 2, *в*). Минимум этих пульсаций фиксируется в интервале  $1.8 \le x/\delta \le 3.9$ , и они восстанавливаются к расстоянию  $x/\delta = 7.7$ . Локальный пик продольных пульсаций в логарифмической области вызван вовлечением среды в верхний сдвиговой слой. Он уменьшается вниз по течению по мере вырождения этого слоя. Нормальные пульсации снижаются в буферной и в логарифмической области на расстоянии  $x/\delta = 0.8$ . Локальный максимум возникает на координате  $y^+ \sim 52$  как результат взаимодействия противоположных сдвиговых слоев. С расширением следа пульсации увеличиваются, восстанавливаясь к расстоянию  $x/\delta \sim 6$ . Ниже по течению нормальные пульсации в логарифмической области становятся выше, чем в невозмущенном пограничном слое.



Рис. 2. Профили компонент средней скорости  $(a, \delta)$  и их пульсаций (s, c) за пластиной; установленной под углом атаки 0°

За пластиной, установленной под положительным углом атаки ( $\alpha = +2^{\circ}$ ), скорость  $u^+$  увеличивается в логарифмической области менее интенсивно, чем за пластиной под нулевым углом атаки (рис. 3, *a*). Прирост скорости в этой области наименьший вблизи пластины ( $x/\delta = 0.8$ ), а максимальные значения наблюдаются в более узком интервале  $2.8 \le x/\delta \le 3.9$ . Скорость снижается, приближаясь к уровню в невозмущенном пограничном слое на расстоянии  $x/\delta \sim 6$ .

Нормальная скорость за пластиной становится отрицательной, отражая подвод высокоскоростной среды из логарифмической области в буферную область (рис. 3,  $\delta$ ). Очевидно, что это происходит в результате преобладающего воздействия верхнего сдвигового слоя следа. Однако эта скорость быстро вырождается в буферной области, поэтому продольные пульсации снижаются качественно подобным образом, как и за пластиной под нулевым углом атаки, формируя практически тот же уровень минимальных значений, но в интервале  $1.8 \le x/\delta \le 2.4$ , т.е. более рано (рис. 3, e). Продольные пульсации восстанавливаются в буферной и логарифмической области к расстоянию  $x/\delta \sim 6$ . Нормальные пульсации снижаются в буферной области и практически остаются неизменными в интервале  $0.8 \le x/\delta \le 3.9$  (рис. 3, e). Локальный максимум, генерируемый взаимодействием сдвиговых слоев, возрастает, а его координата практически та же, что и за пластиной с нулевым углом атаки ( $y^+ \sim 53$ ). В буферной области нормальные пульсации восстанавливались к расстоянию  $x/\delta \sim 6$ , а в логарифмической области – к расстоянию  $x/\delta = 10.2$ , увеличиваясь ниже по течению.



Рис. 3. Профили компонент средней скорости  $(a, \delta)$  и их пульсаций (e, c) за пластиной; установленной под углом атаки  $(+2^{\circ})$ 

Скорость  $u^+$  за пластиной под отрицательным углом атаки (-2°) возрастает как в буферной области (перед дефектом скорости), так и за ним в логарифмической области. Такое изменение скорости подобно ее изменению за пластиной, установленной под нулевым углом атаки (рис. 4, *a*). Однако при отрицательном угле атаки прирост скорости в логарифмической области наблюдается до расстояния  $x/\delta \sim 8$ , хотя с удалением от пластины увеличение скорости проявляется на больших значениях  $y^+$ . Максимум нормальной скорости в буферной области на расстоянии  $x/\delta = 0.8$  увеличивается на ~33%, а в логарифмической области скорость приближается к нулю (рис. 4, б). Такое изменение скорости отражает смещение оси следа и отток пристеночной среды от поверхности канала во всем исследованном интервале расстояний. Продольные пульсации уменьшаются слабо в буферной области на расстоянии  $x/\delta = 0.8$ , а в логарифмической ими формируется локальный пик в верхнем сдвиговом слое (рис. 4, 6). Продольные пульсации уменьшаются в буферной области с удалением от пластины до расстояния  $x/\delta = 3.9$ . Ниже по течению они медленно возрастают, так и не достигая уровня их значений в невозмущенном пограничном слое к расстоянию  $x/\delta = 12.5$ , существенно возрастая в логарифмической области. Нормальные пульсации на расстояниях  $x/\delta \le 1.8$  снижаются на границе буферной и логарифмической области, увеличиваясь в логарифмической области (рис. 4, r). Локальный максимум пульсаций смещается на координату  $y^+ = 94$ , указывая на удаление оси следа от поверхности канала.

Изменение коэффициента поверхностного трения  $c_{\rm f} = \frac{2\tau}{\rho U^2}$  за пластиной показано на рис. 5 ( $c_{\rm f0}$  – средний коэффициент трения в канале без пластины). Как видно, коэффициент  $c_f$  уменьшается наиболее сильно и на большем удалении от пластины, установленной под отрицательным углом атаки.



Рис. 4. Профили компонент средней скорости  $(a, \delta)$  и их пульсаций (e, z) за пластиной; установленной под углом атаки  $(-2^{\circ})^{\circ}$ 



Рис.5. Изменение коэффициента поверхностного трения на стенке за пластиной

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского фонда фундаментальных исследований (грант Т20Р -043) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 20-58 00038).

#### Литература

1. Жданов В. Л., Кухарчук И. Г., Терехов В. И. Поле скорости за пластиной, установленной во внутренней области турбулентного пограничного слоя // ИФЖ. 2020. Т. 94, № 5. С. 1278–1284.

#### УДК 532.517:536.25

# СТАЦИОНАРНЫЕ И АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ ИСТЕЧЕНИЯ ПЛОСКОЙ ВОЗДУШНОЙ СТРУИ В ОГРАНИЧЕННОЕ ПРОСТРАНСТВО: ПЕРСПЕКТИВЫ УПРАВЛЕНИЯ ТЕПЛООТДАЧЕЙ

#### Н. Г. Иванов, М. А. Засимова, В. В. Кудрявцева, Е. Д. Степашева

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия ivanov ng@spbstu.ru

Параметры воздухообмена и уровень теплового комфорта в помещениях определяются структурой течения воздушного потока, формируемого приточными струями. Структура течения, которая может сильно зависеть как от параметров подаваемого воздушного потока, так и от расположения приточных диффузоров, оказывает существенное влияние на характеристики теплоотдачи от нагреваемых поверхностей. Управляемая смена режимов течения может дать возможность контролировать теплоотдачу и регулировать степень теплового комфорта. Изучение факторов, влияющих на смену режимов течения, необходимо проводить с привлечением тестовых задач с простой геометрической формой области течения (см., например, работы [1–3]).

Изученное экспериментально в [1] истечение одиночной плоской изотермической турбулентной струи в ограниченное пространство (полость) прямоугольной формы (рис. 1) представляет собой модельную задачу, в которой отчетливо зафиксирована смена режимов течения. Переход от одного режима течения к другому осуществлялся за счет изменения положения входного отверстия (среза сопла), подающего приточную струю в горизонтальном направлении. В [1] рассмотрены 23 варианта размещения сопла в полости. В зависимости от положения сопла фиксировался как стационарный режим без крупномасштабных колебаний (режим I), так и нестационарные режимы с низкочастотными колебаниями струи: нерегулярными (режим II) или периодическими (режим III). При реализации режимов II или III струя воздуха совершает автоколебательные движения без воздействия внешних сил. На рис. 1, *а* воспроизведена составленная в [1] на основе экспериментальных данных карта режимов течения, справедливая для значения числа Рейнольдса Re, построенного по высоте приточного отверстия, и среднерасходной скорости в диапазоне 1000  $\leq$  Re  $\leq$  5000. Символами на рисунке отмечены различные положения центра сопла, щтриховыми линиями показаны границы режимов течения.



Рис. 1. Карта режимов течения на основе данных из [1] (*a*), типичные варианты расположения сопла для различных режимов ( $\delta$ ), часть расчетной области: показана полость, в которой находит-ся приточное сопло ( $\beta$ )

Результаты численного моделирования для теста [1] представлены в работах [4-6] для варианта расположения сопла № 1 и в [6-8] для варианта № 3 (рис. 1, б), для варианта № 2 численное моделирование не проводилось. В [4, 5, 7, 8] помимо воспроизведения условий эксперимента решалась и тепловая задача: численно исследовалось истечение холодной струи в полость с нагретыми стенками, при этом в [4, 5, 7] эффекты плавучести не учитывались.

Цель настоящей работы – изучение смены режимов истечения струи в полость и его эффекта на теплоотдачу от нагретых стенок полости. Геометрия полости и характеристики на входе соответствуют условиям эксперимента [1], форма внешних границ сопла немного упрощена. Задача решается как в 2D, так и в 3D постановке.

Рассматривается течение в прямоугольной полости (рис. 1, *в*) высотой  $H_0 = 0.2$  м, длиной  $X_0 = 0.5$  м и шириной  $W_0 = 0.2$  м. В полости находится плоское сужающееся сопло, его ширина совпадает с шириной полости. Высота приточного отверстия, через которое воздух поступает в полость (наиболее узкое сечение сопла), равна  $h_0 = 0.01$  м. Высота сопла до сужения составляет  $3h_0 = 0.03$  м, длина узкой части сопла составляет  $3h_0 = 0.03$  м. Сопло находится на расстоянии X от торцевой стенки и H от нижней стенки полости.

Рассмотрены три различных варианта расположения сопла в полости (рис. 1, *a*, *б*): № 1 – при размещении сопла вблизи торцевой стенки (X = 0.1 м) примерно по центру полости (H = 0.085 м), этому варианту соответствует расчетная область, показанная на рис. 1, *в*; № 2 и № 3 – при размещении сопла на удалении от торцевой стенки (X = 0.4 м) как в окрестности нижней стенки (H = 0.04 м, вариант № 2), так и по центру полости (H = 0.1 м, вариант № 3). Для всех вариантов использовалась расширенная расчетная область, дополнительно включающая свободную внешнюю область справа от открытой границы полости.

Задача решалась в трех постановках: на основе модели несжимаемой жидкости с постоянными физическими свойствами; в постановке, учитывающей эффекты плавучести в приближении Буссинеска; с привлечением уравнения состояния совершенного газа (модель гипозвуковых течений). На срезе приточного сопла (входе в расчетную область, рис. 1, *в*) задавался однородный профиль скорости, значение модуля скорости  $V_{in} = 6$  м/с. На стенках полости задавалось условие прилипания. На границах примыкающей к полости внешней области задавались мягкие граничные условия (постоянство давления). На входной границе температура воздуха равна  $T_{in} = 300$  K, стенки полости поддерживались при постоянной температуре  $T_w$  в диапазоне от 310 до 380 K, поверхность сопла – адиабатическая стенка. Значение числа Рейнольдса составило Re =  $\rho h_0 V_{in}/\mu = 4000$ , число Прандтля Pr =  $\mu C_p/\lambda = 0.7$ . Число Грасгофа, построенное по высоте полости, Gr =  $\rho^2 g \beta (T_w - T_{in}) H_0^3/\mu^2$ , находилось в диапазоне  $10^7-10^8$ , что свидетельствует о реализации смешанноконвективного течения.

В расчетах использовались квазиструктурированные расчетные сетки с прямоугольными (в 2D) и гексагональными (в 3D) элементами, построенные в пакете ICEM CFD. Сетки имеют сгущение к входному отверстию и к стенкам полости (минимальный размер ячеек у стенки составил 0.03 мм). Общий размер сеток варьировался от 9 тыс. до 370 тыс. ячеек в 2D постановке и от 400 тыс. до 2.5 млн. ячеек в 3D постановке. Значение безразмерного расстояния от центра первой пристенной ячейки до стенок  $y^+$  во всех случаях не превышает 1.

Решались осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса (RANS/URANS подход). Для замыкания уравнений были выбраны четыре модели турбулентности: стандартная k- $\varepsilon$ , k- $\varepsilon$  RNG, k- $\omega$  SST и Spalart–Allmaras. Расчеты выполнены в гидродинамическом пакете ANSYS Fluent, обеспечивающим второй порядок точности по времени и пространству.

Получены детальные данные о структуре течения для стационарного и нестационарного режимов распространения струи в условиях пренебрежения эффектами плавучести. В соответствии с экспериментальной картой режимов течения [1] для двух вариантов расчета ( $N_{2}$  1 и  $N_{2}$  2) в расчетах воспроизведен стационарный режим распространения струи. На рис. 2, *a*, *б* показана структура течения, полученная для положения сопла  $N_{2}$  1. Струя распространяется от приточного отверстия к торцевой стенке, достигая которую разворачивается, двигаясь к выходу из полости вдоль нижней стенки. В верхней части полости (над соплом) формируется область застойного течения – рециркуляционное движение с пониженными значениями скорости менее 0.5 м/с. Численное решение хорошо согласуется с картинами течения, полученными в эксперименте [1]. Для стационарного режима проведены параметрические исследования влияния на решение размерности расчетной сетки и модели турбулентности. Видно, что имеет место заметная чувствительность решения к используемой модели турбулентности в области рециркуляционного движения (рис. 2, *в*).



Рис. 2. Стационарный режим истечения струи: *a*) линии тока, *б*) поле модуля скорости, *в*) профили скорости в трех сечениях, полученные в расчетах с различными моделями турбулентности

Для положения сопла  $\mathbb{N}$  2 за счет взаимодействия струи с ограничивающими стенками полости и ее открытой границей формируется более сложная структура течения, которая, тем не менее, остается стационарной. Численное решение при этом существенно зависит от положения выходной границы (рис. 3, *a*, *б*): только при включении в расчетную область внешней подобласти справа от открытой границы полости расчетная картина течения соответствует экспериментальной (рис. 3, *в*, по данным [1]).



Рис. 3. Стационарный режим истечения струи: поля скорости для вариантов расчета с постановкой выходного граничного условия: *a*) на границе полости, *б*) на границе, примыкающей к полости внешней области; *в*) поле скорости, полученное в эксперименте [1]

Для положения сопла № 3 реализуется нестационарный режим течения с периодическими колебаниями струи. На рис. 4, *а* показаны поля скорости за один период колебаний  $t_p$  в три момента времени: когда струя направлена в сторону верхней стенки полости практически горизонтально, а также в сторону нижней стенки. На рис. 4, *б*–*г* приведено сравнение колебаний модуля скорости в трех точках мониторинга по данным эксперимента [1] и расчета (положения точек мониторинга показаны на рис. 4, *a*). Период колебаний в расчете составил  $t_p = 1.2$  с, что на 20% ниже экспериментального значения  $t_p = 1.5$  с. Расчетные данные также несколько завышают амплитуду колебаний в точках Р<sub>1</sub> и Р<sub>2</sub>: различия достигают 25%.



Рис. 4. Нестационарный режим истечения струи: *a*) поля скорости в моменты времени *t*, равные 0,  $0.27t_p$ ,  $0.5t_p$ ; эволюция скорости в трех точках мониторинга: *б*) P<sub>1</sub>, *s*) P<sub>2</sub>, *c*) P<sub>3</sub>

Выявлено, что в рассмотренном диапазоне чисел Грасгофа эффекты свободной конвекции оказывают влияние на реализацию нестационарных режимов течения, модифицируя крупномасштабные вихревые структуры; в то же время границы режимов течения при переходе к неизотермической задаче существенно не меняются. Полученные количественные оценки чисел Нуссельта для всех рассмотренных вариантов позволяют заключить, что смена режима течения оказывает существенное влияние на теплоотдачу от поверхности стенок полости.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда (грант 22-29-00224).

#### Обозначения

 $V_x$ ,  $V_y$ ,  $V_z$  – компоненты вектора скорости, м/с; V – модуль вектора скорости, м/с; T – температура, К;  $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>;  $\mu$  – динамический коэффициент вязкости, кг/м·с; g – ускорение свободного падения, м/с<sup>2</sup>,  $\beta$  – коэффициент объемного расширения, К<sup>-1</sup>;  $C_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг·К);  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); t – время, с;  $t_p$  – период колебаний, с.

#### Литература

1. Mataoui A., Schiestel R., Salem A. Flow regimes of interaction of a turbulent plane jet into a rectangular cavity: experimental approach and numerical modelling // Flow, Turbulence and Combustion. 2001. Vol. 67. P. 267–304.

2. Bensider N., Mataoui A., Aksouh M. Control of self-sustained jet oscillations in 3D thin rectangular cavity // Chemical Engineering Research and Design. 2017. Vol. 117. P. 533–541.

3. Lawson N. J., Davidson M. R. An investigation of a low Strouhal number oscillatory jet submerged in a thin rectangular cavity // Proc. of 10th Intern. Sympos. on Application of Laser Techniques on Fluid Mechanics (Lisbon, Portugal). 2000. Vol. 11.

4. Iachachene F., Halouane Y., Mataoui A. Benaissa A. Steady regime of a turbulent plane jet flowing into a rectangular hot cavity // Progress in Computational Fluid Dynamics. 2016. Vol. 16. N 3. P. 179–189.

5. Iachachene F., Halouane Y., Mataoui A. Steady interaction of a turbulent plane jet with a rectangular heated cavity // Thermal Science. 2014.

6. Denisikhina D. M., Bassina I. A., Nikulin D. A., Strelets M. Kh. Numerical simulation of self-excited oscillation of a turbulent jet flowing into a rectangular cavity // High Temperature. 2005. Vol. 43, N 4. P. 568–579.

7. Iachachene F., Mataoui A., Halouane Y. Numerical investigations on heat transfer of selfsustained oscillation of a turbulent jet flow inside a cavity // J. of Heat Transfer. 2015. Vol. 137.

8. Aminzadeh M., Khadem J., Zolfaghari S. A., Omidvar A. Computational study on selfoscillatory flow induced by vertical and horizontal jets in partially heated and cooled cavities // Int. Communications in Heat and Mass Transfer. 2021. Vol. 129.

УДК 536.24

# ПОВЫШЕНИЕ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПУЧКОВ ТЕПЛООБМЕННЫХ ТРУБ С ВИХРЕГЕНЕРАТОРАМИ

# Р. Г. Кадыров<sup>1</sup>, А. А. Миронов<sup>1</sup>, И. А. Попов<sup>1</sup>, Г. С. Маршалова<sup>2,3</sup>, Ю. В. Жукова<sup>2</sup>, А. Д. Чорный<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ, г. Казань <sup>2</sup>Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск <sup>3</sup>Белорусский государственный технологический университет, г. Минск

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

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

Исследование парадокса Эйлера–Д'Аламбера способствовало установлению общих свойств возмущений, вызываемых в жидкости движением твердого тела, а также выяснению влияния вязкости жидкости на них в зависимости от формы обтекаемого тела и ряда других эффектов.

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

Известно, что при внесении возмущений [8] в пограничный слой на поверхности плохообтекаемого тела, в том числе кругового цилиндра, аэродинамическое сопротивление тела может резко уменьшится. При этом точка отрыва потока может сместиться вниз по потоку. Таким образом, отрывная область за телом будет иметь меньший поперечный размер, что приводит к значительному уменьшению сопротивления давления. Существует ряд методов, как пассивных, так и активных, позволяющих внести возмущения в пограничный слой. К таким методам относятся изменение структуры потока перед/за плохообтекаемым телом за счет установки направляющих элементов (пластин, тел меньшего размера) [8–13]; нанесение упорядоченной шероховатости [14], нанесение на поверхность плохообтекаемого тела генераторов вихрей [5–7]. Нанесенные на поверхность генераторы вихрей могут не только снизить аэродинамическое сопротивление, но и увеличить теплоотдачу как за счет увеличения площади теплопередающей поверхности, так и за счет уменьшения толщины динамического пограничного слоя (следовательно – и теплового пограничного слоя).

Цель работы – экспериментально исследовать конвективный теплообмен пучков труб с развитой поверхностью теплоотдачи для повышения теплогидравлической эффективности теплообменного аппарата.

Объект исследования – пучки теплообменных труб. Размеры опытных образцов: длина 0,076 м, внешний диаметр образцов  $d_t = 0,022$  м. Выемки на опытных образцах наносились на внешнюю поверхность в шахматном порядке и занимали 50, 75 и 100% от внешней поверхности образца. Увеличение площади поверхности образцов составляет f = 1,21; 1,31; 1,41 соответственно. Основные геометрические размеры выемок на опытных образцах: диаметр выемок d = 0,006 м, h = 0,003 м, продольный шаг t = 0,012 м, поперечный (по винтовой линии) шаг выступов s = 0,008 м (рис. 1). В экспериментах исследовались относительно глубокие выемки h/d = 0,5. Опытные образцы в рабочем участке исследовались при коридорном расположении (рис. 2) при продольных  $S_1$  и поперечных  $S_2$  шагах образцов. При шахматном расположении (компоновке) труб в пучке поперечный шаг S1 составлял 0,044 м, продольный шаг  $S_2 - 0,022$  м, что обеспечило значение относительных шагов  $a = S_1/d_t$  и  $b = S_2/d_t$  шагов и  $a \times b = 2 \times 1$ . При коридорном расположении (компоновке) образцов в рабочем участке исследовались относительный соследовались поперечный шаг  $S_1 = 0,044$  м и продольный шаг  $S_2 = 0,044$  м, что обеспечивало относительные  $a = S_1/d_t$  и  $b = S_2/d_t$  шаги и  $a \times b = 2 \times 2$ .



Рис. 2. Компоновка рассматриваемых образцов труб в рабочем участке: *а* – шахматная, *б* – коридорная

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

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

При исследовании коэффициентов теплоотдачи пучков труб (Re = 21 000) при шахматной компоновке определялись местные коэффициенты теплоотдачи на поверхности труб во всех 7 рядах пучка с последующим определением коэффициентов теплоотдачи на трубах в каждом ряду. Показано, что теплоотдача ряда № 1 составляет 68%, для ряда № 2 – 88% от уровня теплоотдачи труб третьего и последующих рядов (рис. 4). Полученные данные качественно близки к результатам ранее выполненных работ, в которых эти значения составили 60 и 70% соответственно.



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



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

Установленное распределение коэффициентов теплоотдачи характерно как для гладкостенных труб, так и для труб с различными компоновками вихрегенераторов. На рис. 5 представлены результаты экспериментального исследования пучков труб при шахматной компоновке и различной площадью, занимаемой вихрегенераторами. Установлено, что наибольшая интенсификация теплоотдачи характерна для труб № 3 и составляет 1,06–1,14 раз в диапазоне  $\text{Re} = 10^4 - 3 \cdot 10^4$ . Наименьшая интенсификация теплоотдачи наблюдается в пучках труб № 1 и составляет 1,01–1,08 раз. При определении коэффициентов теплоотдачи использовалась площадь гладкого цилиндра. Учитывая, что для труб № 1 увеличение площади теплообмена составляет 1,21; труб № 2 – 1,31; труб № 3 – 1,41 раза, выявленные уровни интенсификации теплоотдачи в 1,01–1,14 раз показывают, что интенсификация не связана с увеличением площади поверхности теплообмена. Нанесение сферических выемок несколько ухудшило условия теплообмена на поверхности выемок. Однако, как было показано ранее, нанесение выемок снизило прирост аэродинамического сопротивления пучков труб.



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

Эффективность пучков теплообменных труб при шахматной компоновке и различными вариантами нанесения вихрегенераторов сравнивалась с использованием безразмерного комплекса (Nu<sub>d</sub> / Nu<sub>d</sub>) / (Eu/Eu<sub>0</sub>). Результаты сравнения представлены на рис. 6.



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

Во всем диапазоне исследуемых чисел  $\text{Re} = 8 \cdot 10^3 - 30 \cdot 10^3$  наибольшая теплоаэродинамическая эффективность характерна для пучков труб № 3 с площадью нанесения вихрегенераторов 100%. Теплоаэродинамическая эффективность данных пучков составила  $(Nu_d/Nu_{d_0})/(Eu/Eu_0) = 1,1.$  Эффективность труб № 2 с площадью нанесения вихрегенераторов 75% соответствует уровню гладкого канала. Однако интенсификация теплоотдачи в данных каналах составляет 1,1 раза. Наименьшая эффективность наблюдается у пучка труб № 1 с площадью нанесения вихрегенераторов 50%. Уровень эффективности ниже гладкого канала и составляет в среднем 0,95 раз, несмотря на то, что уровень интенсификации теплоотдачи составляет порядка 1,05 раз.

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



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

На рис. 8 показано распределение коэффициентов теплоотдачи в различных пучках труб при коридорной компоновке. Уровень теплоотдачи ряда № 1 составляет 77%, а ряда № 2 – 90% от уровня теплоотдачи третьего и четвертого рядов. Это качественно согласуется с литературными данными, в которых указывается, что теплоотдача первого ряда составляет 60%, а второго – приблизительно 90% от теплоотдачи третьего и последующего рядов.



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

Установлено, что наибольшая интенсификация теплоотдачи характерна для труб № 3 (рис. 9) и составляет 1,05–1,16 раз. Наименьшая интенсификация теплоотдачи наблюдается в пучках труб № 1 и в среднем составляет 1,02 раз в диапазоне  $\text{Re} = 10^4 - 3.5 \cdot 10^4$ .

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



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



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

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

Выявлено, что увеличение аэродинамического сопротивления в шахматных пучках труб составило: для f = 1.21 и 1,31 в среднем 1,05–1,11 раз, а при f = 1.41 сопротивление приблизительно равно уровню сопротивления в каналах с пучком гладких труб. Для коридорных пучков труб для f = 1,21; 1,31 и 1,41 – в 1,1–1,3 раза.

Определена интенсификация теплоотдачи в шахматных пучках труб: для f = 1,21 - 1,01-1,08 раза, f = 1,31 - 1,03-1,13 раза, f = 1,41 - 1,06-1,14 раза и в коридорных пучках труб соответственно 1,01-1,05; 1,01-1,1 и 1,05-1,16 раз.

Наибольшая теплоаэродинамическая эффективность выявлена для пучков труб с площадью нанесения вихрегенераторов 100% при шахматной компоновке и составила 1,1. Наименьшая эффективность наблюдается у пучка труб с площадью нанесения вихрегенераторов 50% и составила 0,95, что ниже эффективности гладкого канала. Наибольшая теплоаэродинамическая эффективность для пучков труб с площадью нанесения вихрегенераторов 100% при коридорной компоновке и составила 0,98–1,0. Наименьшая эффективность для пучка труб с площадью нанесения вихрегенераторов 50 и 75% и составила в среднем 0,89.

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

### Литература

32.

1. Eiffel G. Experiences sur la resistance de l'air // Comptes Rendus. 1903. Vol. 137. P. 30-

2. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2000. – 576 с.

3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. Теоретическая физика. М.: Наука, 1986. T. 6. – 736 c.

4. Yurchenko N., River R., Pavlovsky R. Control of the profile aerodynamics using streamwise vortices generated in a boundary layer // Proc. World Congress "Aviation in the XXI-st Centary". Kyiv, Ukraine, 2003. P. 14-16.

5. Калинин Э. К., Дрейцер Г. А., Копп И. З., Мякочин А. С. Эффективные поверхности теплообмена. М.: Энергоатомиздат, 1998. – 408 с.

6. Гортышов Ю. Ф., Попов И. А. Олимпиев В. В., Щелчков А. В., Каськов С. И. Теплогидравлическая эффективность перспективных методов интенсификации теплоотдачи в теплообменном оборудовании: Интенсификация теплообмена. Казань: Центр инновационных технологий, 2009. - 531 c.

7. Исаев С. А., Баранов П. А., Гортышов Ю. Ф., Гувернюк С. В., Мазо А. Б., Смуров М. Ю., Судаков А. Г., Усачов А. Е., Харченко В. Б. Аэродинамика утолщенных тел с вихревыми ячейками. Численное и физическое моделирование. СПб: Издательский дом Политехнического университета, 2016. – 215 с.

8. Чжен П. К. Отрывные течения: в 3 т. М.: Мир, 1972 – 916 р.

9. Roshko A. On the drag and shedding frequency of bluff cylinders // Nat. Adr. Comm. Aero., Wash., Tech. 1954. Note 3169.

10. Igarashi T. Correlation between heat transfer and fluctuating pressure in separated region of a circular cylinder // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 1984. Vol. 27, Issue 6. P. 927–937.

11. Zhdanov V., Kukharchuk I., Terekhov V. Velocity field behind a plate installed in the inner region of a turbulent boundary layer // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2020. Vol. 93, No. 5. P. 1233-1239.

12. Dyachenko A. Yu., Zhdanov V. L., Smulsky Ya. I., Terekhov V. I. Experimental study of heat transfer in the separation region behind the reverse ledge in the presence of tabs // Thermophysics and Aeromechanics. 2019. Vol. 26, No. 4. P. 549-560.

13. Baranova T. A., Zhdanov V. L., Zhukova Yu. V., Isaev S. A., Reduction of resistance and heat transfer enhancement in flow past a cylinder with jet and vortex generators // Heat Transfer Research. 2010. Vol. 41, No. 4. P. 401-411.

14. Жукаускас А. А. Конвективный перенос в теплообменниках. М.: Мир, 1982. – 472 с.

УДК 536.24

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕРАВНОВЕСНОГО ПРОДОЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ НА ТЕПЛООБМЕН И ТРЕНИЕ НА ГЛАДКОЙ СТЕНКЕ

### Н. А. Киселёв, А. Г. Здитовец, А. И. Леонтьев, Ю. А. Виноградов

Научно-исследовательский институт механики МГУ, г. Москва, Россия

Турбулентные пограничные слои (TBL) с положительным (неблагоприятным) градиентом давления (APG) можно встретить практически повсеместно: во внутренних течениях – в диффузорных частях воздуховодов, теплообменных аппаратов и каналов, во внешних течениях – при обтекании крыльев летательных аппаратов, лопаток газовых турбин и ветрогенераторов. Течения с APG представляют практический интерес: с одной стороны, продольный градиент давления приводит к снижению коэффициента трения, а с другой – способствует отрыву пограничного слоя. Научный интерес вызван наличием дополнительных (помимо касательного напряжения на стенке) параметров, управляющих процессом развития пограничного слоя. Однако это также вызывает существенные трудности при моделировании – как численном, так и экспериментальном.

Исследования динамических турбулентных пограничных слоев с положительным градиентом давления ведутся уже почти столетие. При этом наблюдаются многочисленные разногласия как в подходах, так и в результатах экспериментальных и численных работ. Тепловые пограничные слои обделены таким пристальным вниманием, однако разногласия присутствуют и здесь.

Изучение изотермических, несжимаемых, равновесных двумерных турбулентных пограничных слоев на плоских поверхностях впервые было предпринято Клаузером [1]. В данной работе введен безразмерный параметр градиента давления. Он определялся как отношение сил, действующих на элемент жидкости в пограничном слое: силы, вызванной продольным градиентом давления ( $\delta' dp$ ) и силы, вызванной касательным напряжением на стенке ( $\tau_w dx$ ):  $\beta = (\delta'/\tau_w)(dp/dx)$ , где  $\delta'$  – некоторая характерная толщина пограничного слоя,  $\tau_w$  – касательное напряжение на стенке, а dp/dx – продольный градиент давления. В последующей работе [2] Клаузером было показано, что в качестве характерной толщины пограничного слоя может быть принята толщина вытеснения  $\delta^*$ .

В большинстве своем работы по APG TBL посвящены исследованию структуры динамического пограничного слоя, в то время как влиянию APG на интегральные характеристики (коэффициенты трения и, тем более, коэффициенты теплоотдачи) уделено существенно меньшее внимание. Можно выделить следующие основные результаты, полученные в опубликованных работах:

при наличии АРG происходит рост параметра следа профиля средней скорости [3];

проявляется второй максимум в профиле турбулентных пульсаций во внешней части пограничного слоя [4];

профиль пограничного слоя вблизи отрыва потока имеет формпараметр  $H \approx 2-3$  [5].

Однако нет единого мнения относительно влияния числа Рейнольдса на величину  $c_f/c_{f0}$ : в одних работах отмечается, что с ростом числа Рейнольдса значения  $c_f/c_{f0}$  при одном и том же значении  $\beta$  должно быть выше [6], в других, что  $c_f/c_{f0}$  в пределах точности измерений не зависит от Re<sup>\*\*</sup>, [7], в третьих отмечается снижение [8].

Кроме того, отсутствует какая-либо общепринятая зависимость относительного коэффициента трения от параметра градиента давления. Работы по исследованию теплового пограничного слоя единичны, однако они свидетельствуют либо о неизменности коэффициента теплоотдачи, либо о его увеличении в области APG. Тем не менее, эти два фактора (снижение коэффициента трения и увеличение/ постоянство коэффициента теплоотдачи) приводят к тому, что в APG TBL происходит рост фактора аналогии Рейнольдса (St/St<sub>0</sub>)/(*c*<sub>1</sub>/*c*<sub>1</sub>) [9].

В связи со всем перечисленным выше стоит отметить несколько наиболее актуальных вопросов:

применимость универсального логарифмического профиля скорости (и, следовательно, косвенных методов определения коэффициентов трения и теплоотдачи) в течениях APG;

применимость результатов, полученных для равновесного APG TBL, на случаи неравновесных тепловых и динамических пограничных слоев;

влияние APG на тепловой пограничный слой в целом (среди рассмотренных работ только две работы посвящены экспериментальному исследованию коэффициентов теплоотдачи).

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования коэффициентов теплоотдачи и трения при наличии слабого и умеренного неблагоприятного неравновесного продольного градиента давления.

Экспериментальные исследования проводились на малой дозвуковой аэродинамической трубе [10, 11] (рис. 1). Щелевой рабочий канал имел длину 1190 мм, высоту 50 мм и ширину 300 мм. Нижняя стенка канала была выполнена нагреваемой. Рабочий канал состоял из двух секций. Первая секция длиной 920 мм и постоянного поперечного сечения служила для развития пограничных слоев на нижней стенке. Вторая секция длиной 270 мм служила для создания продольного градиента давления. В этой секции на нижней стенке располагалась модель на плавающем элементе. Верхняя стенка была прямолинейной и подвижной – в ходе экспериментов угол раскрытия изменялся в диапазоне 0–14° с шагом в 1°. Для измерения профиля статического давления нижняя стенка была дренирована на участке градиента давления с шагом в 10 мм. Скорость потока на входе в канал составляла 50 м/с. Число Рейнольдса на входе в участок с APG Re<sup>\*\*</sup> = 5500.



Коэффициент трения на гладкой поверхности при течении с градиентом давления определялся двумя способами – по измеренному профилю скорости на логарифмическом участке пограничного слоя и взвешиванием модели на плавающем элементе. Для измерения профилей скорости использовался однокомпонентный термоанемометр. Датчик был установлен на координатное устройство, позволявшее перемещать его в любую точку секции с градиентом давления в диапазоне длин 10–220 мм от начала участка с точностью 0.02 мм в нормальном к стенке направлении. Плавающий элемент был подвешен на однокомпонентных тензометрических весах. Для учета усилия, вызванного перепадом статического давления на длине элемента, в переднем и заднем зазорах плавающего элемента установлены отборники давлений. Длина плавающего элемента 125 мм, ширина 100 мм. Плавающий элемент был установлен на расстоянии 80 мм от начала участка с градиентом давления. Для определения коэффициента теплоотдачи применялся метод нестационарного теплообмена.

На основании проведенных экспериментальных исследований можно сделать следующие выводы о влиянии неравновесного продольного положительного градиента давления на коэффициенты трения, теплоотдачи и фактора Рейнольдса:

Универсальный логарифмической профиль скорости сохраняется в рассматриваемом диапазоне параметров APG (β = -0.4-3.2).

Параметры профиля скорости (формпараметры *H* и *G*, параметр следа *Π*) существенно увеличиваются с ростом параметра градиента давления β.

Как локальный, так и осредненный относительный коэффициенты трения  $c_f/c_{f0}$  также существенным образом зависят от безразмерного параметра градиента давления - снижаются с ростом  $\beta$  во всем диапазоне охватываемых в эксперименте параметров (рис. 2).



Рис. 2. Зависимости осредненных относительных коэффициентов теплоотдачи и трения от угла раскрытия секции с APG (a) и от параметра градиента давления  $\beta$  ( $\delta$ )

Безразмерный относительный коэффициент теплоотдачи St/St<sub>0</sub> на гладкой поверхности снижается при наличии APG, однако, это снижение на такое существенное, как у  $c_f/c_{f0}$ .

В итоге фактор аналогии Рейнольдса в течениях с APG растет с увеличением  $\beta$ . Максимальное значение (St/St<sub>0</sub>)/( $c_f/c_{f0}$ ) = 1.16 достигалось при максимальном значении параметра градиента давления  $\beta$  = 2.9 (рис. 3).



Рис. 3. Зависимость фактор аналогии Рейнольдса (St/St<sub>0</sub>)/(c<sub>f</sub>/c<sub>f0</sub>) от параметра градиента давления β

Дальнейшие усилия должны быть направлены на исследование параметров теплового и динамического пограничных слоев при наложении равновесного APG в широком диапазоне режимных параметров: числа Рейнольдса Re<sup>\*\*</sup> и параметра градиента давления β.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (грант 19-79-10213).

# Литература

1. Clauser F. H. Turbulent Boundary Layers in Adverse Pressure Gradients // J. Aeronaut. Sci. 1954. Vol. 21, No. 2. P. 91–108.

2. Clauser F. H. The Turbulent Boundary Layer // Adv. Appl. Mech. 1956. Vol. 4. P. 1–51.

3. Bobke A. et al. History effects and near equilibrium in adverse-pressure-gradient turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. 2017. Vol. 820. P. 667–692.

4. Lee J.-H., Sung H. J. Effects of an adverse pressure gradient on a turbulent boundary layer // Int. J. Heat Fluid Flow. 2008. Vol. 29, No. 3. P. 568–578.

5. Skote M., Henningson D. S. Direct numerical simulation of adverse pressure gradient turbulent boundary layers // Fluid Mech. its Appl. 1998. Vol. 46. P. 171–174.

6. Mellor G. L., Gibson D. M. Equilibrium turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. 1966. Vol. 24, No. 2. P. 225–253.

7. Inoue M. et al. LES of the adverse-pressure gradient turbulent boundary layer // Int. J. Heat Fluid Flow. 2013. Vol. 44. P. 293–300.

8. Kutateladze S. S., Leontiev A. I. Heat Transfer, Mass Transfer, and Friction in Turbulent Boundary Layer. New York: Taylor and Francis, 1990.

9. So R. M. C. Pressure gradient effects on Reynolds analogy for constant property equilibrium turbulent boundary layers // Int. J. Heat Mass Transf. 1994. Vol. 37, No. 1. P. 27–41.

10. Leontiev A. I. et al. Experimental investigation of heat transfer and drag on surfaces coated with dimples of different shape // Int. J. Therm. Sci. 2017. Vol. 118. P. 152–167.

11. Kiselev N. A. et al. Effect of large-scale vortex induced by a cylinder on the drag and heat transfer coefficients of smooth and dimpled surfaces // Int. J. Therm. Sci. 2019. Vol. 136. P. 396–409.

УДК 536.24

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА И ТРЕНИЯ НА ГЛАДКОЙ И ОБЛУНЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ В КАНАЛЕ В СЛЕДЕ ЗА ЦИЛИНДРОМ

# Н. А. Киселёв, А. Г. Здитовец, А. И. Леонтьев, Ю. А. Виноградов

Научно-исследовательский институт механики МГУ, г. Москва, Россия

Основные параметры современного энергетического оборудования – эффективность, надежность, стоимость – зачастую определяются интенсивностью процессов переноса теплоты и импульса в каналах и трактах элементов установок. Наиболее распространенный способ достижения желаемого баланса между теплообменом и сопротивлением, определяющим уровень потерь давления, – использование интенсификаторов теплообмена. При этом для большинства видов интенсификаторов наблюдается умеренная интенсификация теплообмена, сопровождающаяся значительным (в большинстве случаев – существенно опережающим) приростом сопротивления. Очевидно, что поиск методов, вызывающих опережающий рост параметров теплообмена, представляет существенный интерес как с практической, так и с научной точек зрения.

Среди наиболее известных рассмотрим следующие: нанесение вихреобразующего рельефа (облуненных поверхностей, обеспечивающих умеренный прирост теплообмена (до 1.5 раз), сопровождающееся равным или отстающим увеличением сопротивления) [1], а также установку цилиндра поперек направления течения. Первые работы, в которых рассматривалось разрушение пограничных слоев цилиндром, были посвящены экспериментальному исследованию течения вдоль пластины [2–5]. При установке цилиндра в пограничный слой на гладкой стенке происходит существенная деформация профиля скорости – он становится существенно менее заполненным. Это, в свою очередь, приводит к снижению коэффициента трения [6]. Данное явление сопровождается интенсификацией теплообмена из-за наличия крупномасштабных вихревых структур, образующихся при обтекании цилиндра. Следовательно, в таких течениях наблюдается нарушение аналогии Рейнольдса в сторону теплообмена. Однако течение в каналах с установленным поперек направления течения цилиндром существенным образом отличается от безградиентого течения вдоль гладкой стенки за счет загромождения потока, его разгона и последующего торможения. В данной работе исследуется возможность нарушения аналогии Рейнольдса при течении в канале в следе за цилиндром как на гладкой, так и на облуненной поверхностях.

Экспериментальные исследования проводились на дозвуковой аэродинамической трубе с рабочей частью в виде щелевого канала прямоугольного сечения (ширина B = 300 мм, высота H = 30 мм, длина L = 1080 мм) [7]. На оси рабочего канала поперек потока (параллельно нижней стенке) устанавливался цилиндрический стержень круглого поперечного сечения (далее – цилиндр). В ходе проведения экспериментальных исследований рассматривались цилиндры с диаметром d = 2.75, 3.2, 4.2, 5.66, 7.5 и 8 мм. Задняя кромка цилиндра располагалась на расстоянии 700 мм от начала канала (рис. 1). Скорость на входе для всех конфигураций канала оставалась постоянной (50 м/с) и контролировалась с помощью установленной на входе трубки Пито–Прандтля. В экспериментах исследованись профили осредненной и флуктуационной составляющих скорости на стенке в следе за цилиндром, коэффициенты трения, теплоотдачи, а также распределение статического давления на стенке как до цилиндра, так и в его следе.

Профили скорости измерялись при помощи термоанемометра DISA 55M01 СТА с измерительным мостом 55M17, снабжённого малоразмерным однонитяным датчиком 55P81 с термокомпенсацией производства Dantec Dynamics. Наименьшее расстояние от стенки  $y^+ = V^* y/v$ , где v – кинематическая вязкость, в экспериментах составляло  $y^+_{min} \approx 30$ .

Коэффициент трения на стенке канала в следе за цилиндром определялся двумя способами – по измеренному профилю скорости на логарифмическом участке пограничного слоя и взвешиванием модели на плавающем элементе. В первом случае определяется локальный коэффициент трения, во втором – осредненный по длине плавающего элемента (0–125 мм от задней кромки цилиндра). После осреднения локальных коэффициентов трения они сравнивались со значением, полученным на плавающем элементе. Для определения коэффициента теплоотдачи применялся метод нестационарного теплообмена. Для измерения профиля статического давления была дренирована нижняя стенка канала.



Рис. 1 Схема установки (вверху) и рабочего канала (внизу). Отборники давления на участке  $x_0 = -45 - 145$  мм не показаны

При проведении экспериментальных исследований получены следующие результаты.

По мере увеличения диаметра цилиндра и, соответственно, загромождения канала увеличивается падение статического давления – минимальное значение статического давления, вызванное разгоном потока, снижается с увеличением диаметра цилиндра. Рост потерь давления на цилиндре вызван ростом сопротивления формы за счет увеличения диаметра цилиндра, увеличение потерь в следе вызвано увеличением коэффициента сопротивления на стенке в следе за цилиндром (рис. 2).



Рис. 2. Изменение статического давления по длине канала при различных диаметрах цилиндра, установленного на оси канала

При сохранении внутренней части пограничного слоя ( $y^+ < 100$ ) по мере увеличения диаметра цилиндра внешняя часть профиля скорости начинает существенно деформировать-ся (рис. 3).



Рис. 3. Профили скорости в универсальных координатах: *а* – в невозмущенном потоке, *б* – в следе за цилиндром диаметром 6.6 мм

Коэффициенты сопротивления, определенные по профилю скорости и осредненные по площади плавающего элемента, совпадают со значениями, определенными с помощью плавающего элемента. Коэффициенты сопротивления на гладкой стенке в следе за цилиндром всегда выше, чем в канале без цилиндра и растут с увеличением диаметра цилиндра (рис. 4).



Рис. 4. Осредненные на участке 0–125 мм за задней кромкой цилиндра значения коэффициента трения, теплоотдачи и фактора аналогии Рейнольдса на гладкой стенке

Коэффициенты теплоотдачи на гладкой стенке в следе за цилиндром всегда выше, чем в канале без цилиндра и растут с увеличением диаметра цилиндра. Установка цилиндра малого диаметра (d < 3.2 мм) на оси канала практически не отказывала влияния на процесс теплоотдачи. С увеличением диаметра цилиндра максимальное (и осредненное на участке 0-125 мм) значение коэффициента теплоотдачи начинало увеличиваться, а положение максимума – приближаться к цилиндру. Максимальное значение локальной интенсификации теплообмена на гладкой стенке достигало величины St/St<sub>0</sub> = 1.90 при диаметре цилиндра d = 8 мм.

Значения St<sub>d</sub>/St близки для всех рассмотренных диаметров. Установка вихреобразующего рельефа в следе за цилиндром приводила к большей неоднородности коэффициента теплоотдачи в сравнении с гладкой поверхностью. При удалении от цилиндра вниз по потоку значения St<sub>d</sub>/St приближались к соответствующим значениям в невозмущенном потоке (рис. 5).


Рис. 5. Поля относительных коэффициентов теплоотдачи  $St_d/St$  в невозмущенном потоке (*a*) и в следе за цилиндром диаметром 6.6 мм ( $\delta$ )

Осредненный относительный коэффициент сопротивления гладкой модели в следе за цилиндром  $c_x/c_{x0}$  увеличивался от  $c_x/c_{x0} = 1.28$  (при d = 2.75 мм) до своего максимального значения  $c_x/c_{x0} = 1.75$  при диаметре цилиндра 8 мм. Коэффициент сопротивления вихреобразующей поверхности, отнесенный к параллельно стоящей гладкой модели  $c_{xd}/c_x \approx 1.1$  во всех проведенных экспериментах (как в канале с цилиндрами, так и без). Осредненные значения St/St<sub>0</sub> увеличивались от St/St<sub>0</sub> = 1.15 при диаметре 2.75 мм до St/St<sub>0</sub> = 1.6 при диаметре 8.0 мм. Значения St<sub>d</sub>/St  $\approx 1.25$  и незначительно снижались с увеличением диаметра цилиндра. Осредненные на участке 0–125 мм коэффициенты сопротивления всегда выше, чем коэффициенты теплоотдачи.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что теплогидравлическая эффективность как гладкой, так и облуненной повехности в данном случае оказалась меньше 1.

Работа выполнена при поддержке СП-4172.2021.1.

### Литература

1. Ligrani P. Heat transfer augmentation technologies for internal cooling // Int. J. Rotating Mach. 2013. Vol. 2013.

2. Marumo E., Suzuki K., Sato T. Turbulent heat transfer in a flat plate boundary layer disturbed by a cylinder // Int. J. Heat Fluid Flow. 1985. Vol. 6, No. 4. P. 241–248.

3. Kawaguchi Y., Suzuki K., Sato T. Heat transfer promotion with a cylinder array located near the wall // Int. J. Heat Fluid Flow. 1985. Vol. 6, No. 4. P. 249–255.

4. Suzuki H., Suzuki K., Sato T. Dissimilarity between heat and momentum transfer in a turbulent boundary layer disturbed by a cylinder // Int. J. Heat Mass Transf. 1988. Vol. 31, No. 2. P. 259–265.

5. Suzuki K. et al. Study on a turbulent boundary layer disturbed by a cylinder-effect of cylinder size and position // Turbul. Shear Flows / Ed. F. Durst et al. Berlin, Heidelberg: Springer, 1991. Vol. 7. P. 119–135.

6. de Souza F. et al. Large scale coherent structures in a turbulent boundary layer interacting with a cylinder wake // Exp. Therm. Fluid Sci. 1999. Vol. 19, No. 4. P. 204–213.

7. Kiselev N. A. et al. Effect of large-scale vortex induced by a cylinder on the drag and heat transfer coefficients of smooth and dimpled surfaces // Int. J. Therm. Sci. 2019. Vol. 136.

### УДК 533.6.071.8, 536.37

# ТЕРМОГРАФИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ДИНАМИКИ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В УДАРНЫХ ТРУБАХ

### Е. Ю. Коротеева, И. А. Знаменская, М. И. Муратов, Л. С. Штеменко, О. И. Докукина, Н. Н. Сысоев

### Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

С 50-х годов XX века ударные трубы (УТ) являлись основным инструментом изучения нестационарных взаимодействий ударных волн, релаксационных процессов в газах, физикохимических и молекулярных физических процессов в газовых смесях и на поверхности раздела фаз [1-3]. По мере развития методов визуализации быстропротекающих процессов в газах и плазме расширялся диапазон спектральных и пространственно-временных параметров изучаемых процессов. В ионизирующих ударных волнах исследовались спектральные и температурные параметры высокотемпературных потоков. В экспериментах по кинетике ударных волн и их взаимодействию основные процессы длятся не более десятков-сотен микросекунд. При выполнении экспериментов за отраженными ударными волнами может потребоваться более длительное время регистрации (порядка 10-20 мс), так как потери тепла в стенках трубы начинают играть большую роль [4].

В данной работе с помощью метода высокоскоростной инфракрасной термографии [5, 6] исследуется комплексная теплофизическая задача – тепловое воздействие высокоскоростного ударного скачка на твердые стенки канала ударной трубы. При этом основным способом передачи тепла из спутного потока за ударной волной является теплопроводность между высокотемпературным газом и более холодными стенками ударной трубы. При помощи тепловизионной камеры возможна регистрация тепловых полей с внешней стенки канала при прохождении по нему ударных волн.

В работе представлены результаты анализа временных разверток тепловых потоков для газодинамических стендов различной геометрии. Данные стенды реализуются классической компоновкой однодиафрагменной УТ прямоугольного поперечного сечения с камерами высокого и низких давлений:

• УТ прямоугольного поперечного сечения 24×48 мм<sup>2</sup> толщиной 2 мм в режиме <u>свободного течения газа по каналу</u>, длина камеры высокого давления  $L_{hp} = 52$  см; длина камеры низкого давления  $L_{lp} = 291$  см (УТ1);

• УТ прямоугольного поперечного сечения 24×48 мм<sup>2</sup> толщиной 2 мм в режиме отражения УВ от глухой металлической торцевой вставки на конце камеры низкого давления при отстыкованном дальнейшем канале УТ,  $L_{hp} = 52$  см,  $L_{lp} = 201$  см (УТ1В); • УТ прямоугольного поперечного сечения 64х44 мм<sup>2</sup> толщиной 1,5 мм в режиме

<u>свободного течения газа по каналу</u>,  $L_{hp} = 84$  см,  $L_{lp} = 330$  см (УТ2);

• УТ прямоугольного поперечного сечения 64х44 мм<sup>2</sup> толщиной 1,5 мм в режиме отражения УВ от перфорированной металлической вставки на конце камеры низкого давления,  $L_{hp} = 84$  см,  $L_{lp} = 330$  см (УТ2В).

Для всех конфигураций газодинамического стенда роль толкающего газа выполняет гелий. Напуск нескольких атмосфер в камеру высокого давления и откачка газа форвакуумным насосом из камеры низкого давления создает необходимый скачок параметров по разные стороны диафрагмы и формирует после ее разрыва ударную волну [7]. Для оценки числа Маха газодинамические стенды допускают как наличие пьезодатчиков на известном расстоянии (УТ1, УТ1В), так и лазерно-оптические схемы, позволяющие измерять эволюцию давления в газовом потоке (УТ2, УТ2В).

Регистрация панорамных тепловых картин ведется тепловизионной камерой высокого разрешения FLIR SC 7700 с торца канала, при этом оптическая ось камеры направлена перпендикулярно главной оси УТ (рис. 1). Рабочий диапазон чувствительности детектора камеры – от 3.7 до 4.8 мкм. Поскольку медные стенки каналов УТ обладают высоким коэффициентом отражения в инфракрасном диапазоне, для снижения влияния фонового излучения и увеличения коэффициента излучения области регистрации на поверхность трубы наносится тонкий слой черной акриловой краски [8].



Рис. 1. Схематическое изображение горизонтального сечения газодинамических стендов УТ1 (*a*) и УТ2В (б). Красным прямоугольником изображается распространяющийся по камере низкого давления плоский фронт ударной волны

Изменение теплового излучения, регистрируемое на стенке газодинамического стенда, обусловлено процессами, происходящими внутри канала. Переход от невозмущенной среды к возмущенной сопровождается скачкообразным изменением макроскопических термодинамических параметров: давления P, температуры T и плотности  $\rho$ , которые можно оценить по соотношению Ранкина–Гюгонио. В то же время само течение, помимо ударного скачка, состоит из контактной поверхности, веера волн разрежения, которые также распространяются по УТ и отражаются от ее торца. Кроме того, нарастающая турбулизация пограничного слоя усиливает теплообмен между газовым потоком и металлической стенкой [9].



Рис. 2. Типичный вид временных разверток тепловых потоков при различных режимах течения: *a* – свободное распространение ударной волны по каналу (УТ1); *б* – двойное ударное сжатие на перфорированной металлической вставке с диаметром отверстий 1 мм (УТ2В)

Типичные временные развертки температуры, регистрируемые для двух различных режимов течения при прохождении по УТ ударного скачка, представлены на рис. 2. Получено, что характер отклика теплового потока от внешней стенки канала УТ сильно зависит от наличия в канале отраженной ударной волны. Показана зависимость времени увеличения и падения кажущейся радиационной температуры от числа Маха (в диапазоне 1,5–4,5). Решение обратной задачи позволит оценить влияние распространения тепла в стенках на регистрируемые параметры.

Таким образом, применение термографии позволяет судить о характере тепловых процессов, происходящих в газе при распространении и отражении ударных волн, по результатам анализа временных разверток температуры.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант 22-29-00652).

# Литература

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1968. – 688 с.

2. Мурсенкова И. В., Сысоев Н. Н. Экспериментальные исследования ударно-волновых процессов при импульсной ионизации поверхности канала в ударной трубе // ИФЖ. 2011. Т. 84. С. 32–37.

3. Fomin N. A. 110 years of experiments on shock tubes // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2010. Vol. 83. P. 1118–1135.

4. Frazier C., Lamnaouer M., Divo E., Kassab A., Petersen E. Effect of wall heat transfer on shock-tube test temperature at long times // Shock Waves. 2010. Vol. 21. P. 1–17.

5. Вавилов В. П. Инфракрасная термография и тепловой контроль. М.: Издательский дом "Спектр", 2013. – 544 с.

6. Carlomagno G. M., Cardone G. Infrared thermography for convective heat transfer measurements // Exp. Fluids. 2010. Vol. 49. P. 1187–1218.

7. Штеменко Л. С. Течение газа вблизи диафрагмы в ударной трубе // Вестн. Московского ун-та. Серия 3: Физика, астрономия. 1967. № 1. С. 58–64.

8. Знаменская И. А., Шагиянова А. М., Коротеева Е. Ю., Муратов М. И. Анализ больших массивов данных при визуализации динамических тепловых полей // Научная визуализация. 2020. Т. 5. С. 13–24.

9. Знаменская А., Татаренкова Д. И., Сысоев Н. Н. и др. Эволюция пограничного слоя в ударной трубе в миллисекундном диапазоне по данным высокоскоростной регистрации // VI Минский междунар. коллоквиум по физике ударных волн, горения и детонации: сб. докл. 11–14 ноября 2019 г. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2019. С. 320–324.

### УДК 533.15:536.25

# СПЕЦИФИКА ВОЗНИКНОВЕНИЯ СТРУКТУРИРОВАННЫХ ТЕЧЕНИЙ ПРИ СМЕНЕ РЕЖИМОВ «ДИФФУЗИЯ–КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ КОНВЕКЦИЯ» ДЛЯ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ТРОЙНОГО СМЕШЕНИЯ

# В. Н. Косов<sup>1</sup>, О. В. Федоренко<sup>2</sup>, Ж. М. Битибаева<sup>1</sup>, А. К. Жусанбаева<sup>1</sup>, Е. Мейрамбекулы<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казахский национальный педагогический университет, г. Алматы, Казахстан <sup>2</sup>Казахский национальный университет, г. Алматы, Казахстан

Конвекция Рэлея-Бенара представляет собой классический пример возникновения термогравитационных движений сплошной среды, вызванной неустойчивостью механического равновесия системы [1]. Разнообразие режимов смешения отчетливо проявляется при изучении этого явления в смесях, причем практически не принимается во внимание факт, что различие в коэффициентах диффузии может вызвать существенно нелинейные концентрационные распределения компонентов, приводящие к искажению ожидаемой скорости выравнивания парциальных концентраций компонентов [2, 3]. В многокомпонентных смесях возникновение и развитие концентрационной гравитационной конвекции происходит уже не только в рамках традиционных представлений тепловой задачи Рэлея–Бенара [1], но и для ситуаций, когда возникают изотермические движения при устойчивой стратификации системы. Такое состояние системы предполагает убывание плотности смеси с высотой. Неустойчивость механического равновесия, прежде всего, связана с соотношениями между несколькими значениями парциальных градиентов концентраций. Формирование инверсии плотности, которая вызывает гравитационную конвекцию для изотермического случая многокомпонентного переноса, может приводить к возникновению эффектов, не типичных для неизотермического смешения. Поэтому исследования смены режимов «диффузия-конвекция» в многокомпонентных газовых смесях, изучение особенностей возникновения структурированных конвективных течений, уточнение механизмов разделения представляется важным для задач комбинированного массопереноса.

Парциальный перенос компонентов изучался на опытном устройстве, реализующем метод двух колб, соединенных вертикальным каналом [4] в изотермических условиях. Опыты проводились в диапазоне давлений от 0.2 до 2.5 МПа при T = 298.0 К. Схема экспериментального стенда и процедура работы на нем была детально описана в [4], поэтому на рис. 1, *а* приведено только схематическое изображение диффузионной ячейки, которое проясняет специфические особенности проведения опыта. Верхняя  $V_u$  и нижняя  $V_l$  колбы аппарата заполнялись исследуемыми смесями газов до давления опыта. Затем соединяющий колбы канал открывался и одновременно фиксировалось время начала процесса смешения. По окончании опыта канал перекрывался и регистрировалось время окончания смешения. Анализ газовых смесей из колб осуществлялся на хроматографе. Погрешность при определении концентрации компонента не превышала  $\pm 1\%$ . Во всех опытах расположенная в верхней колбе аппарата смесь была меньше по плотности, чем газы или их смеси, находящиеся в нижней колбе.

На рис. 1, б приведены опытные данные в диффузионном и конвективном режимах, полученные для системы 0.8366 N<sub>2</sub> (1) + 0.1634 R12 (2) – n-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (3). Далее условимся, что числа перед химическим элементом соответствуют исходным концентрациям компонентов, а обозначения в скобках после химического элемента определяют нумерацию компонентов в исследуемой системе. Параметр  $\alpha_i$ , определяемый путем нормировки опытных значений концентраций компонентов на вычисленные в предположении диффузии по уравнениям Стефана–Максвелла [5], характеризует соответствующий тип смешения. Отметим, что в области давлений 0.171–0.185 МПа в системе реализуется диффузия.



Рис. 1. Диффузионная ячейка и опытные данные: a – виртуальная 3D модель диффузионной ячейки двухколбового метода;  $\delta$  – система 0.8366 N<sub>2</sub> (1) + 0.1634 R12 (2) – n-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (3),  $\tau$  = 2 ч, T = 298.0 К. Сплошная линия – расчет в предположении диффузии. Точки соответствуют:  $\Box$  – фреону-12;  $\Delta$  – бутану;  $\circ$  – азоту

Опытные и вычисленные по уравнениям Стефана–Максвелла концентрации компонентов совпадают между собой в пределах погрешности эксперимента, что соответствует условию  $\alpha_i \approx 1$ . Начиная с давления  $p_* = 0.19$  МПа, параметр  $\alpha_i$  возрастает для всех трех компонентов. По-видимому, в исследуемой системе за счет неустойчивости механического равновесия смеси возникает гравитационная концентрационная конвекция, а давление  $p_*$  определяет смену режимов, причем особенно значительный рост регистрируется у компонента с наибольшим молекулярным весом в системе. Таким образом, выполнение условия  $\alpha_i > 1$  характеризует кинетический переход «диффузия–конвекция».

Другой особенностью проявления конвективной неустойчивости является нелинейная зависимость интенсивности парциального смешения от теплофизических параметров исследуемых смесей и геометрических характеристик диффузионного канала. На рис. 2 для системы He + Ar – N<sub>2</sub> представлена барическая зависимость переноса аргона от давления, которая в диапазоне концентраций аргона от 0.42 до 0.57 не типична для диффузии, при которой наблюдается уменьшение интенсивности смешения с ростом давления.

Не соответствуют диффузионному представлению смешения и зарегистрированные максимумы по интенсивности переноса аргона. С увеличением аргона в исходном составе смеси интенсивность конвективного смешения нарастает. Уменьшение доли компонента с наибольшим молекулярным весом в исходном составе смеси влияет на повышение устойчивости системы. При определенном составе в смеси реализуются только диффузионные механизмы переноса.

Границу смены режимов «диффузия-концентрационная конвекция» можно определить в рамках теории устойчивости [1], распространенной на случай изотермической тройной газовой смеси [6]. Принимая во внимание условие независимой диффузии

$$\sum_{i=1}^{3} \vec{j}_i = 0, \qquad \sum_{i=1}^{3} c_i = 1,$$

система возмущенных безразмерных уравнений, описывающая конвективное смешение в тройных смесях, состоит из уравнения Навье–Стокса, уравнений конвективной диффузии и уравнения сохранения числа частиц компонентов:



Рис. 2. Экспериментальные концентрационные зависимости переноса аргона при различных давлениях и составе в системе He + Ar – N<sub>2</sub>. Серия экспериментальных точек соответствует следующему исходному составу аргона: 1 - 0.697; 2 - 0.649; 3 - 0.610; 4 - 0.570; 5 - 0.516; 6 - 0.420; 7 - 0.340

$$\Pr_{22} \frac{\partial c_1}{\partial t} - \left(\vec{u}\vec{\gamma}\right) = \tau_{11} \nabla^2 c_1 + \frac{A_2}{A_1} \tau_{12} \nabla^2 c_2 , \quad \Pr_{22} \frac{\partial c_2}{\partial t} - \left(\vec{u}\vec{\gamma}\right) = \frac{A_1}{A_2} \tau_{21} \nabla^2 c_1 + \nabla^2 c_2 ,$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\nabla p + \nabla^2 \vec{u} + \left(\operatorname{Ra}_1 \tau_{11} c_1 + \operatorname{Ra}_2 c_2\right) \vec{\gamma} , \quad \operatorname{div} \vec{u} = 0 ,$$
(1)

где  $\Pr_{ii} = \nu/D_{ii}^* - диффузионное число Прандтля, <math>\operatorname{Ra}_i = g\beta_i A_i d^4 / \nu D_{ii}^* -$ парциальное число Рэлея,  $\nu -$ кинематический коэффициент вязкости,  $\beta_i = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial c_i}\right)_{p,T}, \ \mathbf{\tau}_{ij} = D_{ij}^* / D_{22}^* -$ парамет-

ры, определяющие соотношение между практическими коэффициентами диффузии,  $\vec{\gamma}$  – единичный вектор, направленный вертикально вверх.

Решение системы уравнений (1) зависит от граничных условий и геометрических характеристик диффузионных каналов. Условно можно выделить несколько этапов решения (1). На первом этапе с учетом существования трехмерных движений записывают аппроксимацию скорости, считая все компоненты вектора  $\vec{u}$  отличными от нуля. На втором этапе из первых двух уравнений системы (1) определяются концентрации компонентов с применением метода Канторовича при граничных условиях, предполагающих обращение в нуль возмущений скорости и потока вещества на границах диффузионного канала. На третьем этапе определяется граница устойчивости, которая, например, для вертикального цилиндрического канала конечной высоты имеет вид

$$\int \vec{u} \nabla^2 \vec{u} dV + Ra_1 \tau_{11} \int u_z c_1 dV + Ra_2 \int u_z c_2 dV = 0.$$
 (2)

Наличие двух чисел Рэлея в (2) показывает, что каждая из термодинамических сил оказывает свое влияние на возникновение концентрационной конвекции в изотермических условиях. На основе решения (2) возможно получить карту устойчивости в координатах (Ra<sub>1</sub>, Ra<sub>2</sub>). Отобразив на ней опытные данные и восстановив изображение линии нулевого градиента плотности, расположение которой определяется соотношением  $\tau_{11}Ra_1 = -Ra_2$  можно проследить влияние различных параметров на смену кинетических режимов. На рис. 3 приведена картограмма смены режимов «диффузия – конвекция» в зависимости от давления при различных составах системы He + Ar – N<sub>2</sub>. Обратим внимание на следующие особенности. Для системы 0.650 He (1) + 0.350 Ar (2) – N<sub>2</sub> (3) наблюдается диффузия, что подтверждается опытными данными на рис. 2. Все точки находятся ниже граничной линии 2. Дальнейшее увеличение аргона в смеси показывает, что в системе возможно появление особых режимов смешения, связанных с проявлением конвективных механизмов, что также соответствует опытным результатам (см. рис. 2). Дальнейшее увеличение содержание аргона в системе приводит к тому, что давление смены режимов уменьшается.

Однако для описания динамики возникновения конвективных течений необходимо применять численные методы решения системы уравнений (1).



Рис. 3. Картограмма чисел Рэлея для системы He + Ar – N<sub>2</sub> при различных давлениях: I – 0.6338 He (1) + 0.3662 Ar (2) – N<sub>2</sub> (3), II – 0.5338 He (1) + 0.4662 Ar (2) – N<sub>2</sub> (3), III – 0.4397 He (1) + + 0.5603 Ar (2) – N<sub>2</sub> (3), IV – 0.2320 He (1) + 0.7680 Ar (2) – N<sub>2</sub> (3), I – линия нулевого градиента плотности, 2 и 3 – граничные линии неустойчивости для I и IV систем. Расчеты осуществлялись изменением давления p: 4 – 0.333 МПа, 5 – 0.584, 6 – 0.829, 7 – 1.074, 8 – 1.56, 9 – 2.055

Проведенные исследования для тройных систем показали, что при определенных условиях в них возможен переход из диффузионного состояния в конвективное. В конвективном режиме при определенных давлениях возможна реализация приоритетного переноса компонента с наибольшим молекулярным весом. Результаты численного исследования подтвердили такую возможность и позволили детализировать эволюцию возникновения конвективных формирований на границе смены кинетических режимов. Полученные результаты могут быть использованы при решении практических задач, связанных с отделением и дальнейшей сиквестеризацией компонентов с заданными теплофизическими свойствами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета науки Министерства образования и науки Республики Казахстан (проект АР09259248).

### Литература

1. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. – 392 с.

2. Dil'man V. V., Lipatov D. A., Lotkhov V. A., Kaminskii V. A. Instability in unsteadystate evaporation of binary solutions into an inert gas // Theor. Found. Chem. Eng. 2005. Vol. 39, No. 3. P. 566–572. 3. Kosov V. N., Seleznev V. D., Zhavrin Yu. I. Separation of components during isothermal mixing of ternary gas systems under free convection conditions // Technical Physics. 1997. Vol. 42, No. 10. P. 1236–1237.

4. Асембаева М. К., Косов В. Н., Красиков С. А., Федоренко О. В. Влияние угла наклона канала на конвективное смешение, вызванное неустойчивостью механического равновесия тройной газовой смеси при изотермической диффузии // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45, № 21. С. 7–10.

5. Bird R. B., Stewart W. E., Lightfoot E. N. Transport Phenomena (Revised Second ed.). New York: John Wiley & Sons, 2007.

6. Косов В. Н., Селезнев В. Д. Аномальное возникновение свободной гравитационной конвекции в изотермических тройных газовых смесях. Екатеринбург: УрО РАН, 2004. – 151 с.

УДК 62-6

# ФОРМИРОВАНИЕ КОМФОРТНЫХ УСЛОВИЙ В ПРОМЫШЛЕННОМ ПОМЕЩЕНИИ С СИСТЕМОЙ ЛУЧИСТОГО НАГРЕВА И ВОЗДУХООБМЕНА

# Г. В. Кузнецов, Б. В. Борисов, В. И. Максимов, Т. А. Нагорнова, А. В. Вяткин

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Использование газового инфракрасного излучателя (ГИИ) в системах отопления промышленных помещений имеет существенные преимущества, связанные с возможностью локального нагрева поверхностей, непосредственно подвергающихся воздействию лучистого теплового потока [1, 2]. Таким образом создаются возможности реализации локальных комфортных условий обогрева без расходов на отопление всего объема. Имеются и недостатки данного подхода, основным из которых является, может быть, излишний перегрев поверхностей, близко расположенных от ГИИ, и необходимость с помощью вентиляции удаления продуктов сгорания, использующейся в обогревателях светлого типа, у которых процесс сгорания реализуется открыто в атмосфере в непосредственной близи от излучающей поверхности.

Для наиболее полного использования преимуществ отопительных систем на основе ГИИ требуется обеспечить проектирование таких систем методикой определения основных параметров процесса обогрева. Отметим, что в переносе теплоты по объему промышленного помещения участвуют лучистые тепловые потоки между замкнутой системой излучающих поверхностей; потоки теплоты теплопроводностью через ограждающие конструкции (пол, потолок, стены помещения) и внутреннем объеме оборудования, размещенного в анализируемом промышленном помещении; конвективный перенос теплоты за счет перемещения по объему помещения воздушных масс. Теплопередача через ограждающие конструкции и теплота, идущая предварительно на их нагрев, составляют значительную часть тепловых потерь помещения. Перемещение воздушных масс генерируется механизмом термогравитационной конвекции от взаимодействия воздуха с нагретыми до различных температур твердыми поверхностями и влиянием приточно-вытяжной вентиляции, которая продуцирует вынужденное перемещение воздуха.

Температурное поле в помещении описывается, таким образом, смешанной конвекцией и моделируется следующим уравнением теплопереноса:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \left( \vec{u} \cdot \nabla \right) T = \nabla \cdot \left( \kappa \nabla T \right).$$
(1)

Как показали экспериментальные исследования, скорости перемещения воздушных масс незначительны и могут быть определены в приближении Буссинеска в рамках несжимаемой среды с учетом стандартной *k*–є модели:

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho \left( \vec{u} \cdot \nabla \right) \vec{u} = \nabla \cdot \left[ -p\vec{l} + \vec{K} \right] + \left( \rho - \rho_0 \right) \vec{g} , \qquad (2)$$

$$\rho \nabla \cdot \left( \vec{u} \right) = 0, \tag{3}$$

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \left( \vec{u} \cdot \nabla \right) k = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) (\nabla \cdot k) \right] + P_k - \rho \varepsilon, \qquad (4)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho \left( \vec{u} \cdot \nabla \right) \varepsilon = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_{\varepsilon}} \right) (\nabla \cdot k) \varepsilon \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k + C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}.$$
(5)

На внешних поверхностях пола, потолка и стен вследствие ограниченного времени нагрева выставляются условия адиабатичности. Излучающие поверхности (в том числе и ГИИ) рассматриваются как серые. На твердых поверхностях для уравнений движения воздуха устанавливаются условия прилипания, втекание из приточной вентиляции моделируется заданием расхода и температуры, а параметры истечения определяются с помощью задания постоянного давления атмосферы вне помещения.

Определение основных параметров обогрева помещения проводится в программной среде COMSOL Multiphysics с использования метода конечных элементов с привлечением модулей «The Heat Transfer in Fluids Interface» и «The Turbulent Flow, k-є Interface» [3]. Параллельно параметры радиационного теплового потока определяются в модуле «Surface-to-Surface Radiation» в рамках зонной модели с определением и учетом средних угловых коэффициентов. При численном анализе процесса обогрева использовалось плоское приближение для области решения, схематично представленной на рис. 1.



Рис. 1. Схема области решения. Размеры представлены в мм

Примерно к 60-й минуте начала обогрева устанавливается квазистационарное (крайне незначительно меняющееся во времени) распределение температур и поле скоростей. Типичная картина результатов расчета представлена на рис. 2. Расчеты проводились при следующих основных исходных данных:

начальная температура в помещении	20 °C
температура нагретой поверхности ГИИ	800 °C
температура на входе приточной вентиляции	10 °C

Для сравнения представлены поля температур и линии тока, реализующиеся в случаях, когда в отсутствии вентиляции возникала только термогравитационная конвекция (*a*), и в случае смешанной конвекции (*б*), возникающей при наличии работающей приточно-вытяжной вентиляции. В непосредственной близости к поверхности ГИИ температура достигала у нижней излучающей поверхности 1073 К, а над верхней крышки, куда устремлялись продукты сгорания – свыше 550 К. Для более наглядной картины по объему помещения цветовая таблица температур ограничена на рисунках температурой 315 К.



Рис. 2. Поля температур и линии тока, установившиеся к 60-и минуте процесса нагрева в режиме термогравитационной (без вентиляции) (a) и смешанной (при наличии приточно-вытяжной вентиляции) ( $\delta$ ) конвекции

В расчетах, представленных на рис. 2, учитывалась крайне низкая температура втекающего воздуха, что существенно влияет на формирования потоков воздуха, обеспечивая достаточно мощное ниспадающее течение при втекании из вентиляционного отверстия. Этот поток полностью подавляет восходящий поток от нагретой поверхности стола.

Удовлетворительное согласие данных численных расчетов с результатами экспериментальных исследований доказало их физическую адекватность.

В процессе расчетов определялась степень зависимости основных параметров обогрева от варьирования основных параметров работы вентиляции.

Анализ результатов экспериментального и численного моделирования оформляется в виде рекомендаций для практического использования при проектировании систем отопления с использованием ГИИ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 20-19-00226).

### Обозначения

 $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>; *T* – температура, К;  $c_p$  – удельная изобарная теплоемкость, Дж/(кг·К);  $\vec{u}$  – скорость, м/с; p – давление, Па; к – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); t – время, с;  $\vec{g}$  – ускорение свободного падения, м/с<sup>2</sup>; k – кинетическая энергия турбулентности, (м/с)<sup>2</sup>;  $\varepsilon$  – диссипация кинетической энергии турбулентности, (м/с)<sup>2</sup>/с.

# Литература

1. Edyta Dudkiewicz, Janusz Jeżowiecki. Measured radiant thermal fields in industrial spaces served by high intensity infrared heater // Energy and Buildings. 2009. Vol. 41, Issue 1. P. 27–35.

2. Kuznetsov G. V., Maksimov V. I., Nagornova T. A., Voloshko I. V., Gutareva N. Y., Kurilenko N. I. Experimental determination of the worker's clothing surface temperature during the ceramic gas heater operation // Thermal Science and Engineering Progress. 2021. Vol. 22. P. 100851.

3. Borisov B. V., Kuznetsov G. V., Maksimov V. I., Nagornova T. A., Gutareva N. Y. Numerical simulation of heat transfer in a large room with a working gas infrared emitter // J. of Physics: Conference Series. 2020. Vol. 1675, No. 1. P.012074.

#### УДК 534.231:532.517

# ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ КОЛЕБАНИЙ В СЛОЖНОЙ ГИДРОМЕХАНИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

# О. В. Митрофанова<sup>1,2</sup>, И. Г. Поздеева<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия <sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия

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

Исследования проводились на газодинамическом стенде. Рабочим участком являлась вихревая камера с тангенциальным подводом сжатого воздуха. Закрученный воздушный поток покидал объем вихревой камеры через небольшое отверстие в верхней крышке камеры и ударял по преграде, выполненной в форме плоского диска. Наиболее интересные результаты наблюдались при нефиксированной ширине щели между крышкой вихревой камеры и преградой. В этом случае реализовывался режим самонастройки частот вихревой системы на собственную частоту гидромеханической системы [1].

По характеру регистрируемых в процессе экспериментов акустических колебаний было выделено два режимах истечения импактой закрученной струи (рис. 1, *a*): режим  $\mathbb{N} \ 1$  – докритический (он же звуковой дорезонансный), и режим  $\mathbb{N} \ 2$  – критический (или резонансный). Было установлено, что основным источником возбуждения пульсаций давления в потоке являлась система крупномасштабных вихреобразований, генерируемых на выходе из вихревой камеры [2].

На рис. 1, б показана временная развертка, соответствующая акустической волне в дорезонансном режиме. Характер изменения амплитуды акустических колебаний во времени указывает на то, что полученная осциллограмма является результатом сложения двух колебаний, частоты которых характеризуются максимальной амплитудой. Для выбранной преграды D = 70 мм это десятый (с частотой  $f_1 = 2796$  Гц) и первый (с частотой  $f_2 = 273$  Гц) пики соответственно (режим 1 на рис. 1, *a*).



Рис. 1. Переход от дорезонансного к резонансному режиму истечения импактного закрученного потока: a - эффект саморегулирования: амплитудно-частотные характеристики акустических колебаний 1 – в дорезонансном, 2 – в резонансном (критическом) режимах истечения;  $\delta$  – экспериментальная временная развертка акустической волны в дорезонансном режиме; s – экспериментальная временная развертка акустической волны в резонансном режиме

В цилиндрических координатах, определяющих геометрию рабочего участка, картина сложения колебаний в двух взаимно-перпендикулярных направлениях r и  $\varphi$  представляет собой сложную кривую, соответствующую фигуре Лиссажу (рис. 2, a) с частотами  $f_1 = 2796$  Гц и  $f_2 = 273$  Гц. Именно такая картина линий тока хорошо согласуется с полученной в результате эксперимента картиной визуализации вихревого следа на поверхности преграды (рис. 2,  $\delta$ ). Как показывает визуализация картины течения, полученная с помощью нанесения вязкой суспензии на нижнюю поверхность преграды, при истечении импактного закрученного потока из кольцевой щели на поверхности преграды остается вихревой след в виде системы концентрических колец, повторяющих конфигурацию пересекающихся линий тока в фигуре Лиссажу (рис. 2, a).



Рис. 2. Визуализационная картина течения в дорезонансном режиме:  $a - \phi$ игура Лиссажу с частотами  $f_1 = 2796 \ \Gamma$ ц и  $f_2 = 273 \ \Gamma$ ц в цилиндрической системе координат (r,  $\phi$ , z),  $\delta$  – визуализация вихревого следа на верхней поверхности выходной щели.

Тип колебаний, соответствующий звуковому дорезонансному режиму, относится к вынужденным колебаниям при наличии затухания. В рассматриваемом случае в качестве вынуждающей силы выступает сила, связанная с колебаниями звукового давления. На рис. 1, *в* представлена соответствующая экспериментальная зависимость звукового давления от времени, указывающая на баланс между накоплением и сбросом энергии при резонансном режиме истечения. Было установлено, что устойчивая спирально-вихревая структура потока формируется при возбуждении собственных колебаний крышки вихревой камеры. Описываемый процесс соответствует условию акустического резонанса, сопровождаемого резким усилением акустических колебаний на частоте, совпадающей с собственной частотой колебательной системы. Сделанные оценки позволяют заключить, что в критическом режиме истечения обладающий большой кинетической энергией поток воздуха возбуждал колебания упругой поверхности верхней крышки вихревой камеры. Это приводило к колебаниям объема воздуха под преградой, в результате чего при совпадении частоты вращения в спиральном вихре  $f_1$  с собственной частотой колебаний упругой верхней торцевой поверхности камеры  $f_{11}$  возникал резонанс, при котором вытекающий поток покидал пространство под преградой за один цикл колебаний.

Соответствующая резонансному режиму истечения картина визуализации потока, выявляющая наличие устойчивой вихревой структуры течения, сформированной идентичными продольными спиральными вихрями, представлена на рис. 3,  $\delta$ . Фигура Лиссажу, соответствующая устойчивому резонансному режиму истечения при сложении акустических колебаний с частотами  $f_1 = 27$  Гц и  $f_2 = 2796$  Гц, представлена на рис. 3, a.



Рис. 3. Визуализационная картина течения в резонансном режиме:  $a - \phi$ игура Лиссажу с частотами  $f_1 = 27 \Gamma_{\rm II}$  и  $f_2 = 2796 \Gamma_{\rm II}$  в цилиндрической системе координат ( $r, \phi, z$ ),  $\delta$  – визуализация вихревого следа на нижней поверхности выходной щели.

Для выявления условий перехода в критический режим была проведена серия экспериментов для набора преград диаметром 30–90 мм (с шагом 10 мм). В результате обработки амплитудно-частотных характеристик звуковых колебаний (рис. 4) была рассчитана мощность акустической энергии и определены коэффициенты затухания  $\delta$ . Резонансный режим истечения (см. выделенное серым в таблице) импактной закрученной струи наблюдался на преградах диаметром 50, 60 и 70 мм при частоте  $f_{11} = 2824$  Гц, что соответствовало частоте собственных колебаний плексигласовой крышки вихревой камеры. На преградах диаметром 30 и 40 мм, а также 80 и 90 мм резонансный режим не наблюдался.

Построение резонансных кривых (рис. 4) для набора преград с рассчитанными в результате обработки экспериментальных данных коэффициентами затухания показало, что резонансный режим уверенно фиксировался при сосредоточении в области вблизи резонансной частоты более 30% мощности акустического спектра. Из общей теории резонансных колебаний известно, что для развития резонанса коэффициент затухания  $\delta$  должен быть менее 0,25 $f_{\rm pe3}$ . Таким образом, резонанс наступает, если на колебания с частотами, лежащими в области от 0,75  $f_{\rm pe3}$  до 1,25  $f_{\rm pe3}$ , приходится более 30% от суммарной мощности всего акустического спектра.



Рис. 4. Резонансные кривые для преград различного диаметра при расходе  $G = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$  и диаметре выходного отверстия  $d_0 = 5 \text{ мм}$ 

<i>D</i> , мм	<i>W</i> <sub>ак</sub> по полному спектру, Вт	б, Гц	$\Delta W_{a\kappa}$ по ширине 26, Вт	$\Delta W_{ m ak}/W_{ m ak}$ , %
30	2,69	862	0,187	6,95
40	3,99	839	0,576	14,44
50	0,3	593	0,13	43,33
60	0,22	732	0,082	37,27
70	0,56	416	0,221	39,46
80	0,32	914	0,079	24,69
90	0,12	1204	0,03	25,00

Рассчитанные в результате обработки экспериментальных данных коэффициенты затухания

В резонансном режиме наблюдалось резкое возрастание амплитуды звуковых колебаний на частоте, совпадающей с частотой собственных колебаний вихревой камеры. При переходе системы к резонансному режиму истечения громкость резонансных колебаний возрастала на 20–30 дБ, что приводило к возрастанию суммарной мощности всего спектра акустических колебаний на порядок. Дополнительным источником энергии в резонирующей системе выступала энергия собственных колебаний упругой крышки вихревой камеры, возбуждаемых за счет внешнего силового воздействия со стороны вихревой структуры вытекающего потока воздуха. Проведенные вычисления для преграды диаметром D = 60 мм показали, что в дорезонансном режиме суммарная мощность всего спектра акустических колебаний, генерируемых детерминированной вихревой структурой потока, составила 0,56 Вт, в то время как при резонансном режиме мощность акустических колебаний возросла до 6,46 Вт за счет резкого увеличения амплитуды собственных колебаний гидромеханической системы.

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

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 19-08-00223) и Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (договор 02.a03.21.0005).

### Литература

1. Mitrofanova O. V., Pozdeeva I. G. Investigation of the acoustic oscillation self-adjustment mechanism in impinging swirling flows // Fluid Dynamics. September 2015. Vol. 50, Iss. 5. P. 646–654.

2. Митрофанова О. В., Поздеева И. Г. Использование акустического метода измерений для регистрации вихревой структуры потоков в каналах сложной геометрии // Тепловые процессы в технике. 2019. Т. 11, № 2. С. 50–60.

3. Поздеева И. Г. Исследование гидродинамики и механизмов генерации акустических колебаний в сложных вихревых течениях: дис. ... канд. техн. наук. М., 2019. – 117 с.

УДК 536.24

### СТРУКТУРА ПУЛЬСИРУЮЩЕГО ТЕЧЕНИЯ В КАНАЛЕ С ОТВЕТВЛЕНИЕМ ПРИ УМЕРЕННЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

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

<sup>1</sup>Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр РАН», г. Казань <sup>2</sup>Казанский (Приволжский) Федеральный университет, г. Казань, Россия <sup>3</sup>Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия

Введение. Течение в разветвляющихся каналах широко используется в промышленных приложениях, таких как трубопроводные системы, вентиляция, смесители реакторов и т. д. При прохождении через разветвление поток меняет направление, что сопровождается деформацией профиля скорости, появлением областей отрыва потока, а при умеренных числах Рейнольдса - более ранней турбулизацией течения. Эти процессы оказывают влияние на характеристики теплообмена в области разветвления. Более сложное изменение структуры течения наблюдается в пульсирующих потоках. Важнейшей областью исследования таких течений является гемодинамика артерий человека. Часто лечение пациентов с сердечнососудистыми заболеваниями требует шунтирования поврежденного участка артерии. Весьма распространено послеоперационное нарастание ткани внутренней стенки артерии в области установки шунта, что приводит к постепенному сужению артерии и полному прекращению кровотока в шунте [1]. Как показали исследования, имеется взаимосвязь этих процессов с гидродинамическими особенностями течения в области соединения шунта с артерией (см., например, [2]). Особенностью зависимости расхода крови от времени за период сердечного сокращения является высокая амплитуда пульсаций и, во многих случаях, наличие области возвратного течения на части периода колебаний расхода. Численное моделирование таких течений представляет известные сложности, связанные с заданием граничных условий при смене направления потока. По этой причине большое значение приобретают систематические экспериментальные исследования.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований и прямого численного моделирования стационарного и пульсирующего течения в канале с разветвлением, моделирующим проксимальный участок разветвления (анастамоз типа конец-в-бок) бедренной артерии человека.

Методика выполнения исследований. Эксперименты проводились в специализированной установке, описание которой приведено в [3]. Установка снабжена системой измерений мгновенных двумерных векторных полей скорости потока SIV [4]. В качестве трассеров используются полиамидные частицы диаметром 5 мкм. Рабочий участок установки представлял собой гладкую трубку с внутренним диаметром d = 17 мм, снабженную боковым ответвлением под углом 60 градусов, имитирующим соединение шунта с основной артерией (проксимальный конец анастомоза конец-в-бок) (рис. 1). Рабочая жидкость представляла собой водный раствор глицерина с массовой долей последнего 51,7% (кинематическая вязкость  $v = 6,09 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{c}$ ). Исследования проводились на стационарном режиме течения и при гармоническом законе изменения расхода с частотой 0,9 Гц. Для стационарного случая эксперименты выполнялись при двух значениях числа Рейнольдса, вычисленного по среднерасходной скорости Re = 1500 и 180. В пульсирующем потоке использовалось условие Re<sub>max</sub> =  $= U_{\text{max}} d/v = 1500$ . Амплитуда пульсаций составляла A<sub>U</sub> = 0.46 м/с, (A<sub>U</sub>/U = 5.17). Эксперименты проводились при четырех соотношениях расхода через основной канал Q1 к суммарному расходу через рабочий участок Q: Q1/Q = 0; 0.25; 0.5; 0.75. Выполнена визуализация течения в области ответвления. По результатам SIV измерений для стационарного и пульсирующего потоков получены профили компонент скорости потока u и v, их пульсаций u' и v' и напряжений Рейнольдса u'v' в различных сечениях каждого из каналов для всех приведенных выше соотношений расходов Q1/Q. Построены поля пульсаций продольной компоненты вектора скорости. В пульсирующем потоке определены изменения профилей статистических характеристик течения по фазе  $\phi$  колебаний расхода через  $\phi = 15$  градусов. В качестве  $\phi = 0$ определена точка расхода, равного его среднему значению в фазе его нарастания.



Рис.1. Схема рабочего участка экспериментальной установки

Прямое численное моделирование (DNS) выполнялось для стационарного течения при Re = 180 и тех же соотношениях расхода Q1/Q. Математическая постановка задачи включала в себя решение системы трехмерных нестационарных уравнений Навье–Стокса в безразмерных естественных переменных для несжимаемой жидкости. Интегрирование определяющей системы уравнений проводилось в пакете Ansys Fluent 14.5 по методу конечных объемов. На твердых стенках ставились граничные условия прилипания, а во входном сечении задавался параболический профиль продольной скорости. На выходе из каналов ставились «конвективные» (неотражающие) граничные условия. Расчетная сетка включала 500 тысяч ячеек. Выполнялось сгущение сетки вблизи твердых поверхностей. Минимальный безразмерный

линейный размер ячейки в перпендикулярном к стенке направлении составлял 0.007. Шаг по времени – 0.01.

**Результаты исследований.** На рис. 2 в качестве примера приведены поля пульсаций продольной компоненты скорости потока для стационарного течения в области разветвления при Re = 1500 и Q1/Q = 0 и 0,5. Там же представлены кадры визуализации течения. В результате исследований установлено, что зоны турбулизации потока локализуются на границе вихревых структур, формируемых в основном канале и ответвлении. Положение и интенсивность этих зон определяется соотношением расходов Q1/Q. С увеличением этого соотношения интенсивность пульсаций снижается.





Рис. 2. Поля пульсаций продольной компоненты вектора скорости  $U_{\rm rms}$  в канале Q1 (*a*,  $\delta$ ), Q2 (*b*, *c*) и визуализация течения в области разветвления ( $\partial$ , *e*) при Q1/Q = 0 (слева) и 0.5 (справа)

ρ

Результаты численного моделирования подтвердили эти выводы и позволили получить распределение поверхностного трения на стенках каналов (рис. 3). Хорошо видны положения областей низкого значения трения, с которым обычно связывают появление воспалительных процессов внутренней стенки сосудов и интенсивный рост ткани стенки, приводящий к зарастанию шунта.



Рис. 3. Поле модуля скорости (*a*) и коэффициента поверхностного трения ( $\delta$ ) в области разветвления при Re = 180 для Q1/Q = 0.5

В случае пульсирующего потока картина течения существенно изменяется. Анализ изменения профилей статистических характеристик течения и полей пульсаций компонент скорости потока по фазе вынужденных колебаний расхода позволил для каждого значения Q1/Q определить положения локальных областей турбулизации потока в зависимости от фазы вынужденных колебаний расхода. На рис. 4 в качестве примера показаны поля пульсаций продольной компоненты скорости потока в некоторых фазах колебаний расхода для Q1/Q == 0,25 в основном участке и в ответвлении. Видно, что для приведенного на рисунке соотношения расходов Q1/Q наибольшая интенсивность пульсаций наблюдается при  $\varphi \approx 240^\circ$ , т. е. в области нарастания скорости возвратного течения. В ответвлении абсолютное значение пульсаций продольной компоненты скорости значительно ниже, чем в основном канале. Подобная тенденция сохраняется и для других соотношений расходов, однако отличие в уровне пульсаций в основном канале и ответвлении с ростом Q1/Q несколько снижается (рис. 5).



Рис.4. Изменение поля пульсаций продольной компоненты скорости потока в основном канале по фазе колебаний расхода для Q1/Q = 0.25



Рис. 5. Изменение поля пульсаций продольной компоненты скорости потока в ответвлении по фазе колебаний расхода для Q1/Q = 0.25

Заключение. Выполнены визуализация течения, измерение мгновенных векторных полей скорости потока и прямое численное моделирование течения в области разветвления каналов, имитирующих проксимальный конец анастомоза конец-в-бок артерии сердечнососудистой системы человека при стационарном течении и в условиях гармонических пульсаций расхода при наличии возвратного течения на части периода колебаний. Установлено, что на всех режимах течения существуют области локальной турбулизации потока как в основном канале, так и в ответвлении. Определено пространственное положение этих областей, в том числе его изменение по фазе колебаний расхода. По результатам DNS найдено распределение поверхностного трения по стенке каналов в области ответвления при Re = 180 и выявлены области наименьшего трения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант 20-61-47068.

### Литература

1. Ascher E., Haimovici H. Haimovici's vascular surgery. John Wiley & Sons, 2008. – 1207 p.

2. Jackson M. et al. Low wall shear stress predicts subsequent development of wall hypertrophy in lower limb bypass grafts //Artery Research. 2009. Vol. 3, No. 1. P. 32–38. 3. Молочников В. М., Михеев Н. И., Михеев А. Н., Паерелий А. А., Душина О. А. Исследования пульсирующего потока в гладком канале и на участке разветвления применительно к гемодинамике подколенной артерии // Тезисы докл. Всерос. конф. «XXXVII Сибирский теплофизический семинар», 14–16 сентября 2021 г. Новосибирск, 2021. С. 22.

4. Mikheev N. I., Dushin N. S. A method for measuring the dynamics of velocity vector fields in a turbulent flow using smoke image-visualization videos // Instruments and Experimental Techniques. 2016. Vol. 59, No. 6. P. 882–889.

УДК 532.525

# ПРОБЛЕМЫ ТЕПЛООБМЕНА В ДВУХФАЗНЫХ ОТРЫВНЫХ ПОТОКАХ

#### М. А. Пахомов, В. И. Терехов

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

Введение. Настоящая работа посвящена обзору современного состояния исследований динамики течения, турбулентности и теплопереноса в двухфазных течениях после внезапного расширения трубы и за обратным плоским уступом в канале. В работе обсуждается широкий круг проблем двухфазной динамики и тепломассопереноса в дозвуковых отрывных газокапельных за плоским обратным уступом или за внезапным расширением трубы, в том числе при наличии наложенного продольных отрицательного и положительного градиентов давления и при наличии закрутки двухфазного течения. Механизм процессов турбулентного переноса массы и теплоты значительно усложняется, если отрыв потока происходит в поле продольного градиента давления (ПГД), который может быть как положительным (диффузор), так и отрицательным (конфузор). Закрутка двухфазного потока является эффективным методом управления структурой и тепломассопереносом в потоке. Она часто используется на практике в сепараторах и вихревых тепломассообменных аппаратах и в других устройствах. Закрученные двухфазные ограниченные течения за внезапным расширением трубы широко используются при стабилизации процесса горения в реагирующих течениях в промышленных горелочных устройствах.

Математическая модель. Рассмотрена задача о динамике двухфазного отрывного турбулентного потока при наличии теплообмена со стенками канала. При решении используется RANS система уравнений [1–4], записанных с учетом обратного влияния частиц на процессы переноса в газе. Для описания динамики течения и тепломассопереноса в газовой и дисперсной фазах используется эйлеров подход. Турбулентность несущей фазы моделировалась с применением модели переноса рейнольдсовых напряжений [5], модифицированной на случай присутствия мелкодисперсных частиц [6].

**Полученные численные результаты и их анализ.** Показана применимость использования эйлерова подхода для рассматриваемых условий. Исследовано [1–4] влияние изменения основных параметров двухфазного потока таких как концентрация капель, их начальный размер, скорость газокапельного течения и плотность теплового потока на стенке трубы на структуру течения турбулентность и теплоперенос в газокапельном отрывном потоке за внезапным расширением трубы [1–3] и за обратным плоским уступом [4].

Добавление испаряющихся капель в турбулентный поток приводит к незначительному сдвигу точки присоединения вниз по течению. Мелкие капли при значениях числа Cтокса Stk < 1 хорошо вовлекаются в рециркуляционное течение и присутствуют по всему сечению

трубы. Пристенная часть трубы оказывается свободной от мелких частиц за счет интенсивного процесса испарения. Тяжелые частицы (Stk > 1), не попадают в зону рециркуляционного течения, присутствуя только в слое смешения и в ядре течения.

Показано подавление (до 15% по сравнению с однофазным потоком) мелкодисперсными каплями турбулентности газовой фазы [1–3]. Этот эффект в основном ограничен приосевой зоной трубы, поскольку испарительные процессы здесь малоинтенсивны и они интенсивно протекают преимущественно в пристенной области и, соответственно, подавления турбулентности в этой области практически не наблюдается.

Для мелкодисперсного потока увеличение теплообмена происходит на всем участке за отрывом двухфазного потока, а для крупных частиц вследствии их большой инерционности – в основном за точкой присоединения [1–3]. Исследовано влияние теплофизических свойств материала капель (вода, этанол и ацетон) на теплоперенос и турбулентность в газокапельном отрывном потоке [4]. Интенсификация теплообмена при использовании капель этанола несколько выше соответствующего значения для капель воды (на ~10–20%). При этом заметно уменьшается область существования двухфазного течения и ослабляется степень подавления турбулентности несущей фазы за счет наличия дисперсных частиц (до 10–15%) из-за более быстрого их испарения. Для случая использования капель воды в качестве охладителя длина области интенсифицированного теплообмена наибольшая, тогда как для ацетона – наименьшая. Минимальный эффект интенсификации теплообмена и подавления турбулентности несущей фазы обнаружен для случая капель ацетона.

Представлены результаты численного исследования влияния положительного продольного градиента давления при внезапном расширении трубы на структуру турбулентного двухфазного течения и локальный теплоперенос [5]. Показано, что продольный градиент давления оказывает существенное влияние на характеристики течения и теплоперенос в газокапельном отрывном потоке. Увеличение угла раскрытия диффузора приводит к значительному увеличению степени турбулентности течения (практически в два раза в сравнении с газокапельным течением при отсутствии продольного градиента). При этом координата максимума теплоотдачи не совпадает с координатой точки присоединения оторвавшегося двухфазного потока.

Численное исследование влияния теплофизических свойств испаряющихся капель на структуру течения, турбулентность и теплоперенос в газокапельном потоке после внезапного расширения трубы выполнено в [7]. Расчеты проведены для капель воды, этанола и ацетона в диапазоне изменения начального диаметра капель  $d_1 = 1-100$  мкм. Показано, что добавление капель приводит к существенному росту теплообмена (до 50% при  $M_{L1} = 0.05$ ) в сравнении с однофазным отрывным течением. Интенсификация теплообмена при использовании капель этанола несколько выше соответствующего значения для водяных капель (примерно на 10-20%). При этом заметно уменьшается область существования двухфазного течения и ослабляется степень подавления турбулентности несущей фазы за счет наличия дисперсных частиц (до 10-15%) из-за более быстрого их испарения. Для случая использования капель воды в качестве охладителя длина области интенсифицированного теплообмена наибольшая, тогда как для ацетона – наименьшая. Минимальный эффект интенсификации теплообмена и подавления турбулентности несущей газовой фазы минимальны обнаружен для случая капель ацетона.

В работе [8] представлены результаты численного исследования влияния отрицательного ПГД на структуру двухфазного газокапельного течения и теплоперенос за внезапным расширением трубы. Показано, что благоприятный градиент давления оказывает существенное влияние на характеристики течения и теплоперенос. Увеличение угла сужения конфузора приводит к значительному подавлению турбулентности течения (более четырех раз в сравнении с газокапельным течением после внезапного расширения трубы при  $\phi = 0^{\circ}$ ). Установлено, что в исследуемом течении существенно уменьшается длина зоны рециркуляции в сравнении с безградиентным ( $\phi = 0^{\circ}$ ) газокапельным отрывным потоком (до 30%), а координата максимума теплообмена незначительно смещается вниз по течению и практически совпадает с точкой присоединения двухфазного потока.

В [9] проведено численное исследование газокапельного течения и теплопереноса в конфузоре за внезапным расширением трубы. Профили температуры газа становятся более заполненными для газокапельного течения в конфузоре в сравнении со случаем при  $\varphi = 0^{\circ}$ . Изменение угла сужения конфузора во всем исследованном в работе диапазоне значений не оказывает влияния на качественное распределение температуры газа по сечению конфузора. Наличие дисперсной фазы оказывает незначительное влияние на длину зоны рециркуляции, положения максимума теплообмена и минимума коэффициента трения на стенке в конфузоре в обусловлены преимущественно градиентом давления газовой фазы. Влияние капельной фазы остается примерно такой же, как и в случае безградиентного течения.

Выполнено численное исследование влияния параметра закрутки потока S = 0-1 и теплофизических свойств материала капель воды, этанола и ацетона на структуру турбулентного течения и теплообмен в газокапельном потоке. Для описания динамики и тепломассообмена двухфазного потока был использован эйлеров подход. Для закрученного потока характерным является рост концентрации мелких частиц на оси трубы за счет их накопления в зоне обратных токов под действием силы турбофореза. Показано, что добавление капель приводит к существенному росту теплообмена (более 2.5 раз) при величине массовой концентрации капель  $M_{L1} = 0.1$  в сравнении с однофазным закрученным течением. Интенсификация теплообмена при использовании капель этанола выше соответствующего значения для капель воды (примерно на 10–20%) и ацетона (до 65%). При использовании капель этанола и ацетона сокращается область существования двухфазного течения, а степень подавления турбулентности несущей фазы уменьшается. Это происходит из-за более быстрого испарения капель легколетучих жидкостей.

Заключение. Представлены результаты работ по численному моделированию двухфазных отрывных течений, полученные авторами за последние 10 лет. Изучена аэродинамика и тепломассоперенос в дозвуковых отрывных газокапельных потоках за плоским обратным уступом или за внезапным расширением трубы, в том числе при наличии наложенного продольного отрицательного и положительного градиентов давления и при наличии закрутки двухфазного течения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект 21-19-00162).

#### Обозначения

 $d_1$  – начальный диаметр капель, м;  $M_{L1}$  – начальная массовая концентрация капель жидкости; S – параметр закрутки потока; Stk – число Стокса в осредненном движении;  $\varphi$  – угол сужения (расширения) трубы.

## Литература

1. Pakhomov M. A., Terekhov V. I. Second moment closure modelling of flow, turbulence and heat transfer in droplet-laden mist flow in a vertical pipe with sudden expansion // Int. J. Heat Mass Transfer. 2013. V. 66. P. 210–222.

2. Pakhomov M. A., Terekhov V. I. The effect of droplets evaporation on turbulence modification and heat transfer enhancement in a two-phase mist flow downstream of a pipe sudden expansion // Flow, Turbulence, Combust. 2017. Vol. 98. P. 341-354

3. Pakhomov M. A., Terekhov V. I. Effect of evaporating droplets on flow structure and heat transfer in an axisymmetrical separated turbulent flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 2019. V. 140. P. 767-776

4. Pakhomov M. A., Terekhov V. I. Droplet evaporation in a two-phase mist dilute turbulent flow behind a backward-facing step // Water. 2021. Vol. 13. P. 2333.

5. Fadai-Ghotbi A., Manceau R., Boree J. Revisiting URANS computations of the backward-facing step flow using second moment closures. Influence of the numerics // Flow, Turbulence Combust. 2008. Vol. 81. P. 395–410.

6. Zaichik L. I. A statistical model of particle transport and heat transfer in turbulent shear flows // Phys. Fluids. 1999. Vol. 11. P. 1521–1534.

7. Pakhomov M. A., Terekhov V. I. Effect of evaporating droplets on flow structure and heat transfer in an axisymmetrical separated turbulent flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 2019. Vol. 140. P. 767–776

8. Пахомов М. А., Терехов В. И. Структура газокапельного течения и теплоперенос за внезапным расширением осесимметричного диффузора // ПМТФ. 2020. Т. 61, № 5. С. 122–133.

9. Пахомов М. А., Терехов В. И. Структура отрывного газокапельного течения и теплоперенос в осесимметричном конфузоре // ИФЖ. 2021. Т. 94, № 6. С. 1507–1517.

10. Pakhomov M. A., Terekhov V. I. Numerical analysis of swirling turbulent droplet-laden flow and heat transfer in a sudden pipe expansion // Int. J. Heat Fluid Flow. 2020. Vol. 85. P. 108681.

УДК 697.921.452+621.1.016.4

# ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В ВОЗДУХОНАГРЕВАТЕЛЯХ ПРИ НАЛИЧИИ ПРОДОЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ

### Н. П. Петрова, А. А. Цынаева

ФГБОУ ВО «Самарский государственный технический университет», Россия, г. Самара nadej.orlowa2013@mail.ru a.tsinaeva@rambler.ru

Проведены численные исследования по влиянию знакомпеременного градиента давления на теплообмен и на трение в канале теплообменного аппарата КМС-2. Цель работы – повышение эффективности методов интенсивности теплообменников при наличии градиента давления. Исследования проводились с помощью программных комплексов, распространяемых на основе свободной лицензии (Code\_Saturne, Salome). В работе проведено сравнение характеристик теплообмена и трения для каналов со знакопеременным градиентом давления (канал длиной L = 117 мм разделен на два участка dp/dx > 0 и dp/dx < 0 с  $l_1 = 58.5$  мм,  $n_1 = 2$ ) или на четыре участка длиной  $l_2 = 29.25$  мм,  $n_2 = 4$ ). Задавались следующие граничные условия: рабочее тело – воздух, Red = 3000, Red = 4177, Red = 6000, боковые стенки являются обогреваемыми, верхняя и нижняя не обогреваются. По результатам исследований выявлено, что применение знакопеременного градиента давления с четырьмя участками приводит к росту осредненных по длине канала коэффициентов теплоотдачи до 66% по сравнению с прямым каналом и до 13% с каналами, состоящими из двух знакопеременных участков.

Наиболее распространенные калориферы систем вентиляции и воздушного отопления, такие как КМС-2, как и любые теплообменные аппараты, служащие для подогрева (охлаждения) воздуха, имеют недостаточно высокую интенсивность теплообмена со стороны нагре-

ваемого воздуха. Это обусловлено свойствами воздуха как теплоносителя (низкая теплоемкость, теплопроводность и т. д.). В связи с этим требуется повысить эффективность процесса теплоотдачи со стороны воздуха.

Исследование теплообмена в каналах с градиентом давления проводились следующими авторами: В. Г. Лущиком, Е. П. Дыбан, Э. Я. Эпик, О. В. Сорока [1-5] и др. Е. П. Дыбан, Э. Я. Эпик [1, 2] занимались экспериментальными исследованиями влияния на теплообмен турбулентности, градиента давления, ускоренности потока и др. В результате этими исследователями были разработаны критериальные уравнения для расчета теплообмена в пограничном слое при наличии различных воздействий (высокой турбулентности, градиента давления и др.). Выполненные исследования [1, 2] соответствуют широкому диапазону изменения критерия Рейнольдса. О. В. Сорока [3] провел комплексное исследование теплообмена в каналах с градиентом давления, в том числе при наличии знакопеременного градиента давления, выполнил обобщение полученных результатов на основе анализа размерностей. Исследования [3] выполнены в диапазоне чисел Рейнольдса (Re = 10 000-100 000), соответствующему развитому турбулентному режиму, однако характеристикам работы теплообменника КМС-2 более соответствует переходный режим Re = 3000-6000. В. Г. Лущиком [4, 5] выполнено исследование для плоского безотрывного диффузора и конфузора для воздуха при изменении чисел Рейнольдса от 7300 до 10500 и коэффициенте ускоренности от 3.8·10<sup>-6</sup> до 12.4·10<sup>-6</sup>. При этом параметры работы теплообменника КМС-2 лежат в диапазоне Re = = 3000-6000 с несколько отличными коэффициентами ускоренности.

Так как имеющиеся экспериментальные и численные результаты исследования влияния знакопеременного градиента на теплообмен оказались недостаточными, авторами были проведены дополнительные численные исследования для модернизации теплообменника КМС-2 для подогрева воздуха в системах вентиляции и воздушного отопления.

В представленном исследовании проведен численный анализ влияния знакопеременного градиента давления на интенсивность теплообмена в каналах теплообменника КМС-2 (при наличии различного количества конфузорно-диффузорных участков) при Re = 3000–6000.

При изучении каналов со знакопеременным изменением градиента давления в канале теплообменника КМС-2 используется численный метод исследования, реализованный в программном комплексе Code\_Saturne, обработка результатов исследования проводилась с помощью Salome [6, 7].

Для анализа решений по модернизации конструкции КМС-2 канал воздухонагревателя разделялся на отдельные участки (dp/dx > 0 и dp/dx < 0) с расширяющимся и сужающимся по ходу потока сечением. При этом длина отдельных участков принимала значение  $l_1 = 58.5$  при разделении на два участка ( $n_1 = 2$ ) и  $l_1 = 58.5$  мм при разделении на 4 сегмента ( $n_2 = 4$ ).

При разделении канала на 2 сегмента первый участок канала – расширяющийся dp/dx > 0, а второй – сужающийся dp/dx < 0, угол расширения (сужения)  $\beta = 3^{\circ}$ .

При разделении канала на 4 сегмента первый участок – расширяющийся с dp/dx > 0, второй – сужающийся с dp/dx < 0, третий с dp/dx > 0, четвертый с dp/dx < 0, угол раскрытия  $\beta = 3^{\circ}$ . Числа Рейнольдса находятся в диапазоне Re<sub>d</sub> = 3000–6000.

Для валидации получаемых решений проведено сравнение результатов численного исследования с экспериментом Э. Я. Эпик [8] и расчетом по формулам Жукаускаса [9] и Василева [10]. Результаты валидации представлены в работе [11].

На рис. 1 показаны результаты численного моделирования распределения локального коэффициента теплоотдачи по длине прямого канала для конфузора и диффузора. Выявлено, что в диффузоре интенсивность теплоотдачи несколько выше, разница по сравнению с прямым каналом может достигать 46%. При сравнении конфузора и прямого канала коэффициент теплоотдачи в конфузоре может быть ниже коэффициента теплоотдачи прямого канала на начальном участке.



Рис. 1. Локальные коэффициенты теплоотдачи по длине канала: 1 – канал прямой; 2 – канал расширяющийся; 3 – канал сужающийся

Результаты численного исследования теплообмена в каналах со знакопеременным градиентом давления представлены на рис. 2. Видно, что при перемене знака градиента давления происходит всплеск локальных значений коэффициента теплоотдачи. При этом рост осредненных по длине канала коэффициентов теплоотдачи может достигать 66% для каналов с четырьмя знакопеременными сегментами ( $n_2 = 4$ ) по сравнению с прямым каналом или до 13% для каналов с двумя сегментами ( $n_2 = 2$ ). При этом канал, у которого наблюдается максимальная интенсивность теплообмена, состоит из четырех знакопеременных участков (dp/dx < 0 и dp/dx > 0, dp/dx < 0 и dp/dx > 0).



Рис. 2. Локальные коэффициенты теплоотдачи по длине канала: 1 – канал прямой; 2 – канал с переменным продольным градиентом (L = 117 мм,  $l_1 = 58.5 \text{ мм}$ ,  $n_1 = 2$ , первый сегмент с dp/dx < 0); 3 – канал с переменным продольным градиентом (L = 117 мм,  $l_1 = 58.5 \text{ мм}$ ,  $n_1 = 2$ , первый сегмент с dp/dx < 0); 4 – канал с переменным продольным градиентом (L = 117 мм,  $l_2 = 29.25 \text{ мм}$ ,  $n_2 = 4$ , первый сегмент с dp/dx > 0); 5 – канал с переменным продольным градиентом (L = 117 мм,  $l_2 = 29.25 \text{ мм}$ ,  $n_2 = 4$ , первый сегмент с dp/dx < 0)

#### Литература

1. Дыбан Е. П., Эпик Э. Я. Тепломассообмен и гидродинамика турбулизированных потоков. Киев: Наукова думка, 1985. – 296 с.

2. Дыбан Е. П., Эпик Э. Я. Структура пристенных пограничных слоев при наличии байпасного ламинарно-турбулентного перехода // Пром. теплотехника. 1997. Т. 19, № 4-5. С. 25–33.

3. Сорока О. В. Интенсификация и исследование закономерностей теплообмена и сопротивления в пластинчатых, трубчатых и трубчато-пластинчатых поверхностях нагрева, реализующих эффект знакопеременного градиента давления, применительно к воздухоохладителям турбокомпрессоров малооборотных судовых дизелей: автореф. дис. ... канд. техн. наук. Санкт-Петербург, 1993.

4. Лущик В. Г., Решмин А. И. Интенсификация теплообмена в плоском безотрывном диффузоре // ТВТ. 2018. Т. 56, № 4. С. 586.

5. Лущик В. Г., Макарова М. С., Решмин А. И. Ламинаризация потока при течении с теплообменом в плоском канале с конфузором // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 1. С. 68–77.

6. Code\_Saturne. URL: https://www.code-saturne.org/cms/. Дата обращения 01.02.2018.

7. Salome. URL: http://salome-platform.org/.

8. Эпик Э. Я. Влияние турбулентности и продольного градиента давления на теплообмен в турбулентном пограничном слое // РНКТ-2006. М.: МЭИ, Т. 2. С. 270–273.

9. Жукаускас А. А. Конвективный перенос в теплообменниках. М.: Наука, 1982. – 472 с.

10. Василев Ф. В. Расчетно-экспериментальное исследование локальных и осредненных характеристик теплоотдачи при турбулентном течении теплоносителя в прямых, диффузорных и конфузорных каналах: дис. ... канд. техн. наук. Брянск. 1983.

11. Петрова Н. П., Цынаева А. А. Численное исследование теплообмена в канале теплообменника с градиентом давления // Тепловые процессы в технике. 2019. Т. 11, № 12. С. 532–540.

УДК 536.24

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ УГЛЕВОЛОКОННЫХ КОМПОЗИТНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

# И. А. Попов<sup>1</sup>, Д. Ю. Константинов<sup>1</sup>, А. А. Кузин<sup>1</sup>, Ю. В. Жукова<sup>2</sup>, А. Д. Чорный<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГБОУ ВПО «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ», г. Казань, Россия <sup>2</sup>Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

В настоящее время в авиационной технике востребованы конструкции из полимерных композитных материалов (ПКМ), способные работать без изменения геометрических размеров, зависящих от термического состояния, в интервале температур от –50 °C до +90 °C [1–9]. Наиболее часто используют особо прочные углеволоконный армированный полимер или термопластик, армированный углеродным волокном. Связующий полимер часто является термореактивной смолой, такой как эпоксидная смола, но иногда используются другие термореактивные или термопластичные полимеры – полиэфир или нейлон. Композит может содержать другие волокна, например арамид (кевлар), полиэтилен или стекловолокно.

Применение ПКМ в настоящее время определяет уровень развития в аэрокосмической промышленности [3–8]. На смену технологии изготовления конструкционных ПКМ методам препрегово-автоклавного и горячего прессования препрегов появились безавтоклавные процессы пропитки, позволяющие создавать разнообразные материалы, используемые в широком температурном диапазоне и климатических условиях. Это позволяет снизить энергоемкость производства и, соответственно, стоимость из-за отказа от использования дорогостоящих автоклава, оснастки и технологических материалов.

Один из перспективных методов изготовления ПКМ – использование объемно-армирующих плетеных преформ. Обеспечение изготовления низкопористых материалов с устойчивостью к деформационным разнонаправленным нагрузкам, снижение массы при сохранении высоких эксплуатационных свойств, сокращение трудоемкости технологических процессов. Использование армирующих плетеных преформ с высокой подвижностью нитей и способностью оплетать криволинейные поверхности позволяет решать задачу изготовления изделий сложной формы достаточно просто, обеспечивая при этом возможность автоматизации процесса.

Для исследования коэффициентов теплопроводности и теплоемкости многочисленных материалов и их возможных конфигураций применяются различные методы. Для анализа волоконных изоляций, вакуумных изоляционных панелей, низкотеплопроводных ПКМ обычно применяют приборы для измерения теплового потока и приборы с горячей охранной зоной. Знание коэффициентов теплопроводности и теплоемкости позволяет точно и надежно проектировать системы теплоизоляции энергоустановок и зданий, инженерных систем, а также оценивать термическое состояние низкотеплопроводных материалов, используемых в качестве конструкционных материалов для корпусов транспортных систем и энергоустановок.

Для создания образцов использовались преформы, полученные методом направленной укладки волокна (TFP) и радиального плетения (Radial Braiding – RB) [10]. Применялось углеродное волокно Tenax®-E HTA40 3K и UMT-49, для тканых преформ – ткань РУСАР-С600.

Предмет исследования – коэффициенты теплопроводности композиционного материала.

Объект исследования – полимерные композитные материалы.

Цель исследования – определение зависимости коэффициентов теплопроводности полимерных композитных материалов от температуры.

Метод исследования – экспериментальное исследование коэффициентов теплопроводности углепластика с использованием измерителя стационарного теплового потока HFM 446 Lambda Medium производства фирмы NETZSCH. Это прибор для измерения материалов с низкими значениями теплопроводности. Калибрируемый прибор HFM 446 Lambda работает в соответствии с методом, изложенным в ASTM C 518, ISO 8301, JIS A1412, DIN EN 12664, DIN EN 12667 и ГОСТ 7076-99. Образец располагается между горячей и холодной пластинами, и тепловой поток, создаваемый заданной разницей температур, измеряется с помощью сенсора теплового потока.

Калибровка прибора производится с помощью сертифицированного эталонного стандарта NIST или ГСО с известной теплопроводностью. Это устанавливает соответствие между сигналом датчиков и тепловым потоком, проходящим через него. Коэффициент теплопроводности вычисляется, когда пользовательские критерии равновесия выполнены. В опытах для калибровки использовался образец из минеральной ваты IRMM-440A.

Испытуемый образец помещают в прибор между двумя нагреваемыми пластинами (рис. 1). Средняя температура и перепад температур между пластинами задаются пользователем. Температура пластин контролируется двунаправленными системами нагрева/охлаждения Пельтье. Данные постоянно получаются, обрабатываются и хранятся интегрированной электроникой, и после завершения теста все результаты выводятся на печать. Использование двух датчиков повышает скорость измерений (до 30 мин на образец), что важно для контроля качества.

В ходе работы исследовались свойства четырех образцов ПКМ (таблица и рис. 2).

Вследствие того, что коэффициенты теплопроводности ПКМ достаточно велики – 0,2–1,5 Вт/(м·К), при исследованиях использовались дополнительные внешние термопары и резиновые прижимные прокладки (рис. 3), обеспечивающий хороший контакт образца с на-греваемыми/охлаждаемыми пластинами.



Рис. 1. Схема измерителя стационарного теплового потока HFM 446 Lambda Medium

Параметры	Образец № 1	Образец № 2	Образец № 3	Образец № 4
Марка материала	Углепластиковый термопласт – ПКМ ПЭЭК	Углепластиковый термопласт – ПКМ TENAX-E TPCL PEEK-4-40-HTA40 E13 3K DT-5HS- 285/04AB	Волокнистый реактопласт – Аранит РУСАР С600/ Т-26	Углепластиковый реактопласт – ПКМ UMT-49/ T-26
Изготовитель	Центр композитных материалов КНИТУ-КАИ	Toho Tenax Co., Ltd	Центр композитных материалов КНИТУ-КАИ	Центр композитных материалов КНИТУ-КАИ
Страна	Россия	Япония	Россия	Россия
Материал	Волокно – углеткань Связующее – полистирол	Волокно – Tenax®-E HTA40 3K Связующее – PEEK-4-40-HTA40	Волокно – РУСАР-С600 Связующее – эпоксидная смола Т-26	Волокно – UMT-49 Связующее – эпоксидная смола Т-26
Толщина образца, мм	5,65	1,2	5,00	4,7
Ширина×длина образца, мм	300×305	300×300	300×300	300×300
Плотность образца, кг/м <sup>3</sup>	1240	1520	1300	1550

Т	Π-			- 6	
1	18	паметны	исспелованных	OODATIOR	<b>VEDEEDBACTREOR</b>
-	L I U	pumerph	песледованных	образцов	yi moninuo i mikob

Так как углепластик представляет ПКМ, состоящий из основы – углеволокна и тканевой основы, связующего – полипропилена, эпоксидной смолы или других материалов, и пор, то определяемый коэффициент теплопроводности является эффективным, учитывающим коэффициенты теплопроводности твердых фаз – углеволокна и эпоксидной смолы или полистирола, воздуха в порах, радиационный перенос в порах, а также взаимное влияние веществ друг на друга.



Рис. 2. Образцы ПКМ: а – образец № 1, б – образец № 2, в – образец № 3, г – образец № 4



Рис. 3. Схема установки материала в измерителе стационарного теплового потока HFM 446 Lambda Medium

Измеритель стационарного теплового потока HFM 446 Lambda Medium реализует метод определения коэффициента, согласно ASTM C 518, ISO 8301, JIS A1412, DIN EN 12664, DIN EN 12667 и ГОСТ 7076-99, по зависимости

$$\lambda = NV \frac{1}{F} \frac{\delta}{T_{cop} - T_{xon}},$$

где N – калибровочный коэффициент, V – напряжение, подаваемое на нагреватель пластины, F – площадь поверхности образца,  $\delta$  – толщина образца,  $T_{zop}$ ,  $T_{xon}$  – температуры на поверхности образца со стороны «горячей» и «холодной» пластин. Коэффициент N определяется в ходе периодически проводимых, предварительных калибровочных испытаний тестовых образцов (минеральной ваты IRMM-440A).

В ходе эксперимента устанавливался перепад температур между нагреваемыми/охлаждаемыми пластинами 20 °C. Измерения коэффициентов теплопроводности производились при выходе установки на стационарный режим – постоянный тепловой поток. Полученные в ходе измерений коэффициенты теплопроводности соответствуют средней температуре образца.

Результаты измерений коэффициента теплопроводности образцов ПКМ № 1–4 представлены на рис. 4–7. Установлено, что для всех исследованных образцов в исследованном диапазоне температур наблюдается рост коэффициентов теплопроводности с ростом температуры образцов. Диапазон изменения коэффициентов теплопроводности всех образцов в зависимости от состава и структуры формирования находится в диапазоне 0,141–0,54 Вт/(м·К).



Полученные результаты хорошо согласуются с результатами исследований коэффициентов теплопроводности углепластиковых ПКМ [4–6].

0.38

Рис. 5. Зависимость коэффициента теплопроводности образца № 2 от температуры







Рис. 6. Зависимость коэффициента теплопроводности образца № 3 от температуры



Рис. 7. Зависимость коэффициента теплопроводности образца № 4 от температуры

В ходе проведения исследований с использованием измерителя стационарного теплового потока HFM 446 Lambda Medium получены зависимости коэффициента теплопроводности и удельной теплоемкости ПКМ от температуры. Поученные результаты могут быть использованы для расчета и проектирования систем и установок с использованием ПКМ как конструкционного материала, а также для расчета параметров технологического процесса производства данных ПКМ. На основе полученных данных может быть сформирована база данных по коэффициентам теплопроводности и удельной теплоемкости, расширена имеющаяся база данных NASA [5]. Результаты также позволяют проводить верификацию численных моделей теплопроводности исследованного материала с учетом его структуры.

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

### Литература

1. Николаева Е. А., Тимофеев А. Н., Михайловский К. В. Высокотеплопроводный углепластик на основе углеродного волокна из пека и дисперсно-наполненной матрицы ЭНФБ // Информационно-технол. вестн. 2018. № 2 (16). С. 130–137.

2. Каблов Е. Н., Гуняев Г. М., Ильченко С. И., Кривонос В. В., Румянцев А. Ф., Кавун Т. Н., Комарова О. А., Пономарев А. Н., Деев И. С., Алексашин В. М. Конструкционные углепластики с повышенной проводимостью // Авиационные материалы и технологии. 2004. № 2. С. 26–36.

3. Михайловский К. В., Просунцов П. В., Резник С. В. Разработка высокотеплопроводных полимерных композиционных материалов для космических конструкций // Вестн. МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Машиностроение. 2012. С. 98–106.

4. Mondal S., Khastgir D. Thermal Conductivity of Polymer-Carbon Composites // Carbon-Containing Polymer Composites. Springer, 2019. P. 369–396.

5. Ohlhorst C. W., Vaughn W. L., Ransone Ph. O., Tsou H.-T. Thermal Conductivity Database of Various Structural Carbon-Carbon Composite Materials. NASA Technical Memorandum 4787. Langley Research Center, Hampton, Virginia. November 1997. – 96 p.

6. Каблов Е. Н. Инновационные разработки ФГУП «ВИАМ» ГНЦ РФ по реализации «Стратегических направлений развития материалов и технологий их переработки на период до 2030 года» // Авиационные материалы и технологии. 2015. № 1 (34). С. 3–33.

7. Каблов Е. Н. Композиты: сегодня и завтра // Металлы Евразии. 2015. № 1. С. 36–39.

8. Раскутин А. Е. Российские полимерные композиционные материалы нового поколения, их освоение и внедрение в перспективных разрабатываемых конструкциях // Авиационные материалы и технологии. 2017. № 5. С. 349–367.

9. Донецкий К. И., Караваев Р. Ю., Раскутин А. Е., Дун В. А. Углепластик на основе объемно-армирующей триаксиальной плетеной преформы // Труды ВИАМ. 2019. № 1 (73). С. 55–63.

10. Константинов Д. Ю., Петрушенко Р. Ю., Беззаметнова Д. М., Яшин И. И. Влияние способа изготовления преформ на механические характеристики углепластика // Изв. вузов. Авиационная техника. 2021. № 1. С.104–108.

11. Гуняева А. Г., Сидорина А. И., Курносов А. О., Клименко О. Н. Полимерные композиционные материалы нового поколения на основе связующего ВСЭ-1212 и наполнителей, альтернативных наполнителям фирм Porcher Ind. и Toho Tenax // Авиационные материалы и технологии. 2018. № 3 (52). С. 18–26.

УДК 697.921.452+621.1.016.4

# РАЗРАБОТКА И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ С ИНТЕНСИФИКАТОРАМИ «ВОЛНА»

# В. В. Сидорчева, А. А. Цынаева

#### Самарский государственный технический университет, г. Самара, Россия

Для подготовки воздуха в системах вентиляции и кондиционирования широко применяются пластинчатые теплообменные аппараты. Один из главных недостатков таких теплообменников – низкий коэффициент теплоотдачи со стороны нагреваемой среды (воздуха). Указанную проблему можно решить с использованием поверхностных интенсификаторов. В данной работе была разработана и численно обоснована новая конструктивная схема интенсификаторов (выемок) формы «Волна».

Адекватность используемых методов моделирования была подтверждена сравнением результатов численных исследований с результатами физических экспериментов других исследователей [1]. Используемый для валидации эксперимент был проведен в щелевом канале с нанесенными на нагреваемую поверхность выемками цилиндрической формы [2].

Основными параметрами для оценки эффективности влияния на теплообмен и гидросопротивление были: температура на стенке канала, температура потока и давление в канале. Для численного решения задачи использовался RANS подход с моделью турбулентности k-omegaSST, peanusoванный посредством свободного программного обеспечения (программного кода CodeSaturne) [3, 4]. Значение Re при моделировании изменялось в широком диапазоне (от 800 до 18 000). Результаты валидации показали, что применяемая математическая модель, методы исследования и используемый программный комплекс показывают адекватные результаты, отклонения численных исследований от экспериментальных составили  $\pm 10\%$ .

Для разработки новой энергоэффективной формы интенсификатора (углубления-лунки в форме "Волна") был произведен обзор текущих данных по исследованию теплообмена в каналах с поверхностными интенсификаторами. Для исследования эфективности предложенной формы интенсификатора был смоделирован щелевой канал, идентичный экспериментальной установке работы [2], отличие заключалось только в форме интенсификатора. На нагреваемое основание были нанесены лунки формы «Волна». Углубления располагались в шахматном порядке в 7 рядов, так же как были расположены цилиндрические лунки в эксперименте [2]. Длясравнения площадь пятна лунок (цилиндрических и в форме "Волна") был одинаковым Su = Sb. На рис. 1 представлена схема разработанной расчетной области модели канала теплообменника.



Рис. 1. Схема расчетной области модели

Для получения численного решения использовались те же методы моделирования, что при верификации метода исследования (RANS подход с моделью турбулентности k-omega SST). Значение Re = 800–18 000.

Результаты исследования представлены в виде графика зависимостей интенсивности теплообмена от Re (рис. 2) и потерь давления (ξ – коэффициент гидравлического сопротивления) от Re (рис. 3). Видно, что применение в качестве интенсификаторов лунок формы «Волна» эффективнее влияет на теплообмен по сравнению с цилиндрической формой лунок из эксперимента работы [2]. Теплоотдача при использовании волнообразных лунок позволяет повысить теплоотдачу на 14% по сравнению с цилиндрическими интенсификаторами, и на 27% по сравнению с гладким каналом. При этом коэффициент гидравлического сопротивления ниже до 42% по сравнению с цилиндрическими интенсификаторами.



0,27 0,09 0,03 0,01 1000 Re

Рис. 2. Зависимость Nu от Re: 1 – канал с интенсификаторами цилиндрической формы [2], 2 – канал с интенсификаторами формы «Волна», 3 – гладкий канал

Рис. 3. Значения є для разных значений Re: 1 – канал с интенсификаторами цилиндрической формы [2], 2 – канал с интенсификаторами формы «Волна», 3 – гладкий канал

Данное оригинальное конструктивное решение показало свою эффективность и предлагается использовать для усовершенствования конструкций теплообменных аппаратов.

### Литература

1. Белая В. В. Численное исследование теплоотдачи и гидравлического сопротивления в каналах с выемками // Новые вопросы в современной науке: сб. ст. междунар. науч.-практ. конф. 2017. С. 43–50.

2. Габдрахманов И. Р., Щелчков А. В., Попов И. А., Исаев С. А. Применение пластинчатых теплообменных аппаратов с поверхностными интенсификаторами теплоотдачи в системах «EGR» для улучшения экологических характеристик ДВС // Вестн. технол. ун-та. 2015. Т. 18, № 5.

3. Электронный pecypc. http://code-saturne.org/cms/.

4. Электронный pecypc. http://salome-platform.org/.

УДК 536.242

# ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В МИКРОСТРУКТУРЕ ВЫСОКОПОРИСТОГО ЯЧЕИСТОГО МАТЕРИАЛА РАЗЛИЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ

# О. В. Соловьева, С. А. Соловьев, И. Г. Ахметова, Ю. В. Ваньков, А. А. Синицын

ФГБОУ ВО «Казанский государственный энергетический университет», г. Казань, Россия

В настоящей работе проведено исследование влияния геометрии высокопористого ячеистого материала на значение перепада давления и тепловой поток. Созданы модели высокопористых сред с упорядоченной (FCC, BCC, SC) и неупорядоченной (DEM) структурой при разных значениях пористости среды:  $\varepsilon = 0.7$ ; 0.75; 0.8; 0.85; 0.9; 0.95.

Примеры расчетных областей представлены на рис. 1. Численное моделирование проводилось в программном комплексе ANSYS Fluent (v. 19.2) для различных скоростей потока обтекающего газа.



Рис. 1. Примеры расчетных моделей для структур с пористостью  $\varepsilon = 0,9$ : a - BCC;  $\delta - FCC$ ; e - SC; c - DEM

При пористостях среды  $\varepsilon = 0,7$  и  $\varepsilon = 0,75$  наблюдается заметный рост перепада давления у упаковок ВСС и FCC соответственно. Это связано с особенностями построения геометрии данных упаковок. При пористостях среды  $\varepsilon = 0,8$  и  $\varepsilon = 0,85$  наибольшее значение перепада давления соответствует упаковке ячеек FCC, а при пористостях  $\varepsilon = 0,9$  и  $\varepsilon = 0,95$  – упаковке ВСС. При скоростях потока воздуха 0,01 и 0,05 м/с структуры демонстрируют близкие значения теплового потока. При пористости среды  $\varepsilon = 0,7$  на скоростях 0,25–1,25 м/с значения выше демонстрирует упаковка ВСС. При пористости среды  $\varepsilon = 0,75, 0,8$  и 0,85 значения выше соответствуют упаковке ячеек FCC. Упаковка ячеек ВСС с большей пористостью обеспечивает значения теплового потока выше, чем структура FCC с той же пористостью. У упаковки ячеек SC наблюдаются наименьшие значения теплового потока при всех исследуемых пористостях. Также упаковке SC соответствуют наименьшие значения перепада давления и, в связи с этим, наиболее высокие значения показателя энергетической эффективности.



Рис. 2. Графики изменения показателя энергетической эффективности в зависимости от скорости (в процентах) относительно упаковки ячеек SC для упаковок с пористостью:  $a - \varepsilon = 0,7$ ;  $\delta - 0,75$ ; e - 0,80; c - 0,85;  $\partial - 0,9$ ; e - 0,95

Снижение энергоэффективности при использовании упаковок DEM, BCC и FCC относительно SC продемонстрировано на рис. 2. При пористостях среды  $\varepsilon = 0,7$ ; 0,9 и 0,95 для всех расчетных скоростей наименьшее значение энергоэффективности соответствует упаковке BCC. При пористостях  $\varepsilon = 0,75$ ; 0,8 и 0,85 меньшие значения энергоэффективности демонстрирует упаковка FCC, что связано с высоким значением перепада давления упаковок FCC и BCC, и низким значением перепада давления SC при данных пористостях среды. Однако при пористости среды  $\varepsilon = 0,95$  прирост энергоэффективности при использовании для теплообмена упаковки SC относительно FCC на скоростях 0,5; 0,75; 1; 1,25 м/с составляет только 4,33; 1,99; 1,60; 2,06% соответственно, что можно объяснить высокими значениями теплового потока и близким к SC перепадом давления упаковки FCC при данной пористости среды.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 21-79-10406.

УДК 621.039.001.5

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПОТОКА МНОГОФАЗНОЙ СРЕДЫ НА ПРИМЕРЕ ВЫБРОСОВ ИЗ ГРАДИРЕН БЕЛОРУССКОЙ АЭС

# А. Г. Трифонов, М. Л. Михайлюк, Т. В. Михайлюк

### Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны НАН Беларуси, г. Минск

В результате работы на промплощадке АЭС мокрых градирен в связи с комбинацией некоторых метеоусловий группа факелов способна к формированию в области предприятия микроклимата, который характеризуется повышенной влажностью воздуха в атмосфере и способен сопровождаться погодными условиями, такими как туманы, морось, изморозь и гололед [1]. Кроме того, при наличии в воздухе газообразных примесей выходящая из градирни влага способна к взаимодействию с примесями, вследствие чего возможны образования вредных соединений в окружающей среде.

Одним из существенных факторов воздействия градирни на окружающую среду является влияние ее капельных выбросов на динамику распространения аэрозольных радиоактивных выбросов из вентиляционных труб. В процессе работы градирни вверх поднимается паровоздушная струя с большим запасом плавучести, которая постепенно перемешивается с окружающей атмосферой. Когда происходит охлаждение паровоздушного факела (в результате контакта с более холодной земной поверхностью или в результате смешивания с более холодным воздухом), могут возникать условия для конденсации водяного пара в струе с высвобождением тепловой энергии. Сконденсировавшаяся влага вместе с каплями, выносимыми непосредственно из градирни, может привести к вымыванию примеси в ближней зоне. Вредное воздействие происходит ввиду распространения капель воды в атмосфере в области градирен и ее осаждение на почву, водную поверхность гидрологических объектов, а также близ расположенные сооружения.

Моделирование динамики выбросов из градирен Белорусской АЭС и процессов испарительного охлаждения представляет собой решение задачи тепломассопереноса в многокомпонентной среде воздух – пар – капельная влага. Здесь учитываются три эффекта: турбулентный поток воздуха вокруг градирни, теплообмен во всех областях и перенос водяного пара и водяных капель в воздух [2].
Струя воздуха из градирен представляет собой двухфазный турбулентный поток, состоящий из несущей среды – воздуха и дисперсной фазы – фракции несжимаемых сферических частиц одного диаметра, не взаимодействующих между собой. Первоначально проводится расчет параметров потока несущей фазы, следом проводится моделирование осаждения капель жидкости на поверхность.

Моделирование параметров потока несущей фазы осуществляется на основе решения уравнений Навье–Стокса, усредненных по Рейнольдсу (RANS), совместно с уравнениями неразрывности и сохранения энергии. Уравнения, описывающие несущую и дисперсную фазы, связаны через источниковые члены, учитывающие межфазный обмен импульсом и энергией. Эффекты турбулентности моделируются с использованием стандартной модели k-є с двумя уравнениями с ограничениями реализуемости:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \left( \rho \vec{u} \right) = 0; \tag{1}$$

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho \left( \vec{u} \nabla \right) \vec{u} = \nabla \left[ -\rho \vec{I} + \tau \right] F; \tag{2}$$

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho(\vec{u}\nabla)k = \nabla \left[ \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + p_k - \rho_{\varepsilon};$$
(3)

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho(\vec{u}\nabla)\varepsilon = \nabla \left[ \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_{\varepsilon}} \right) \nabla \varepsilon \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} p_k - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}; \tag{4}$$

$$\rho C_{p} \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) T = -\nabla \vec{q} + \tau : S - \frac{T}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) p \right) + Q.$$
(5)

Моделирование переноса влаги в воздухе происходит на основе процессов конвекции и диффузии пара во влажном воздухе. Так же проводится моделирование теплопередачи во влажном воздухе за счет конвекции и теплопроводности с использованием термодинамических свойств влажного воздуха, определяемых как функции количества пара во влажном воздухе. Параметры температуры, скорости и давления, вычисляемые для несущей среды, используются как входные данные для моделирования процессов переноса и теплопередачи во влажном воздухе [3].

В качестве расчетного пакета был выбран программный комплекс для моделирования мультифизических процессов COMSOL Multiphysics, который использует метод конечных элементов и в котором реализованы данные физические модели в виде наборов уравнений. В результате моделирования были получены поля распределения скоростей, температуры, давления и влажности для определенных начальных внешних условий.

Разработанная модель позволит учесть влияние работы башенных градирен, их технологические параметры, а также метеорологические условия, характерные для территории, на которой расположена Белорусская АЭС. По результатам работы будут определены условия возникновения опасных гололедно-изморозевых образований на линиях электропередач в зоне влияния Белорусской АЭС.

#### Литература

1. Михайлюк М. Л., Михайлюк Т. В., Трифонов А. Г. Моделирование процессов гололедо- и туманообразования на площадке Белорусской АЭС под воздействием влагосодержащих выбросов из градирен // Материалы Междунар. молодежного науч. форума «Ломоносов2019» / Отв. ред. И. А. Алешковский, А. В. Андриянов, Е. А. Антипов. [Электронный ресурс]. – М.: МАКС Пресс, 2019. – 1 электрон. опт. диск (DVD-ROM).

2. Михайлюк М. Л., Михайлюк М. Л. Анализ условий образования гололедно-изморозевых отложений на линиях электропередач, приводящих к возникновению аварийных ситуаций в энергетических сетях // Молодежь в науке –2019: тез. докл. 16 междунар. конф. молодых ученых. Минск, 14–17 октября 2019 г. Минск: Беларус. навука, 2019. – 577 с.

3. Моделирование процессов формирования микроклимата в районе Белорусской АЭС: гололедо- и туманообразование // Сахаровские чтения 2019 года: экологические проблемы XXI века – Sakharov readings 2019: Environmental Problems of the XXI Century [Электронный ресурс]: материалы 19-й междунар. науч. конф. 23–24 мая 2019 г. Минск, Республика Беларусь / Междунар. гос. экол. ин-т им. А. Д. Сахарова Бел. гос. ун-та; редкол.: А. Н. Батян [и др.]; – Минск, 2019. – Режим доступа: http://www.iseu.bsu.by/wp-content/uploads/2019/07/ Сахаровские-чтения-2019\_электронный\_сборник-2-1-1.pdf – Дата доступа: 01.09.2019.

УДК 662.612.31

### ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СРЫВА ЯЧЕИСТОЙ ДЕТОНАЦИИ В ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ ИНЕРТНЫМ ПОРИСТЫМ ФИЛЬТРОМ

#### Д. А. Тропин, К. А. Вышегородцев

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича CO PAH, г. Новосибирск, Россия d.a.tropin@itam.nsc.ru vyshegorodcev.k.a@gmail.com

При выполнении работ, связанных с присутствием горючих газовых смесей, могут возникать аварийные ситуации. В их числе особую роль играют взрывы, поскольку они наносят серьезный ущерб производствам и могут унести человеческие жизни. Ранее экспериментально [1–6] и при помощи численного моделирования [7–10] было выяснено, что добавление пористого фильтра в поле детонационного течения приводит к срыву детонационной волны (ДВ). В настоящей работе рассмотрено влияние характеристик инертного пористого фильтра на процессы распространения и срыва ячеистой детонационной волны в водородновоздушной смеси.

Рассмотрим ударную трубу длиной 1 м и шириной 0,1 м. Труба заполнена стехиометрической смесью воздуха и водорода при температуре 300 К и давлении 1 атм. В координатах 0,5–1 м расположен инертный пористый фильтр. Фильтр моделируется в виде решетки неподвижных инертных сферических частиц различных диаметров. В качестве начальных данных задается ячеистая детонационная волна, которая по мере своего распространения взаимодействует с фильтром, ослабляется или подавляется в нем. Будем рассматривать два типа фильтров: сплошной фильтр, перекрывающий всю ширину канала, и фильтр, частично перекрывающий канал и имеющий вырез посередине.

Математическая модель, описывающая рассматриваемые процессы, представляет собой двухскоростную двухтемпературную и однодавленческую модель и включает законы сохранения массы, импульса и энергии для газа, уравнение энергии для фильтра. Данная система замыкается термическим и калорическими уравнениями состояния фаз, уравнениями приведенной химической кинетики химических реакций в детонационной волне. Подробное описание данной модели представлено в работах [7, 12].

Первоначально были проведены расчеты для сплошного фильтра. Диаметры частиц фильтра изменялись от 50 до 200 мкм, объемные концентрации системы частиц фильтра – от  $10^{-5}$  до  $10^{-3}$ . Были получены два режима распространения детонационной волны после ее вхождения в фильтр: распространение ослабленной детонационной волны по фильтру и срыв детонации. В первом режиме распространения параметры детонационной волны после ее вхождения в фильтр падают до значений, меньших, чем у ДВ в чистом газе. При этом детонационная волна распространяется в стационарном режиме. Ячеистая структура ДВ сохраняется, но размер детонационной ячейки увеличивается (рис. 1). В случае если объемная концентрация системы частиц фильтра больше или равна критической, реализуется режим срыва детонации. В этом режиме параметры ДВ после вхождения в фильтр начинают монотонно падать, пока не произойдет разрушение ячеистой структуры ДВ и срыва детонации (рис. 2.). Под срывом детонации мы понимаем расщепление детонационной волны на замороженную ударную волну и отстающий от нее фронт воспламенения и горения.



Рис. 1. Распределение максимумов давления. Параметры фильтра: d = 50 мкм,  $m_2 = 5 \cdot 10^{-4}$ . Режим ослабленной ДВ



Рис. 2. Распределение максимумов давления. Параметры фильтра: d = 50 мкм,  $m_2 = 2 \cdot 10^{-3}$ . Срыв ДВ

В табл. 1 представлена карта детонационных режимов. В ней приведены результаты всех проведенных расчетов по взаимодействию ячеистой ДВ со сплошным фильтром. Видно, что объемная концентрация частиц фильтра, необходимая для подавления ДВ, растет с увеличением их диаметра. При этом срыв ДВ происходит при практически одинаковом для всех диаметров частиц значении удельной площади поверхности частиц (суммарная площадь поверхности частиц в единице объема).

Далее рассмотрим взаимодействие ДВ с фильтром частиц диаметрами от 50 до 200 мкм и объемными концентрациями, равными критическим и удвоенным критическим. В центре фильтра имеется вырез шириной от  $\lambda$  до 3 $\lambda$ , где  $\lambda$  – размер детонационной ячейки в чистом газе, равный 14,28 мм. Карта детонационных режимов для данного фильтра представлена в табл. 2. Видно, что в случае с частицами 50 и 100 микрометров срыв детонации происходит так же при превышении определенной суммарной площади поверхности частиц фильтра. Можно заметить, что в случае фильтра с частицами диаметром 50 мкм, удвоенной критической концентрации и вырезом, равным 3 $\lambda$ , площадь поверхности частиц фильтра выше, чем у сплошного фильтра при критической концентрации. Однако срыв детонации происходит позднее, чем в сплошном фильтре (рис. 3).

Диаметр, мкм	Объемная концентрация	Удельная поверхность, 1/м	Режим
	1e-4	1.2e-5	Нет срыва
50	5e-4	6e-5	Нет срыва
	1e-3	1.2e-4	Нет срыва
	2e-3 2.4e-4	2.4e-4	Срыв (m2 = m2*)
100	1e-4	0.6e-5	Нет срыва
	5e-4	3e-5	Нет срыва
	1e-3	0.6e-4	Нет срыва
	4e-3	2.4e-4	Срыв (m2 = m2*)
	1e-4	0.3e-5	Нет срыва
	5e-4	1.5e-5	Нет срыва
200	1e-3	0.3e-4	Нет срыва
200	5e-3	1.5e-4	Нет срыва
	8e-3	2.4e-4	Нет срыва
	9e-3	2.7e-4	Срыв ( $m2 = m2^*$ )

# Карта детонационных режимов для сплошного фильтра

Таблица 2

Таблица 1

Карта детонационных режимов для фильтра с вырезом

Диаметр,	Объемная	Удельная поверх-	Ширина	Усредненная	Режим
МКМ	концентрация	ность, 1/м	выреза	площадь, 1/м	~ ( • • •
50	m*	2.4e-4	0	2.4e-4	Срыв (m2*)
	m*	2.4e-4	λ*	2.057e-4	Нет срыва
	m*	2.4e-4	2λ*	1.714e-4	Нет срыва
	m*	2.4e-4	3λ*	1.371e-4	Нет срыва
	2m*	4.8e-4	λ*	4.114e-4	Срыв
	2m*	4.8e-4	2λ*	3.428e-4	Срыв
	2m*	4.8e-4	3λ*	2.742e-4	Срыв
100	m*	2.4e-4	0	2.4e-4	Срыв (m2*)
	m*	2.4e-4	λ*	2.057e-4	Нет срыва
	m*	2.4e-4	2λ*	1.714e-4	Нет срыва
	m*	2.4e-4	3λ*	1.371e-4	Нет срыва
	2m*	4.8e-4	λ*	4.114e-4	Срыв
	2m*	4.8e-4	2λ*	3.428e-4	Срыв
	2m*	4.8e-4	3λ*	2.742e-4	Нет срыва
200	m*	2.7e-4	0	2.7e-4	Срыв (m2*)
	m*	2.7e-4	λ*	2.314e-4	Срыв
	m*	2.7e-4	2λ*	1.929e-4	Нет срыва
	m*	2.7e-4	3λ*	1.543e-4	Нет срыва
	2m*	5.4e-4	λ*	4.628e-4	Срыв
	2m*	5.4e-4	2λ*	3.858e-4	Нет срыва
	2m*	5.4e-4	3λ*	3.086e-4	Нет срыва



Рис. 3. График максимумов давлений. Параметры фильтра: d = 50 мкм,  $m_2 = 4 \cdot 10^{-3}$ , ширина выреза 3 $\lambda$ . Режим срыва ДВ

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 21-79-10083.

### Литература

1. Wolinski M., Wolanski P. Gaseous detonation processes in presence of inert particles // Archivum Combustionis. 1987. Vol. 7, No. 3/4. P. 353–370.

2. Wolanski P., Liu J. C., Kauffman C. W., Nicholls J. A., Sichel M. The effects of inert particles on methane-air detonations // Archivum Combustionis. 1988. Vol. 8, No. 1. P. 15–32.

3. Bivol G. Yu., Golovastov S. V., Golub V. V. Prechamber initiation of detonation in gaseous mixtures // J. of Physics: Conference Series. 2015. Vol. 653, No. 012064. P. 1–5.

4. Bivol G. Yu., Golovastov S. V., Golub V. V. Attenuation and recovery of detonation wave after passing through acoustically absorbing section in hydrogen-air mixture at atmospheric pressure // J. of Loss Prevention in the Process Industries. 2016. Vol. 43. P. 311–314.

5. Bivol G. Yu., Golovastov S. V., Golub V. V. Detonation suppression in hydrogen – air mixtures using porous coatings on the walls // Shock Waves. 2018. Vol. 28. P. 1011–1018.

6. Bivol G. Yu., Golovastov S. V., Alexandrova D. Evolution of detonation wave and parameters of its attenuation when passing along a porous coating // Experimental Thermal and Fluid Science. 2019. Vol. 100. P. 124–134.

7. Fedorov A. V., Tropin D. A., Bedarev I. A. Mathematical modeling of detonation suppression in a hydrogen-oxygen mixture by inert particles // Combustion, Explosion, and Shock Waves. 2010. Vol. 46, No. 3. P. 332–343.

8. Fedorov A. V., Tropin D. A. Modeling of detonation wave propagation through a cloud of particles in a two-velocity two-temperature formulation // Combustion, Explosion, and Shock Waves. 2013. Vol. 49, No. 2. P. 178–187.

9. Tropin D. A., Bedarev I. A. Problems of detonation wave suppression in hydrogen-air mixtures by clouds of inert particles in one- and two-dimensional formulation // Combustion Science and Technology. 2021. Vol. 193, No. 2. P. 197–210.

10. Tropin D. A., Fedorov A. V. Effect of inert micro- and nanoparticles on the parameters of detonation waves in silane/hydrogen – air mixtures // Combustion, Explosion and Shock Waves. 2019. Vol. 55, No. 2. P. 230–236.

11. Bedarev I. A., Rylova K. V., Fedorov A. V. Application of detailed and reduced kinetic schemes for the description of detonation of diluted hydrogen-air mixtures // Combustion, Explosion and Shock Waves. 2015. Vol. 51, No. 5. P. 528–539.

### УДК 532.516; 532.5; 629.9:662.92

### ОДНО ОБОБЩЕННОЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ ПЛОСКОГО ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ТЕЧЕНИЯ В ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ

#### В. Д. Тютюма

#### Институт энергетики Национальной академии наук Беларуси, г. Минск

Введение. Инженерные методы расчета обычно базируются на упрощенных подходах, в которых преимущественно используются одномерные или плоские модели течения и теплообмена. Такое приближенное описание позволяет на первом этапе исследований установить характерные черты протекающих термогидродинамических процессов и тенденции их развития. Одним из таких весьма распространенных упрощенных подходов является модель течения, при которой тангенциальная скорость вихревого движения зависит только от радиуса. Обычно профиль тангенциальной скорости в этом случае задается априори на основе имеющихся экспериментальных данных в виде приближенной зависимости [1–4]. Однако, как показано в работе [5], специфика течения и теплообмена в вихревой камере такова, что для ее описания требуется более детальный учет всех сопутствующих течению факторов. Одним из таких эффективных способов приближенного описания распределения термогидродинамических параметров потока в вихревых камерах и вихревых трубах является модель плоского осесимметричного течения [5, 6].

Система уравнений. Рассмотрим плоское осесимметричное течение вязкого теплопроводного газа, которое в цилиндрической системе координат описывается системой дифференциальных уравнений

$$\begin{split} \rho' \Biggl( V'_r \frac{dV'_r}{dr'} - \frac{{V'_{\varphi}}^2}{r'} \Biggr) &= -c'^2 \frac{d\rho'}{dr'} + \frac{4}{3} \mu \Biggl( \frac{d^2 V'_r}{dr'^2} + \frac{1}{r'} \frac{dV'_r}{dr'} - \frac{V'_r}{r'^2} \Biggr); \\ \rho' \Biggl( V'_r \frac{dV'_{\varphi}}{dr'} + \frac{V'_r V'_{\varphi}}{r'} \Biggr) &= \mu \Biggl( \frac{d^2 V'_{\varphi}}{dr'^2} + \frac{1}{r'} \frac{dV'_{\varphi}}{dr'} - \frac{V'_{\varphi}}{r'^2} \Biggr); \\ \frac{d(r'\rho' V'_r)}{dr'} &= 0; \\ \rho' c_V V'_r \frac{dT'}{dr'} &= \lambda \Biggl( \frac{d^2 T'}{dr'^2} + \frac{1}{r'} \frac{dT'}{dr'} \Biggr) + RT' V'_r \frac{d\rho'}{dr'} + \mu \hat{O}'; \\ \hat{O}' &= 2 \Biggl[ \Biggl( \frac{dV'_r}{dr'} \Biggr)^2 + \Biggl( \frac{V'_r}{r'} \Biggr)^2 \Biggr] + \Biggl( \frac{dV'_{\varphi}}{dr'} - \frac{V'_{\varphi}}{r'} \Biggr)^2 - \frac{2}{3} \Biggl( \frac{dV'_r}{dr'} + \frac{V'_r}{r'} \Biggr)^2; \\ p'_{\hat{\varphi}} &= \gamma \rho' RT'. \end{split}$$

Здесь штрихом обозначены размерные величины. Предположим, что вдоль окружности  $r' = r'_1$  на внешней границе вихря параметры течения заданы (рис. 1):

$$V'_{r}(r'_{1}) = V'_{r1}; \quad V'_{\varphi}(r'_{1}) = V'_{\varphi 1}; \quad \rho'(r'_{1}) = \rho'_{1}; \quad p'_{\delta}(r'_{1}) = p'_{\delta 1}; \quad T'(r'_{1}) = T'_{1}; \quad dT'/dr' = \theta'_{1}.$$
(1)



Рис. 1. Структура вихря и схема течения в поперечном сечении вихревой камеры: 1 – стенка трубы, 2 – периферийный вихрь (вихреисточник или вихресток), 3 – вынужденный вихрь, 4 – пограничный слой

Представим записанную систему уравнений в безразмерном виде, отнеся искомые величины к их значениям на внешней границе вихря. После несложных преобразований, пренебрегая членами, стоящими при отношениях квадратов величин  $V_{rl}^{\prime 2} / V_{ol}^{\prime 2}$ , получим

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dr} = \frac{M_1^2}{T}\frac{V_{\phi}^2}{r};$$
(2)

$$\frac{d^2 V_{\varphi}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV_{\varphi}}{dr} - \frac{V_{\varphi}}{r^2} = \operatorname{Re} \rho V_{\mathrm{r}} \left( \frac{dV_{\varphi}}{dr} - \frac{V_{\varphi}}{r} \right);$$
(3)

$$\frac{\partial (r \rho V_r)}{\partial r} = 0; \qquad (4)$$

$$\frac{d^2 T}{dr^2} = \left(\frac{\Pr \cdot \operatorname{Re}}{\gamma} - 1\right) \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} - \frac{(\gamma - 1)\operatorname{M}_1^2 \operatorname{Pr} \cdot \operatorname{Re}}{\gamma} \frac{V_{\varphi}^2}{r^2} - (\gamma - 1)\operatorname{M}_1^2 \operatorname{Pr}\left(\frac{dV_{\varphi}}{dr} - \frac{V_{\varphi}}{r}\right)^2; \quad (5)$$

$$p = \rho T . \tag{6}$$

В соответствии с граничными условиями (1) искомые безразмерные функции записанной системы безразмерных уравнений на окружности r = 1 должны принимать единичные значения, а  $dT/dr = \theta_1 (\theta_1 = r_1'\theta_1'/T_1')$ .

Решение системы уравнений. Интегрируя уравнение сохранения массы (4), получаем

$$r\rho V_r = 1. \tag{7}$$

Из этого соотношения следует, что радиальная скорость в осесимметричном вихре при приближении к оси должна неограниченно возрастать. Следовательно, физически могут реализоваться только такие течения, для которых в окрестности оси вращения радиальная скорость обращается в нуль. Для того чтобы выполнить это условие в плоском течении предположим, что радиальное движение, как это показано на рис. 1, имеет место только в периферийной зоне вихря от  $r_2$  до  $r_1$ , а в приосевой области  $0 < r < r_2$  радиальная скорость  $V_r = 0$ . Тем самым приближенно реальный вихрь на периферии заменяется вихреисточником или вихрестоком с равномерно распределенными вдоль окружности радиуса  $r_2$  источниками или стоками массы, суммарная интенсивность которых равна расходу газа в радиальном направлении. В результате решение для тангенциальной скорости может быть представлено в виде

$$V_{\varphi} = \begin{cases} \left(1 + \frac{J}{2}r_{2}^{J+2}\right)^{-1} \left[r^{J+1} + \frac{J}{2}r_{2}^{J+2}\frac{1}{r}\right], & r_{2} \leq r \leq r_{1}; \\ \left(1 + \frac{J}{2}\right)r_{2}^{J} \left(1 + \frac{J}{2}r_{2}^{J+2}\right)^{-1}r, & 0 \leq r \leq r_{2}. \end{cases}$$

$$(8)$$

Оно описывает двухпараметрический профиль тангенциальной скорости, который зависит от двух безразмерных параметров  $r_2$  и J. Первый из них задает координату точки сопряжения линейного участка с кривой периферийного профиля скорости, а второй – величину тангенциальной скорости в точке сопряжения. Для J > 0 формула (8) описывает зависимость от радиуса тангенциальной скорости в вихреисточнике, а при J < 0 – в вихрестоке. Значение J = 0 соответствует квазитвердому вращению в вынужденном вихре.

В вынужденном вихре  $0 \le r \le r_2$ , где радиальная скорость  $V_r = 0$ , движение жидкости осуществляется по закону вращения твердого тела. В этой зоне температура сохраняет постоянное значение  $T = T_0 = \text{const}$ , а для распределения плотности из уравнения движения (2) следует зависимость

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{M_1^2 \omega^2 r^2}{2T_0}\right),\tag{9}$$

где  $\rho_0$  – значение плотности в начале координат при r = 0. Давление определим из уравнения состояния (6), подставив в него выражение для плотности (9):

$$p = T_0 \rho_0 \exp\left(\frac{M_1^2 \omega^2 r^2}{2T_0}\right) = p_0 \exp\left(\frac{M_1^2 \omega^2 r^2}{2T_0}\right),$$

где  $p_0$  – давление при r = 0.

В периферийной зоне ( $r_2 \le r \le r_1$ ), интегрируя уравнение энергии (5), с учетом (8) и граничных условий (1) для распределения температуры вдоль радиуса получим решение

$$T(r) = \frac{A_1}{2J+2} \left(1 - r^{2J+2}\right) + \frac{A_2}{J} \left(1 - r^J\right) + \frac{A_3}{2} \left(1 - r^{-2}\right) + \frac{A_1 + A_2 - A_3 + \theta_1}{s+1} \left(r^{s+1} - 1\right) + 1; \quad (10)$$

$$A_1 = \frac{a^2 \left(q + mJ^2\right)}{2J - s + 1}; \quad A_2 = \frac{2ab(q - 2mJ)}{J - s - 1}; \quad A_3 = \frac{b^2 \left(q + 4m\right)}{s+3}; \quad M_1 = \frac{V_{\varphi 1}'}{\sqrt{\gamma RT_1'}};$$

$$a = \left(1 + \frac{J}{2}r_2^{J+2}\right)^{-1}; \quad b = \frac{aJ}{2}r_2^{J+2}; \quad q = \frac{(\gamma - 1)}{\gamma}M_1^2 \Pr \cdot J; \quad m = (\gamma - 1)M_1^2 \Pr; \quad s = \frac{\Pr \cdot J}{\gamma} - 1.$$

После того как температура определена из уравнения (2), простой квадратурой получаем решение для плотности

$$\rho(r) = \exp\left(-M_1^2 \int_r^1 \frac{1}{T(r)} \frac{V_{\varphi}^2(r)}{r} dr\right).$$
(11)

По известным значениям температуры и плотности из уравнения состояния (6) определяем давление

$$p(r) = \rho(r)T(r), \qquad (12)$$

а из уравнения неразрывности (7) следует выражение для радиальной составляющей скорости

$$V_{\rm r}(r) = \frac{1}{r\rho(r)}.$$
(13)

Полученные выражения (8)–(13) не содержат в явном виде граничные значения искомых величин. Они входят в полученные зависимости только в виде безразмерных комплексов: числа Маха М и радиального числа Рейнольдса Re. Поэтому записанные соотношения носят универсальный характер и обладают достаточно широкой общностью описания применительно к различным задачам течения и теплообмена в закрученных потоках. Всего же в функции для определения искомых величин входят шесть безразмерных параметров: радиус отбора массы  $r_2$ ; усредненное алгебраическое значение радиального числа Рейнольдса J; число Маха М; число Прандтля Pr; показатель адиабаты  $\gamma$  и безразмерное значение производной  $dT/dr = \theta_1$  на внешней границе вихря.

#### Обозначения

c' – скорость звука, м/с;. М<sub>1</sub> =  $V'_{\phi 1}/c'_1$  – число Маха;  $J = V'_{rI} \text{Re}/|V'_{rI}|$  – усредненное алгебраическое значение радиального числа Рейнольдса; p' – давление, Па; Pr =  $\mu c_p / \lambda$  – число Прандтля; R – газовая постоянная, Дж/(кг·К); Re =  $\rho'_1 V'_{r1} r'_1 / \mu$  – радиальное число Рейнольдса; T' – температура, К;  $V'_{\phi}$ ,  $V'_r$  – окружная и радиальная составляющие скорости в цилиндрической системе координат, м/с;  $\gamma$  – показатель адиабаты;  $\mu$  – динамический коэффициент вязкости, Па·с;  $\rho'$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>.

#### Литература

1. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. – 588 с.

2. Алексеенко С. В., Куйбин П. А., Окулов В. Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 2003. – 504 с.

3. Меркулов А. П. Вихревой эффект и его применение в технике. М.: Машиностроение, 1969. – 143 с.

4. Пиралишвили Ш. А., Поляев В. М., Сергеев М. Н. Вихревой эффект. Эксперимент, теория, технические решения / Под ред. А. И. Леонтьева. М.: Учеб.-науч.-произв. центр "Энергомаш", 2000. – 412 с.

5. Тютюма В. Д. О механизме эффекта Ранка–Хилша // ИФЖ. 2011. Т. 84, № 3. С. 565– 570.

6. Тютюма В. Д. Влияние тепловых процессов на эффективность энергоразделения в вихревой трубе Ранка // ИФЖ. 2016. Т. 89, № 6. С. 1528–1537.

# УДК 532.516; 532.5; 629.9:662.92

# ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ТЕОРИИ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА ВЯЗКОЙ СЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ С УЧЕТОМ ФОНОННОГО ПЕРЕНОСА ИМПУЛЬСА

#### В. Д. Тютюма

#### Институт энергетики Национальной академии наук Беларуси, г. Минск

Введение. Перспективы развития теории течения жидкостей и газов в настоящее время связываются с неравновесной статистической термодинамикой, задача которой заключается в обосновании уравнений неравновесной термодинамики методами статистической механики [1, 2]. При этом предполагается, что рассматриваемая система состоит из большого числа молекул, поведение которых исследуется путем усовершенствования метода кинетического уравнения для функции распределения, предложенного еще Больцманом. Такой односторонний подход, принимающий во внимание только статистические закономерности в поведении молекулярных систем, не учитывает одно важное обстоятельство, заключающееся в том, что движение микрочастиц в первую очередь подчинено не статистическим, а квантовомеханическим закономерностям. При построении теории необходимо учитывать, что распределение микрочастиц описывается волновой функцией, возмущения которой вносят дополнительные ограничения на поведение макроскопических систем.

В равновесном состоянии в силу стационарности термодинамических процессов и однородности распределения параметров в пространстве возмущения волновой функции связаны только с флуктуациями плотности, которые, являясь очень малыми величинами, не оказывают никакого существенного влияния на поведение микрочастиц. В этом случае пренебрежение волновыми квантово-механическими процессами при описании равновесных термодинамических систем вполне оправдано. Но даже в равновесном состоянии, например в результате колебания атомов кристаллической решетки, возникает заметное влияние квантово-механических процессов на теплоемкость кристаллов при низких температурах.

Очевидно, что в случае неравновесных процессов неоднородность распределения термогидродинамических параметров будет приводить к таким возмущениям волновой функции, которые уже нельзя игнорировать при феноменологическом описании поведения макроскопических систем. В движущейся среде волновая функция порождает волны плотности вероятности распределения молекул, которые, распространяясь в виде звуковых волн, оказывают существенное влияние на параметры течения.

Основные положения теории. В газовой динамике скорость звука отождествляется со скоростью распространения малых возмущений [3, 5]. Подтверждением этому служат многочисленные результаты опытов, которые показывают, что значения числа Maxa M = 1 является критическим для течения сжимаемой среды. В зависимости от того, будет ли скорость потока меньше (M < 1) или больше скорости звука (M > 1), принципиально различными будут и его свойства. Основополагающие фундаментальные результаты газовой динамики однозначно указывают не только на квантовый механизм переноса импульса фононами, но дают основание для более радикального вывода о том, что сами по себе, без участия фононов, упруго взаимодействующие друг с другом молекулы импульс не переносят.

С учетом фононного механизма передачи импульса основные принципы построения теории движения вязкой сжимаемой жидкости можно свести к следующим положениям:

1. Движущаяся среда состоит из взаимодействующих друг с другом молекул и газа фононов.

2. Сама по себе молекулярная среда в результате упругих столкновений импульс не переносит, лишена внутреннего трения, т. е. находится в состоянии сверхтекучести.

3. В соответствии с принципом локального термодинамического равновесия локально состояние молекулярной среды описывается уравнениями равновесной термодинамики и подчинено закономерностям статистической молекулярной теории.

4. Перенос импульса в потоках вязкой сжимаемой жидкости имеет квантовую природу и переносится фононами с адиабатической скоростью звука, а звуковые волны представляют собой волны плотности вероятности распределения молекул в пространстве, возникающие в движущейся среде в результате возмущения волновой функции.

5. Перенос импульса фононами генерирует в молекулярной среде дополнительное парциальное давление, малые возмущения которого переносятся в потоке с локальной скоростью звука.

Таким образом, предполагается, что в потоке вязкой жидкости помимо равновесного термодинамического давления  $p_{M}$  действует динамическое фононное давление  $p_{\phi}$ , причем изменения  $p_{M}$  и  $p_{\phi}$  подчинены разным термодинамическим процессам. Термодинамическое давление  $p_{M}$  локально удовлетворяет уравнениям равновесной термодинамики и закономерностям статистической молекулярной теории.

Относительно фононного давления  $p_{\phi}$  можно утверждать пока только то, что оно подчинено условию калибровки, которое выражает факт распространения импульса в движущейся среде с локальной скоростью звука. Эта особенность переноса импульса определяет собой такой же фундаментальный принцип, как и законы сохранения. Следовательно, для фононного давления можем записать соотношение

$$\frac{dp_{\phi}}{d\rho} = c^2, \qquad (1)$$

которое, по сути, определяет термодинамический процесс переноса импульса в сдвиговом потоке вязкой сжимаемой жидкости. Так как фононное давление  $p_{\phi}$  создается в молекулярной среде, то его можно выразить как функцию плотности  $\rho$  и энтропии s. Тогда дифференциальное равенство (1) можем переписать следующим образом:

$$\frac{dp_{\phi}}{d\rho} = \left(\frac{\partial p_{\phi}}{\partial \rho}\right)_{s} + \left(\frac{\partial p_{\phi}}{\partial s}\right)_{\rho} \frac{ds}{d\rho} = c^{2} + \left(\frac{\partial p_{\phi}}{\partial s}\right)_{\rho} \frac{ds}{d\rho}.$$
(2)

Сравнивая (1) и (2), получаем

$$\frac{ds}{d\rho} = 0.$$
 (3)

Из (3) следует, что малые возмущения фононного давления распространяются в потоке изэнтропически. Результат вполне ожидаемый, учитывая, что фононы движутся в молекулярной среде с адиабатической скоростью звука.

При составлении уравнения движения поверхностные силы выражаются вектором напряжений  $\overline{p}_n$ , действующим на единичную площадку с нормалью  $\overline{n}$ , который задается через компоненты тензора напряжений. При этом в выражениях, определяющих функциональную зависимости тензора напряжений от тензора скоростей деформации, входит инвариантная скалярная величина *p*, которая задается через сумму трех нормальных напряжений, приложенных к трем взаимно перпендикулярным координатным площадкам в данной точке потока:

$$p = -\frac{1}{3} (p_{xx} + p_{yy} + p_{zz}).$$
(4)

В динамике вязкой ньютоновской жидкости принимается дополнительная гипотеза, что устанавливаемая равенством (4) инвариантная величина *p* представляет собой давление, которое соответствует термодинамическому давлению, действующему в равновесной термодинамической системе [4, 5]. Это определение физического смысла линейного инварианта тензора напряжений в случае течения, учитывающего фононный механизм переноса, требует дополнительных уточнений.

Согласно п. 2 само по себе молекулярное взаимодействие импульс не переносит. Поэтому термодинамическое давление не оказывает никакого силового воздействия на движение жидкости и его не следует принимать во внимание при составлении баланса сил в уравнении движения, а нужно учитывать только силовое воздействие поверхностных сил фононного давления. Следовательно, в соотношении (4) давление p необходимо заменить на  $p_{\phi}$ :

$$p_{\phi} = -\frac{1}{3} \left( p_{xx} + p_{yy} + p_{zz} \right).$$
(5)

С учетом (5) уравнение движения примет вид

$$\rho\left(\frac{\partial V_i}{\partial t} + V_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k}\right) = -\frac{\partial p_{\phi}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu\left(\frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ik}\frac{\partial V_s}{\partial x_s}\right)\right] + \rho F_i.$$
(6)

Здесь индексы i, k, s пробегают значения 1, 2, 3, а по дважды повторяющимся так называемым немым индексам предполагается суммирование.

Фононное давление удовлетворяет условию калибровки (1). Воспользовавшись этим, выразим градиент фононного давления через квадрат скорости звука и градиент плотности:

$$\nabla p_{\phi} = c^2 \nabla \rho \,. \tag{7}$$

С помощью соотношения (7) можно исключить из уравнения (6) фононное давление и представить уравнение движения в виде [6, 7]

$$\rho\left(\frac{\partial V_i}{\partial t} + V_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k}\right) = -c^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu\left(\frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ik}\frac{\partial V_s}{\partial x_s}\right)\right] + \rho F_i.$$
(8)

В случае  $\mu$  = const это уравнение может быть записано в более компактной дивергентной форме

$$\rho\left(\frac{\partial \overline{V}}{\partial t} + (\overline{V} \cdot \nabla)\overline{V}\right) = -c^2 \nabla \rho + \mu \Delta \overline{V} + \frac{1}{3} \mu \nabla (\nabla \cdot \overline{V}) + \rho \overline{F} .$$
(9)

Для идеальной газовой среды скорость звука согласно формуле Лапласа зависит только от температуры:

$$c = \sqrt{\gamma RT} . \tag{10}$$

В этом случае, учитывая (10), уравнение (9) может быть представлено в виде

$$\rho\left(\frac{\partial \overline{V}}{\partial t} + (\overline{V} \cdot \nabla)\overline{V}\right) = -\gamma RT\nabla\rho + \mu\Delta\overline{V} + \frac{1}{3}\mu\nabla(\nabla\cdot\overline{V}) + \rho\overline{F}$$

Апробация записанных уравнений на решении задач, связанных с течением в зазоре между вращающимися цилиндрами, а также в закрученных потоках, показала удовлетворительное совпадение теоретических выводов с экспериментом.

### Обозначения

c – скорость звука, м/с;  $\overline{F}$  – вектор напряженности внешних массовых сил, м/с<sup>2</sup>; М – число Маха;  $p_{M}$  – термодинамическое давление, Па;  $p_{\phi}$  – фононное давление, Па; R – газовая постоянная, Дж/(кг·К); s – удельная энтропия, Дж/(кг·К); T – температура, К;  $\overline{V}$  – вектор скорости, м/с;  $\gamma$  – показатель адиабаты;  $\mu$  – коэффициент вязкости, Па·с;  $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>.

#### Литература

1. Зубарев Д. Н. Неравновесная статистическая термодинамика. М.: Наука, 1971. – 417 с.

2. Байков В. И., Павлюкевич Н. В. Теплофизика. Термодинамика и статистическая физика: учеб. пособие. Минск: Вышэйшая школа, 2018. – 447 с.

3. Черный Г. Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988. – 424 с.

4. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. – 904 с.

5. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. – 712 с.

6. Тютюма В. Д. Система уравнений локально неравновесного течения вязкой сжимаемой среды // Вести НАН Беларуси. Сер. физ.-техн. наук. 2010. № 1. С. 77–81.

7. Тютюма В. Д. Концептуальные особенности построения теории вязких течений сжимаемых сред // ИФЖ. 2012. Т. 85, № 2. С. 333–335.

### УДК 536.244:51-74

### ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛЕ С ПОДКОВООБРАЗНЫМИ ЛУНКАМИ И ГРАДИЕНТОМ ДАВЛЕНИЯ

### А. А. Цынаева, В. В. Сидорчева, М. Н. Никитин

#### Самарский государственный технический университет, г. Самара, Россия

Надёжность работы авиационных газотурбинных установок во многом определяется работой системы охлаждения высокотемпературных элементов турбин (сопловые и рабочие лопатки). По имеющимся данным [1–3] выявлена существенная неравномерность нагрева лопаток по профилю, так как коэффициент теплоотдачи значительно изменяется. В связи с этим для повышения температуры в газовом тракте турбины требуется разработка эффективных систем охлаждения лопаточного аппарата. В настоящее время разрабатываются современные конвективно-плёночные системы охлаждения лопаток с подачей охладителя на плёнку из лунок или траншей [4, 5]. Эти системы охлаждения действуют в условиях продольного градиента давления высокой турбулентности. Имеющиеся данные [6, 7] показывают в основном рост интенсивности теплообмена с увеличением степени турбулентности потока. При этом влияние продольного градиента давления оказывает на теплообмен неоднозначное воздействие. Так, при отрицательном градиенте давления ввиду ламинаризации и затягивании турбулентного перехода может наблюдаться снижение интенсивности теплооб-

мена, а при положительном градиенте давления – рост теплопереноса [8]. Из имеющейся у авторов информации имеются данные по влиянию на теплоперенос градиента давления, высокой турбулентности, наличия сферических лунок в градиентных каналах [6–9], однако выявлен некоторый недостаток данных по совокупному влиянию этих факторов на теплообмен, в том числе при несферических лунках. Так, в работах [10, 11] показано, что теплогидравлическая эффективность овальных лунок определяется не только их геометрией, но и расположением в канале, и может быть до 13% выше, чем сферических лунок. В связи с этим возникает вопрос о влиянии на эффективность теплообмена лунок сложных форм (подковообразной лунки) и их расположения при условии наличия продольного градиента давления. Для решения этой задачи авторами было выполнено численное исследование теплообмена в канале с градиентом давления, геометрия которого определялась на основе формулы Витошинского [12]:

$$r(l_{i}) = \frac{r_{1}}{\sqrt{1 - \left[1 - \left(\frac{r_{1}}{r_{2}}\right)^{2}\right] \frac{\left[1 - (l_{i}/l)^{2}\right]^{2}}{\left[1 + \frac{1}{3}(l_{i}/l)^{2}\right]^{3}}}}.$$
(1)

Конструкция канала с градиентом давления и геометрия отдельной показаны на рис. 1. Длина и размеры канала: l = 0.843 м;  $l_i = 0-0.843$ ;  $r_1 = 0.116$  м;  $r_2 = 0.1$  м.



Рис. 1. Геометрия расчётной области: 1, 4 – вход и выход канала; 2 – прямая стенка с лунками; 3 – подковообразные лунки; 5 – спрофилированная стенка (размеры указаны в миллиметрах)

Для моделирования теплообмена в канале с градиентом давления и подковообразными лунками использовался метод численного решения дифференциальных уравнений сохранения энергии, массы, количества движения на основе RANS подхода с привлечением k-w-sst модели турбулентности [13]. В качестве инструмента исследования использовалось свободное программное обесчечение – Code\_Saturne. Валидация осуществлена в два этапа: на первом этапе проведено сравнение результатов моделирования теплообмена в узком канале с лунками [14], на втором этапе выполнено сравнение результатов экспериментального исследования теплообмена в градиентном канале с одиночной лункой [15]. Результаты численного исследования теплообмена в целевом канале с сечением  $a \times b = 2 \times 96$  мм, длиной L = 196 мм с цилиндрическими лунками с острой кромкой, расположенными на одной стенке канала в шахматном порядке с шагом 8 мм (диаметр лунок D = 16 мм, глубина h = 1,6 мм, h/D = 0.1, рабочее тело – воздух), показаны на рис. 2. Видно, что используемая методика численного моделирования и программные средства (Code\_Saturne) дают качественные результаты.

На рис. 3 показаны результаты численного исследования теплообмена в одиночной сферической лунке, расположенной в канале с градиентом давления, условия моделирования и геометрия канала соответствует эксперименту, представленному в работе [15]: длина опытного участка составляла 843 мм; ширина – 100 мм, верхняя стенка обеспечивала пере-

менное сечение канала по длине, на нижней горизонтальной стенке выполнено полусферическое углубление с острой кромкой диаметром 50 мм и относительной глубиной h/d = 0,5, перед углублением расположен теплоизолированный участок длиной 630 мм, рабочая среда – воздух, Re = 7<sup>-10<sup>4</sup></sup>, лунка обогревается ( $q_{dimple} = 500 \text{ Bt/m}^2$ ), необогреваемые стенки канала – боковые, спрофилированная и горизонтально-расположенная (теплоизолированная вставка).



Рис. 2. Валидация метода исследования: 1 – экспериментальные данные [14]; 2 – данные численного исследования авторов

Анализ результатов численного исследования (рис. 3) показывает несколько заниженные по сравнению с экспериментальными данными [15] результаты. Однако это может быть связано также с некоторым отличием в величине *du/dx* для физического [15] и численного эксперимента. Анализ сеточной сходимости, представленный на рис. 3, показал, что расчёт на сетке в 1.34 млн. ячеек и с сеткой 0.97 млн. ячеек показывает близкие результаты, следовательно, численные исследования могут быть выполнены без ущерба к точности полученных результатов на сетке в 0.97 млн. ячеек.



Рис. 3. Распределение локальных чисел Стантона по поверхности одиночной сферической лунки при dp/dx < 0, Re = 70 000: 1 – экспериментальные данные  $du/dx = 32 \text{ c}^{-1}$  [15]; 2 – результаты численного расчёта  $du/dx = 28 \text{ c}^{-1}$  в Code\_Saturne на сетке в 0.97 млн. ячеек; 3 – то же на сетке в 1.34 млн. ячеек; 4 – то же на сетке в 0.2 млн. ячеек

Следующие численные расчёты выполнялись на сетке в 1 млн. ячеек. Условия моделирования: рабочее тело – воздух, шаг между лунками  $S = S_1 = S_2 = D$ , лунки подковообразные, расположение лунок коридорное в три ряда (см. рис. 1), Re = 9000, обогреваемая стенка 2 с лунками 3 (см. рис. 1), q = 500 Вт/м<sup>2</sup>. Выполнено сравнение с каналом с полусферическими лунками, расположенными в коридорном и шахматном порядке, площади пятен полусферических и подковообразных лунок совпадали. Результаты численного моделирования течения и теплообмена в канале с градиентом давления и лунками представлены на рис. 4. Видно, что расположение полусферических лунок влияет на интенсивность теплообмена (при шахматном расположении лунок коэффициент теплоотдачи несколько выше, чем при коридорном расположении). При использовании подковообразных лунок коэффициент теплоотдачи несколько выше, чем при установке полусферических лунок.



Рис. 4. Распределение локальных значений коэффициента теплоотдачи: 1 – канал с подковообразными лунками; 2 – канал с полусферическими лунками, расположенными в шахматном порядке; 3 – канал с полусферическими лунками, размещёнными в коридорном порядке

На рис. 5 показаны данные по теплообмену в канале с градиентом давления и лунками с Re = 3000–15000. При числах Рейнольдса Re = 3000–15000 прирост теплоотдачи при использовании подковообразных лунок составил от 3–47% по сравнению с применением полусферических лунок в коридорном порядке.



Рис. 5. Теплообмен в канале с продольным градиентом давления и лунками различной геометрии и расположения: 1 – канал с под-ковообразными лунками в коридорном порядке; 2 – канал с полусферическими лунками, расположенными в шахматном порядке; 3 – канал с полусферическими лунками, размещёнными в коридорном порядке

Выполнена проверка адекватности численного исследования, проведена оценка сеточной сходимости, выявлено, что получение достоверного решения возможно при использовании сетки с количеством ячеек не менее 1 млн. шт. без ущерба точности получаемого решения. Проверка выполнялась сравнением результатов численного решения с экспериментальными данными других авторов [14, 15]. В результате численного исследования оценена эффективность использования лунок в канале с продольным градиентом давления. Оценено влияние расположения полусферических лунок: выявлено, что в зависимости от скорости течения на входе (исследование выполнено при Re = 3000–15000) шахматное расположение лунок по сравнению с их коридорным расположением показывает более высокие локальные значения коэффициента теплоотдачи по длине канала (прирост от 3 до 10% в зависимости от режима течения). Численное исследование показало, что применение подковообразных лунок по зволяет интенсифицировать теплообмен на 3–47% в зависимости от числа Рейнольдса по сравнению с полусферическими лунками.

#### Обозначения

 $r(l_i)$  – радиус канала, изменяющийся по длине;  $r_1$ ,  $r_2$  – радиус канала на входе и выходе соответственно;  $l_i$  – расстояние от входа в канал; l – длина канала; Re – число Рейнольдса; St – число Стантона; u – скорость;  $S_1$ ,  $S_2$  – продольный и поперечный шаг размещения лунок; D – гидравлический диаметр канала, м.

### Литература

1. Lokai V. I. et al. Some regularities of heat transfer in flow part of axial compressors and turbines // ICHMT Digital library online: Begel House Inc., 1994. P. 473–486.

2. Han J. C., Dutta S., Ekkad S. Gas Turbine Heat Transfer and Cooling Technology. 2nd ed. Boka Raton, London, New York: CRC Press, 2012. – 871 p.

3. Ковальногов Н. Н., Жуховицкий Д. Л., Цынаева А. А. Моделирование комбинированной системы охлаждения лопаток турбомашин с вихревым энергоразделителем // Вестн. Ульяновского гос. техн. ун-та. 2003. № 3-4 (23-24). С. 62–65.

4. Petelchyts V. Yu., Khalatov A. A., Pysmennyi D. N., Dashevskyy Yu. Ya. Application of local indentations for film cooling of gas turbine blade leading edge // Thermophysics and Aeromechanics. 2016. Vol. 23, No. 5. P. 713–720.

5. KhalatovA. A., Panchenko N. A., Borisov I. I., Severina V. V. Numerical simulation of film cooling with a coolant supplied through holes in a trench // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2017. Vol. 90, No. 3. P. 637–643.

6. Simonich J. C., Bradshaw P. Effect of free-stream turbulence on heat transfer through a turbulent boundary layer // J. of Heat Transfer. 1978. Vol. 100, No. 4. P. 671–677.

7. Дыбан Е. П., Эпик Э. Я. Тепломассообмен и гидродинамика турбулизированных потоков. Киев: Наук. думка, 1985. – 296 с.

8. Эпик Э. Я. Теплообмен в турбулентном пограничном слое при наличии положительного градиента давления // ММФ–2008: VI Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ. 19–23 мая 2008 г. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2008. Т. 1. С. 1–21.

9. Щукин А. В., Ильинков А. В. Пристенная интенсификация теплообмена при сложных граничных условиях. Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2014. – 252 с.

10. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Готовский М. А., Усачов А. Е., Жукова Ю. В. Анализ повышения теплогидравлической эффективности при движении трансформаторного масла в миниканале с однорядовым пакетом сферических и овальных лунок на нагретой стенке // ТВТ. 2013. Т. 51, вып. 6. С. 884–890.

11. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Корнев Н. В., Хассель Э., Чудновский Я. П. Интенсификация теплообмена при ламинарном и турбулентном течении в узком канале с однорядными овальными лунками // ТВТ. 2015. Т. 53, вып. 3. С. 390–402.

12. Witoszynski E. Über Strahlerweiterung und Strahlablenkung / Eds. v. Kármán T., Levi-Civita T. Vorträge aus dem Gebiete der Hydro- und Aerodynamik. Berlin: Springer, 1922. S. 248– 251.

13. https://www.cfd-online.com/Wiki/SST\_k-omega\_model.

14. Габдрахманов И., Щелчков А., Попов И., Исаев С. Применение пластинчатых теплообменных аппаратов с поверхностными интенсификаторами теплоотдачи в системах «EGR» для улучшения экологических характеристик ДВС // Вестн. Казанского технол. ун-та. 2015. Т. 18, № 5. С. 205–208.

15. Бодунов К. М. Влияние продольного градиента давления на интенсификацию теплообмена сферическими углублениями: автореф. дис. ... канд. техн. наук. Казань: КГТУ им. А. Н. Туполева, 1995.

# ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ФАЗОВЫХ И ХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

УДК 536.423

### СПОНТАННОЕ ВСКИПАНИЕ КРИОГЕННЫХ ЖИДКОСТЕЙ В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ДАВЛЕНИЙ И ЧАСТОТ ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ

### В. Г. Байдаков, В. Е. Виноградов, А. М. Каверин

#### Институт теплофизики Уральского отделения РАН, г. Екатеринбург

Фазовый переход жидкость-пар характерен для многих природных и технологических процессов. При отсутствии инициирующих факторов он может сопровождаться проявлением метастабильности жидкой фазы. Распад метастабильного (перегретого) состояния жидкости начинается с появления критического зародыша. Рождение такого зародыша может быть обусловлено как тепловым движением молекул (гомогенное зародышеобразование), так и действием внешних инициирующих факторов (фоновое и космическое излучение, контакт жидкости с твердой поверхностью и др.). В первом случае процесс фазового распада описываются классической теорией гомогенного зародышеобразования, связывающей частоту появления жизнеспособных паровых пузырьков – зародышей *J* с теплофизическими свойствами жидкости:

$$J = \rho B \exp\left(-\frac{W}{kT}\right),$$

где  $\rho$  – числовая плотность жидкости, B – кинетический коэффициент, k – постоянная Больцмана, T – температура, W – работа образования критического зародыша, которая зависит от поверхностного натяжения на границе жидкость – зародыш и разности давлений в паровом пузырьке p' и жидкости p:

$$W = \frac{16\pi\sigma^3}{3\left(p'-p\right)^2}.$$

Величина В определяется динамикой роста пузырька вблизи его критического размера. Различные подходы к определению ее численного значения обсуждаются в [1].

Представленный доклад посвящен экспериментальному изучению кинетики вскипания перегретых криогенных жидкостей (аргон, кислород, азот, метан, бутан) и их растворов (кислород–азот, метан–гелий и аргон–гелий). Использованы две методики исследования – метод измерения времени жизни метастабильной системы и метод импульсного перегрева жидкости. В первом методе жидкость объемом V = (50-100) мм<sup>3</sup> перегревается в термостатируемом стеклянном капилляре. Заход в метастабильную область осуществляется резким понижением давления. Измеряемым параметром является время т от момента создания в системе заданного давления до вскипания. При заданных условиях (T – const, p – const) производится N = 20-60 измерений т, рассчитывается среднее время ожидания вскипания  $\overline{\tau} = (\sum \tau_i)/N$  и определяется значение частоты зародышеобразования  $J_{_{3KCH}} = (V\overline{\tau})^{-1}$ . Подробное описание экспериментальной установки и методики проведения опытов дано в [1].

Опыты по определению среднего времени жизни перегретых жидкостей проведены по изобарам в интервале давлений p = (0.4-2.0) МПа и частот зародышеобразования J = $=(10^4-10^8)$  м<sup>-3</sup>с<sup>-1</sup>. Концентрация гелия в растворе достигала x = 0.1 моль%. Характерный вид изобар частоты зародышеобразования раствора метан-гелий представлен на рис. 1. На каждой изобаре при  $J > 3 \cdot 10^6$  м<sup>-3</sup>с<sup>-1</sup> можно выделить участок с резким возрастанием lgJ, где значения производной dlgJ/dT составляют (8–11) К<sup>-1</sup>. Мы полагаем, что на этих участках реализуется гомогенный механизм образования зародышей паровой фазы. Резкий характер зависимости lgJ от температуры позволяет ввести понятие температуры достижимого перегрева жидкости T<sub>n</sub> – температуры, соответствующий заданному значению частоты J. В нашей работе величина  $T_n$  определялась при  $J = 10^7 \text{ м}^{-3} \text{c}^{-1}$ . Погрешность полученных данных по  $T_n$  не превышает 0.1 К. Для газонасыщенных растворов установлено, что растворение гелия в криогенной жидкости приводит к понижению температуры T<sub>n</sub> В случае раствора аргонгелий значение T<sub>n</sub> понижается на 0.8 К, метан-гелий – на (1.0–1.3) К. Температуры достижимого перегрева растворов типа жидкость – жидкость сопоставлены с рассчитанными в аддитивном приближении. Для растворов кислород-азот экспериментальные данные ниже рассчитанных. Максимальное отклонение наблюдается при концентрации азота 70 моль% и составляет 0.75 К.



Рис. 1. Температурная зависимость частоты зародышеобразования в перегретом жидком метане (1 - x = 0 моль%) и растворах метан-гелий (2 - x = 0.06 моль%; 3 - 0.10) при давлении p = 2.0 МПа. Штриховые линии – расчет по теории гомогенного зародышеобразования

Достижимые перегревы криогенных жидкостей в области отрицательных давлений исследованы методом импульсного нагрева жидкости на платиновом нагревателе в волне отрицательного давления [2]. В опытах реализуются частоты зародышеобразования  $J = (10^{20} - 10^{24}) \text{ м}^{-3} \text{c}^{-1}$ . Жидкость перегревается на поверхности платиновой проволочки диаметром 20 мкм и длиной 1 см. Проволочка помещается на оси рабочей камеры диаметром 44 мм и объемом 60 см<sup>3</sup> параллельно дну камеры и погружается в жидкость на глубину 3–5 мм. Дном камеры является дюралевая мембрана толщиной 0.8 мм. Мембрана прижата к спиральной катушке. При разряде малоиндуктивного конденсатора на катушку мембрана генерирует импульс сжатия длительностью 3 мкс и амплитудой до 15 МПа. После отражения импульса сжатия от свободной поверхности жидкости в жидкость возвращается импульс растяжения и в нем реализуются отрицательные давления. Проволочка разогревается импульсами тока длительностью 20–25 мкс. Импульсы нагрева и давления синхронизированы таким образом, чтобы вскипание жидкости на проволочке происходило в момент ее макси-

мального растяжения. Погрешность определения давления растяжения составляет ~5%. Температура достижимого перегрева определяется с погрешностью 1%.

На рис. 2 показана зависимость температуры достижимого перегрева метана от давления. Видно, что характер этой зависимости в области положительных и отрицательных давлений одинаков.



Рис. 2. Зависимость температуры достижимого перегрева жидкого метана от давления. Точки – эксперимент, штриховая линия – расчет по теории гомогенного зародышеобразования для  $J = 10^{21} \text{ м}^{-3} \text{ c}^{-1}$ . Сплошные линии: S – линия фазового равновесия, Sp – спинодаль метана. K– критическая точка

На рис. 3 приведены барические зависимости *T*<sub>n</sub> растворов кислород–азот. Растворение азота понижает температуру достижимого перегрева раствора во всем интервале концентраций. В исследованной области отрицательных давлений концентрационная зависимость температуры достижимого перегрева растворов кислород–азот отлична от линейной.



Рис. 3. Температура достижимого перегрева растворов кислород-азот как функция давления. Точки – эксперимент: 1 – кислород, 2 – раствор кислородазот, x = 25 моль%, 3 – 50, 4 – 75, 5 – азот. K – критические точки растворов. Сплошные линии – линии фазового равновесия жидкость – пар чистых кислорода и азота, штриховые линии – линии фазового равновесия растворов, штрихпунктирные линии – инии – аппроксимация экспериментальных данных

Экспериментальные данные по температуре достижимого перегрева сопоставлены с результатами их расчета по теории гомогенного зародышеобразования в макроскопическом приближении (без учета зависимости поверхностного натяжения критических пузырьков от их размера). Для однокомпонентных жидкостей и газонасыщенных растворов полученные при положительных давлениях значения температур достижимого перегрева систематически на (0.3–1.1) К ниже теоретических. В области отрицательных давлений до –4 МПа опытные данные по температурам достижимого перегрева растворов в пределах погрешности эксперимента согласуются с их теоретическими значениями. При более сильных растяжениях наблюдается систематическое отклонение опытных данных от теоретических. Полученные рассогласования объясняются неучетом в теории гомогенного зародышеобразования зависимости поверхностного натяжения критических пузырьков от их размера.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант 18-19-00276-П.

### Литература

1. Baidakov V. G. Explosive Boiling of Superheated Cryogenic Liquids. Weinheim: Wiley, 2007.

2. Vinogradov V. E., Pavlov P. A., Baidakov V. G. Explosive cavitation in superheated liquid argon // J. Chem. Phys. 2008. Vol. 128, No. 6. P. 234508.

УДК 536.42

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И РАСЧЕТНЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ИСКУССТВЕННОГО ЗАМОРАЖИВАНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД

#### Г. П. Бровка, А. Г. Бровка, К. А. Агутин

### Институт природопользования НАН Беларуси, г. Минск brovka gp@tut.by

При разработке проектов проходки шахтных стволов калийных рудников в сложных гидрогеологических условиях с применением искусственного замораживания необходимо с достаточно высокими показателями точности и достоверности прогнозировать формирование ледопородных ограждений (ЛПО). Указанные показатели, с одной стороны, определяются комплексом теплофизических характеристик, температурой начала замерзания и фазового состава воды замораживаемого массива горных пород, а с другой – точностью расчетных схем численного моделирования процессов замораживания. Поэтому информационное и программное обеспечения, используемые для расчета процессов формирования ЛПО, должны соответствовать друг другу по параметрам точности и достоверности.

В лаборатории физико-химической механики природных дисперсных систем (ФХМПДС) Института природопользования НАН Беларуси создан комплекс приборов для лабораторного исследования температуры начала замерзания, фазового состава воды при отрицательных температурах и теплофизических характеристик горных пород применительно к обоснованию специальных способов проходки шахтных стволов калийных рудников, где, как правило, применяется искусственное замораживание массива горных пород на участке проходки. Основу указанного комплекса составляют калориметрическая установка и установка для исследования коэффициентов теплопроводности, а также компьютерная система, включающая многоканальный предусилитель, аналого-цифровой и цифро-аналоговый преобразователи, выполненные в виде модуля, совместимого с компьютером через принтерный или USB порты.

Калориметрическая установка разработана по принципу создания с помощью компьютерных средств адиабатических условий или условий контролируемого теплообмена вокруг калориметрического стакана с исследуемым образцом. Отличительными особенностями данного калориметра от известных являются возможность непрерывного автоматизированного проведения экспериментов по определению количества незамерзшей воды в циклах промерзания и оттаивания. Кроме того, на установке отработана процедура автоматизированного определения с повышенной точностью температуры начала замерзания воды в образце.

Установка для исследования коэффициентов теплопроводности методом стационарного теплового режима имеет оригинальные элементы конструкции, отличающие ее от аналогичных известных установок. Особенности конструкции этой установки заключаются в использовании оригинальных датчиков теплового потока, вмонтированных в металлические корпуса теплообменников. Такая конструкция позволяет в достаточной степени усреднять температурное поле в плоскостях измерений и защищать датчики теплового потока и температуры от механических и физико-химических повреждений.

Следует отметить, что разработанные установки прошли испытания и усовершенствования путем выполнения НИР для обоснования проектов проходки шахтных стволов калийных рудников в сложных гидрогеологических условиях с применением искусственного замораживания. При этом выполнены НИР для 9 калийных рудников; 5 в Беларуси, 2 в России, 1 в Туркменистане и 1 в Таиланде, в результате которых созданы соответствующие базовые комплексы данных по теплофизическим характеристикам и фазовому составу воды в промерзающих горных породах.

Параллельно с развитием экспериментальных методов в лаборатории ФХМПДС развивались методы численного моделирования процессов теплопереноса с фазовыми переходами воды в лед в горных породах. В результате выполнения этих работ создана прикладная программа CRYOS3D для расчета процессов замораживания грунтов на участке заложения шахтных стволов в сложных гидрогеологических условиях, которая была рекомендована научно-техническим советом ГНТП при концерне «Белнефтехим» к использованию при расчете проходки шахтных стволов методом замораживания. Основные параметры и возможности этой программы доложены на XV Минском международном форуме по тепло- и массообмену [1].

Продолжая совершенствовать информационное и програмное обеспечения расчетов формирования ЛПО, в последнее время в лаборатории ФХМПДС проведены экспериментальные исследования оценки влияния концентрации в поровом растворе горных пород минеральных солей на фазовое равновесие вода–лед и теплофизические характеристики этих пород при промерзании. В результате исследований установлено, что сдвиг фазового равновесия на кривой зависимости количества незамерзшей воды от температуры в первом приближении равен величине понижения температуры замерзания раствора при концентрации соли в поровом растворе горной породы в расчете на растворяющий объем незамерзшей воды для конкретной температуры.

Это позволяет скорректировать температуру начала замерзания воды в засоленных горных породах и кривую зависимости количества незамерзшей воды от температуры в них по формулам

$$W_H = a_1(-t)^{-n} + a_2; (1)$$

$$t_{\mu_3} = -\left(\frac{W-a_2}{a_1}\right)^{-1/n};$$
 (2)

$$\Delta t_{sp} = -K_m C_p; \tag{3}$$

$$\Delta t_{3c} = \Delta t_{3p} \left( \frac{W}{W - W_{nr}} \right); \tag{4}$$

$$t_{3c} = t_{H3} + \Delta t_{3c}; (5)$$

$$t_{HC}(W_{\rm H}) = t_{HO}(W_{\rm H}) - K_{\rm m}^{\rm c} C_{\rm p} \left(\frac{W}{W_{\rm H} - W_{nr}}\right), \tag{6}$$

где W – общее влагосодержание горной породы, кг/кг;  $W_{H}$  – количество незамерзшей воды, кг/кг;  $a_1$ ,  $a_2$ , n – параметры аппроксимации; t – температура, °C;  $t_{H3}$  – температура начала замерзания воды в незасоленной горной породе, °C;  $\Delta t_{3c}$  – понижение температуры начала

замерзания воды в породе за счет концентрации соли, °C;  $\Delta t_{3p}$  – понижение температуры начала замерзания порового раствора в породе с учетом наличия в поровом растворе соли без учета нерастворяющего объема, °C;  $t_{3c}$  – температура начала замерзания воды в засоленной горной породе, °C;  $C_p$  – массовая концентрации соли в горной породе в расчете на общее влагосодержание горной породы, кг/кг;  $K_m$  – константа замерзания раствора, учитывающая массовую концентрацию соли в горной породе в расчете на общее влагосодержание горной породы, кг/кг;  $K_m$  – константа замерзания массовую концентрацию соли в горной породе в расчете на общее влагосодержание горной породы, °C;  $K_m^c$  – константа замерзания раствора, учитывающая массовую концентрацию соли в горной породе в расчете на раствора, учитывающая массовую концентрацию соли в горной породе в расчете на общее влагосодержание горной породы, °C;  $K_m^c$  – константа замерзания раствора, учитывающая массовую концентрацию соли в горной породе в расчете на раствора, учитывающая массовую концентрацию соли в породе, °C;  $t_{mc}(W_h)$  – температура соответствующая количеству незамерзшей воды  $W_h$  в незасоленной мерзлой породе, °C;  $t_{hc}(W_h)$  – температура соответствующая количеству незамерзшей воды  $W_h$  при наличия в поровом растворе соли, °C;  $W_{nr}$  – влагосодержание, соответствующее нерастворяющеми у объему воды в горной породе, кг/кг.

Применяя последовательно формулы (1)–(6), можно определить все необходимые параметры для расчета процесса замораживания горных пород с учетом фазовых переходов вода–лед в спектре отрицательной температуры от температуры начала замерзания до –30 °C и ниже, если это необходимо. При этом с помощью опорных значений температуры, например, –5 и –30 °C, можно задачу свести к классической постановке типа Стефана с определением теплоты фазового перехода на фронте промерзания и постоянной эффективной теплоемкости в зоне ниже температуры начала замерзания воды в горной породе. Опорные значения температуры выбираются из расчета наибольшего соответствия температурных полей в промерзающей породе, рассчитанных по предлагаемой методике и тестовых расчетах с помощью решения соответствующей задачи одномерного промерзания с учетом фазовых переходов в спектре отрицательной температуры [2]:

$$Q_{\phi c} = \left(W - W_{HC} \left(-5\right)\right) L \rho_{CK}, \tag{7}$$

$$C_{j\phi MC} = \frac{\left[ W_{HC} \left( -5 \right) - \left( W_{HC} \left( -30 \right) \right) L + C_{\pi} \left( W - W_{HC} \left( -30 \right) \right) \left( t_{3C} + 30 \right) \right]}{\left( t_{3C} + 30 \right)} \rho_{c\kappa} + \frac{\left( W_{HC} \left( -30 \right) C_{\theta} + C_{C\kappa} \right) \left( t_{3C} + 30 \right)}{\left( t_{3C} + 30 \right)} \rho_{C\kappa}, \tag{8}$$

$$C_{mc} = \left( C_{\theta} W + C_{C\kappa} \right) \rho_{C\kappa}, \tag{9}$$

где  $Q_{\phi c}$  – объемная теплота фазового перехода, Дж/м<sup>3</sup>;  $C_{3\phi Mc}$  – объемная эффективная теплоемкость мерзлой горной породы, Дж/(К·м<sup>3</sup>);  $C_{mc}$  – объемная теплоемкость талой горной породы, Дж/(К·м<sup>3</sup>); L – удельная теплота фазового перехода (333,7 кДж/кг); W – общее влагосодержание, кг/кг,  $C_{eb}$ ,  $C_{\pi}$ ,  $C_{c\kappa}$  – удельные теплоемкости воды (4, 20 кДж/(К·кг)), льда (2,10 кДж/(К·кг)) и скелета горной породы;  $\rho_{c\kappa}$  – плотность скелета горной породы, кг/м<sup>3</sup>;  $W_{\mu c}(-5)$  и  $W_{\mu c}(-30)$  – соответственно количество незамерзшей воды при опорных значениях температуры, кг/кг.

С учетом того, что при наличии солей в горных породах интенсивные фазовые переходы воды в лед происходят в широком спектре температуры, разработаны расчетные схемы и алгоритмы расчета, основанные на энтропийной постановке задач промерзания. При этом для расчета необходимых параметров используются формулы (1)–(6).

Особенность алгоритма расчета заключается в нахождении температуры по значению энтальпии в области температуры ниже точки замерзания. Проблема заключается в том, что функция, переводящая энтальпию в температуру, является сложной и аналитическое представление ее весьма затруднительно.

Для нахождения значения температуры по соответствующему значению энтальпии в процессе вычислений разработан метод последовательных приближений, который предусматривает следующее. Находят аналитическую производную функции энтальпии по температуре, затем по обратному значению этой производной приращение функции температуры по приращению энтальпии. В итоге получают приблизительное значение температуры по энтальпии. Далее проводят уточнение температуры. Находят контрольное значение энтальпии, которое соответствует найденной температуре, и разность между точным значением энтальпии и контрольным. Используя значение производной функции энтальпии по приблизительной точке температуры, вычисляют поправку. Тем самым определяют более точное значение температуры по энтальпии.

Такой подход при явной расчетной схеме позволяет обеспечить консервативность расчета, т. е. выполнения закона сохранения тепловой энергии, и необходимую точность соответствия температуры и энтальпии для одномерных и многомерных задач расчета промерзания грунтов.

Алгоритм расчета, основанный на явной расчетной схеме для прямоугольной трехмерной сетки, можно представить в следующем виде.

1. Задают начальную температуру в узловых точках.

2. Рассчитывают начальные значения энтальпи<br/>и $H_{ijk}$ элементарных объемов  $\Delta V$  по формулам

$$H_{ijk} = \begin{cases} (t_{ijk} - t_{3c})(C_{\theta}W + C_{\kappa})\rho_{c\kappa}\Delta V; t_{ijk} \ge t_{3c}; \\ ((W_{_{HC}}(t_{ijk}) - W)(L + C_{\pi}(t_{ijk} - t_{3c})) + (W_{_{HC}}(t_{ijk})C_{\theta} + C_{c\kappa})(t_{ijk} - t_{3c}))\rho_{c\kappa}\Delta V; t_{ijk} < t_{3c}. \end{cases}$$

3. Определяют коэффициенты теплопроводности:

$$\lambda_{ijk} = egin{cases} \lambda_T, & H_{ijk} \geq 0, \ \lambda_M, & H_{ijk} < 0. \end{cases}$$

4. Рассчитывают изменения энтальпии в точках

$$\begin{split} \Delta H_{ijk} &= \left( \frac{\Delta y \Delta z}{\Delta x} (\lambda_{ijk,-1,0,0} (t_{i-1,j,k} - t_{i,j,k}) + \lambda_{ijk,1,0,0} (t_{i+1,j,k} - t_{i,j,k})) + \right. \\ &+ \frac{\Delta x \Delta z}{\Delta y} (\lambda_{ijk,0,-1,0} (t_{i,j-1,k} - t_{i,j,k}) + \lambda_{ijk,0,1,0} (t_{i,j+1,k} - t_{i,j,k})) + \\ &+ \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta z} (\lambda_{ijk,0,0,-1} (t_{i,j,k-1} - t_{i,j,k}) + \lambda_{ijk,0,0,1} (t_{i,j,k+1} - t_{i,j,k})) \right] \Delta \tau, \end{split}$$

где  $\lambda_{ijk,tlm} = \frac{2\lambda_{ijk}\lambda_{i+t,j+l,k+m}}{\lambda_{ijk} + \lambda_{i+t,j+l,k+m}}$ .

5. Если  $H + \Delta H \ge 0$ , то  $H = H + \Delta H$ .

Переходят на новый временной слой ( $\tau = \tau + \Delta \tau$ ) и возвращаются к п. 3.

6. Если 
$$H + \Delta H < 0$$
, то  $\Delta H' = \begin{cases} \Delta H, \quad H < 0; \\ \Delta H + H, \quad \ge 0, \end{cases}$ ,  $t_1 = \begin{cases} t_{3C}, \quad H \ge 0; \\ t, \quad H < 0. \end{cases}$   
7.  $\Delta t_1 = \Delta H' \left( \frac{\partial H}{\partial t}(t_1) \right)^{-1}$ ,  $H_k = H(t + \Delta t_1)$ ,  $\Delta t_2 = (H + \Delta H - H_k) \left( \frac{\partial H}{\partial t}(t + \Delta t_1) \right)^{-1}$ ,  $H = H + \Delta H; \quad t = t + \Delta t_1 + \Delta t_2.$ 

8. Переходят на новый временной слой ( $\tau = \tau + \Delta \tau$ ) и возвращаются к п. 3. Выполняют до достижения необходимого времени  $\tau$ .

#### Литература

1. Бровка Г. П., Пяткевич К. В., Шилович Н. Н. Агутин К. А. Прикладная программа для расчета процессов искусственного замораживания грунтов трубчатыми теплообменниками // Тез. докл. и сообщ. XV Минского междунар. форума по тепло- и массообмену. Т. 1. Минск, 2016. С. 291–295.

2. Бровка Г. П., Иванов С. Н. Расчет температурных полей в грунте с фазовыми переходами вода–лед в спектре температуры // ИФЖ. 2004. Т. 77, № 6. С. 112–119.

УДК 66.071.6.081.6; 621.357.67

### ВЫБОР МЕТОДА ОТДЕЛЕНИЯ БАРЬЕРНОГО СЛОЯ АНОДНОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ГАЗОПРОНИЦАЕМЫХ МЕМБРАН НА ИХ ОСНОВЕ

### О. Л. Войтик, К. И. Делендик

#### Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Во многих странах мира ведется интенсивная разработка процессов выделения гелия из природного газа [1–5]. Традиционно чистый гелий получают из очищенного от примесей и глубоко осушенного природного газа в три стадии: выделение гелиевого концентрата (объемная доля гелия не менее 80%); очистка от примесей (метана, азота, водорода, неона, аргона) для получения гелия требуемой чистоты; сжижение и упаковка. Получить гелиевый концентрат можно криогенным, абсорбционным способами, путем образования гидратов, диффузией через пористые мембраны [3–5].

На фоне роста стоимости электроэнергии прослеживается тенденция постепенной потери рентабельности традиционных методов извлечения гелия из природного газа. При этом увеличилось число публикаций и коммерческих разработок в области мембранного разделения газов [1–5]. Опыт эксплуатации диффузионных мембран выявил их определенные недостатки: высокая себестоимость изготовления; разброс воспроизводимости параметров вследствие неупорядоченности пористой структуры; невысокие производительность и селективность.

Поэтому важной задачей становится разработка материалов, обладающих необходимыми структурными, топологическими и транспортными свойствами и лишенных указанных выше недостатков для применения их в качестве мембран. Одним из оптимальных вариантов искомого материала может служить анодный оксид алюминия (AOA), обладающий упорядоченной пористой структурой [6–8]. АОА формируется электрохимическим анодированием алюминия в электролитах, умеренно растворяющих анодный оксид, и представляет собой регулярное гексагональное построение одинаковых ячеек, которые параллельны друг другу и нормальны к поверхности алюминиевой основы. Каждая индивидуальная ячейка имеет осевую пору, закрытую со стороны алюминиевого анода барьерным слоем оксида. Он представляет собой беспористый АОА, весьма плотный, однородный, имеющий повышенную (относительно пористого АОА) химическую стойкость. Толщина барьерного слоя в зависимости от метода получения АОА колеблется от единиц нанометра до одного микрона. Для получения тонкопленочных мембран на основе АОА необходимо отделение барьерного слоя для получения сквозной пористости [6–8]. Наличие областей с невскрытыми порами в барьерном слое снижает качество конечных изделий, в частности пропускную способность мембран.

Основной используемый в настоящее время способ получения АОА со сквозной пористостью сводится к растравливанию оксида в электролитах выращивания. При этом одновременно с травлением барьерного слоя идет процесс растравления пор с увеличением их диаметра, что приводит к снижению механической прочности АОА и снижению селективности данных мембран.

Целью данной работы является получение AOA с однородно вскрытыми порами в барьерном слое. Нами разработан и исследован ряд методов отделения барьерного слоя AOA: химическое отделение барьерного слоя; метод «взрывного» отделения барьерного слоя; метод снижения напряжения формирования до нуля; метод «жертвенного» слоя.

Химическое отделение барьерного слоя AOA. Электрохимическим окислением алюминия в растворе щавелевой кислоте получены образцы AOA толщиной 80 мкм. Образцы освобождались от базового алюминия путем травления последнего в соляной кислоте. На образцы со стороны пористого слоя (нерабочая сторона) ионно-плазменным распылением наносился защитный слой молибдена толщиной 0,3 мкм для предотвращения растравливания пор в процессе химического отделения барьерного слоя.

Отделение барьерного слоя проводилось в водно-спиртовом растворе едкого натра. В процессе травления осуществлялся поминутный контроль времени. После отделения барьерного слоя образцы отмывались в дистиллированной воде. Затем с них удалялся защитный слой молибдена в водном растворе азотной кислоты. Характерные электронно-микроскопические снимки образцов показаны на рис. 1.



Рис. 1. Электронно-микроскопические снимки образцов (×30000): *а* – сторона пористого слоя, барьерная сторона; *б* – сторона барьерного слоя до отделения; *в* – сторона барьерного слоя после отделения

После удаления защитного слоя изучалась газопроницаемость Λ/δ образцов, рассчитываемая по формуле

$$\Lambda/\delta = V \left( Ft \Delta p \right)^{-1},$$

где V – объем газа, прошедшего через мембрану, мл; F – площадь мембраны, см<sup>2</sup>; t – время, за которое проходит через мембрану объем газа V, мин;  $\Lambda$  – коэффициент проницаемости, мл·мкм/(см<sup>2</sup>·мин·атм);  $\Delta p$  – разность давлений через мембрану, атм;  $\delta$  – эффективная толщина мембраны, мкм.

В ходе эксперимента обнаружено, что наиболее полное вскрытие пор при сохранении структуры образца наблюдается по прохождении 9 мин процесса и соответствует величине газопроницаемости 78 мл/(мин·см<sup>2</sup>·атм) (рис. 1, *в*). Дальнейшее продолжение процесса приводит к разрушению образцов.

Метод «взрывного» отделения барьерного слоя АОА. Данный метод отделения барьерного слоя АОА состоит в доанодировании неотделенных от алюминия пластин АОА в специальном электролите (смесь уксусного ангидрида и перхлорной кислоты). При подаче кратковременного электрического импульса на пластину происходит мгновенное отделение оксида от алюминия, причем барьерный слой полностью разрушается, а поры АОА становятся сквозными. Разрушение барьерного слоя носит механический, а не химический, характер и происходит практически мгновенно, подобно взрыву. Снимки АОА после отделения барьерного слоя данным методом показаны на рис. 2.

Газопроницаемость АОА, полученного в щавелевокислом электролите, в среднем составляет величину 80–85 мл/(мин·см<sup>2</sup>·атм).



Рис. 2. Электронно-микроскопические снимки образцов после отделения барьерного слоя методом «взрыва» с барьерной (*a*) и пористой (*б*) стороны

**Метод снижения напряжения до нуля**. По достижении необходимой толщины АОА при анодировании алюминия плавно снижалось формирующее напряжение до нуля. При этом происходит структурная перестройка АОА: поры у поверхности алюминия начинают делиться, соответственно уменьшаясь в диаметре. При этом уменьшается толщина барьерного слоя, а количество пор возрастает. Снимки образцов показаны на рис. 3. Средняя газопроницаемость образцов, полученных в щавелевокислом электролите, составляет величину 75–80 мл/(мин·см<sup>2</sup>·атм).



Рис. 3. Электронно-микроскопические снимки образцов с барьерной (*a*) и пористой (б) стороны после отделения барьерного слоя методом снижения напряжения до нуля

**Метод «жертвенного» слоя**. На исходный алюминий перед его анодированием наносились вакуумным напылением слои молибдена и алюминия. После защиты пластины со стороны металлизации ее подвергали сквозному анодированию. Фронт анодирования проходил сквозь слой молибдена и достигал напыленного алюминия. Таким образом, барьерный слой АОА оказывался отделенным от пористого АОА слабо сцепленным с ним слоем окисленного молибдена, который впоследствии удалялся. Средняя газопроницаемость таких образцов составляет величину 60–70 мл/(мин·см<sup>2</sup>·атм). Снимки образцов показаны на рис. 4.



Рис. 4. Электронно-микроскопические снимки образцов с барьерной (*a*) и пористой (*б*) стороны после отделения барьерного слоя сквозным анодированием через «жертвенный» слой

№	Метод отделения барьерного слоя АОА	Краткое описание метода	Газо- проницаемость, мл/(мин·см <sup>2</sup> ·атм)	Преимущества	Недостатки
1	Химическое отделение	Стравливание барь- ерного слоя в щелоч- ном водно-спиртовом растворе	75–80	Простота исполнения. Возможность регули- рования газопрони- цаемости. Использо- вание групповых ме- тодов обработки	Малый выход год- ных мембран. Уменьшение тер- момеханической прочности образцов при обработке
2	Метод «взрывного» отделения	Гидродинамическое разрушение барьер- ного слоя при доа- нодировании образ- цов в электролите на основе перхлорной кислоты и уксусного ангидрида	80–85	Простота исполне- ния. Высокая вос- производимость. Выход годных мем- бран близок к 100%.	Не выявлены
3	Метод снижения напряжения формирова- ния до нуля	По достижении тре- буемой толщины АОА в процессе анодирования про- изводится плавное снижение напряже- ния до нуля с после- дующей обработкой в соответствии с п. 2	75–80	Простота исполне- ния. Высокая техно- логичность. Умень- шение диаметра пор со стороны вскрытия позволит создать высокоселективные мембраны	Не выявлены
4	Метод	<ul> <li>а) Нанесение слоев молибдена и алюми- ния на барьерный слой АОА с после- дующим доанодиро- ванием</li> </ul>	45–50	Уменышение диамет- ра пор со стороны вскрытия позволит создать высокоселек- тивные газораздели- тельные мембраны	Уменьшенная газо- проницаемость пла- стин; относительная сложность; возмож- ность неполного вскрытия пор
4	го» слоя	<ul> <li>б) Нанесение слоев молибдена и алюми- ния на исходный алюминий с после- дующим сквозным анодированием</li> </ul>	60–70	Относительная про- стота исполнения, высокая технологич- ность	Высокие требования к качеству исходно- го алюминия, воз- можность неполного вскрытия пор

Сравнительная характеристика методов отделения барьерного слоя АОА

В таблице приведена сравнительная характеристика разработанных методов отделения барьерного слоя АОА. Наиболее приемлемыми для получения мембран признаны метод «взрывного» отделения барьерного слоя и метод снижения напряжения формирования до нуля вследствие их простоты, надежности, возможности получения высококачественных газоразделительных мембран для выделения гелия из природного газа при минимальных затратах.

### Литература

1. Scholes C. A., Gosh U. K. and Ho M. T. The economics of helium separation and purification by gas separation membranes // Ind. Eng. Chem. Res. 2017. Vol. 56, No. 17. P. 5014–5020.

2. Sunarso J. et al. Membranes for helium recovery: an overview on the context, materials and future directions // Separ. & Purif. Tech. 2017. Vol. 176. P. 335–383.

3. Rufford T. E. et al. A review of conventional and emerging process technologies for the recovery of helium from natural gas // Adsorpt. Sci. Technol. 2014. Vol. 32, No. 1. P. 49–72.

4. Мнушкин И. А., Ерохин Е. В., Сыркин А. М. Выбор целесообразной технологии модульных установок выделения гелия из природного газа // Нефтегазохимия. 2017. Т. 1. С. 14–18.

5. Soleimany A., Hosseini S. S. and Gallucci F. Recent progress in developments of membrane materials and modification techniques for high performance helium separation and recovery: A review // Chem. Eng. Process. Process Intensif. 2017. Vol. 122, No. 3. P. 296–318.

6. Способ получения анодного оксида алюминия со сквозной пористостью: пат. РБ 9186 / О. Л. Войтик, И. Л. Григоришин, К. И. Делендик. – Опубл. 30.04.2007.

7. Кокатев А. Н. и др. Анизотропные алюмооксидные нанопористые мембраны // Тр. Кольского науч. центра РАН. 2020. Т. 11, № 3. С. 92–97.

8. Delendik K. I., Voitik O. L. Anodic alumina as material for high-aspect ratio microstructures // Proc. of 4th Intern. Workshop on High-Aspect-Ratio Micro-Structure Technology. Germany, Baden-Baden, 2001. P. 3204–3206.

УДК 621.357.67:546.74:66.071.6.081.6

### РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ СТРУКТУРИРОВАНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОСЕЛЕКТИВНЫХ МЕМБРАН

#### О. Л. Войтик, К. И. Делендик, Н. В. Коляго

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

**Введение**. Во многих странах мира исследования в области водородной энергетики являются приоритетным направлением развития науки и техники ("Водородная стратегия для климатически-нейтральной Европы" – ЕС, 2020 г., "Стратегическая дорожная карта для водорода и топливных элементов" – Япония, 2014 г., "План мероприятий по развитию водородной энергетики в Российской Федерации до 2024 года" – РФ, 2020 г., Водородная программа H2@Scale – США, 2017 г. и др.) [1, 2].

Одной из основных проблем для массового использования водорода остается разработка относительно дешевых и высокопроизводительных промышленных способов его получения. Существует три основных метода производства водорода: электролиз воды, паровой риформинг метана, газификация угля и биомассы. Паровой риформинг метана экономичен, но на выходе процесса синтез-газ, из которого водород должен быть извлечен, например, для использования в топливных элементах [3]. Продуктами газификации также являются газовые смеси различных составов. Поэтому получение водорода из водородосодержащих смесей является одной из важнейших научно-практических задач.

Для выделения водорода из синтез-газа используются методы: адсорбционный, криогенный, диффузионный. Большой интерес представляет мембранный метод выделения водорода, обладающий низким уровнем энергопотребления, высокой промышленной и экологической безопасностью [4, 5]. Мембраны для коммерческого использования должны обладать: механической прочностью и стабильными свойствами при повышенных давлениях и температурах; высокой селективностью по водороду; высокой производительностью; устойчивостью к загрязнениям; длительным сроком службы; относительной дешевизной. Для повышения производительности перспективно сочетать пористые подложки с тонким селективным слоем, например, металла [6]. Но при увеличении производительности мембраны данным методом наблюдаются снижение селективности и потеря однородности селективного слоя при изготовлении, а при высокотемпературной эксплуатации – отслоение селективного слоя от подложки из-за различных коэффициентов термического расширения. Таким образом, для создания высокопроизводительных и высокоселективных мембран необходимо разработать технологию структурирования металлической поверхности для получение бинарных мембран.

Целью данной работы является разработка технологии структурирования металлических поверхностей для повышения производительности и упрощения процессов производства высокоселективных мембран, что, в конечном счете, ведет к снижению себестоимости самих мембранных устройств и сепарируемого с их помощью водорода.

**Осаждения сплавов.** В основе исследования и разработки технологии лежит идея совместного осаждения двух металлов, химическое травление одного из которых происходит в растворах, не агрессивных для второго элемента.

В качестве пары для никеля выбран цинк ввиду простоты его электрохимии, безвредности, доступности и дешевизны используемых химреактивов. Цинк, являясь амфотерным металлом, интенсивно взаимодействует со щелочами, вследствие чего может быть легко отделен от никеля в сплаве.

Условием совместного гальванического осаждения двух металлов является равенство их потенциалов разряда. Сближение потенциалов разряда может быть достигнуто несколькими способами: изменением концентраций ионов; введением ПАВ; осаждением на предельном токе; комплексообразованием [7].

Известно, что изменение концентрации двухвалентных катионов в 10 раз сдвигает потенциал разряда на 0,029 В. Из соотношения стандартных потенциалов цинка (-0,76 В) и никеля (-0,25 В) можно легко сделать вывод о том, что данный способ практически непригоден.

Применение поверхностно-активных веществ в процессе осаждения сплавов эффективно лишь в случае наличия необходимых условий на катоде, приводящих к значительному торможению реакции восстановления катионов более положительного металла и сближению потенциалов осаждения [8].

ПАВ путем физической адсорбции частично или полностью блокируют поверхность катода, что приводит к сокращению его поверхности и, соответственно, к увеличению плотности тока и повышению поляризации [8]. Действие ПАВ в значительной степени зависит от состава электролита, природы осаждаемых металлов, от режимов электролиза. Подбор ПАВ является сложной задачей вследствие непредсказуемости их поведения при изменении условий осаждения. Поэтому данный способ сближения потенциалов применим только при получении сплавов, потенциалы компонентов которого отличаются незначительно.

Совместное осаждение металлов может быть достигнуто при введении процесса на предельном токе, характерном для более электроположительного металла, при котором в катодной области устанавливается равновесие между числом поступающих за счет диффузии ионов и числом разряжающихся ионов. Потенциал катода при этом возрастает до значений, при котором становится возможным разряд ионов менее положительного металла [8]. Такой способ сближения потенциалов осаждения, по-видимому, наиболее прост в исполнении и применим для электролитов, состоящих из простых солей. В исследовательском плане он менее привлекателен, так как не дает возможности варьировать состав осаждаемого сплава в широком диапазоне.

При использовании комплексных электролитов для осаждения металлов равновесные потенциалы могут быть сдвинуты в отрицательную сторону, при этом потенциал выделения металла возрастает с увеличением плотности тока. Сдвиг потенциала зависит от природы металла и комплексообразователя и его величина определяется степенью диссоциации комплексного иона: чем больше концентрация свободных ионов в электролите, тем меньше сдвиг потенциала. Для осаждения сплава необходимо, чтобы более благородный металл образовывал более устойчивые комплексы, что обеспечит его большую поляризацию и создаст условия соосаждения с менее благородным [8]. В качестве комплексообразователей могут быть использованы цианидные, пирофосфатные, аммонийные и прочие соединения. Концентрация комплексообразователя, плотность тока, температура оказывают существенное влияние на состав и структуру осадков, тем самым являясь параметрами управления процессом осаждения сплава [8].

Применение таких электролитов дает возможность варьировать элементный состав сплава в широких диапазонах и тем самым управлять структурой получаемых осадков. Таким образом, наиболее перспективным с точки зрения структурирования металлических поверхностей является метод осаждения сплавов путем комплексообразования.

Описание эксперимента. Существует довольно ограниченное количество рецептур комплексных электролитов для осаждения цинк-никелевого сплава [7, 9, 10]. Наилучшие результаты на предварительной стадии получены в аммонийном электролите совместного осаждения цинка и никеля [7]. В работе использовались раздельные аноды с соотношением Zn:Ni – 2:3. Температура электролита поддерживалась на уровне 20–22 °C.

Известно, что с изменением плотности тока меняется количество цинка в осадках [32] и, следовательно, морфология поверхности. С целью изучения данного вопроса осаждение цинк-никелевого сплава производилось при плотностях тока 0,2; 0,5; 1; 1,5; 2 А/дм<sup>2</sup>. После осаждения сплава производилось травление образцов в 3М растворе гидроксида натрия до полного удаления цинка. Внешний вид полученных металлических слоев показан на рис. 1.



Рис. 1. Поверхность никеля после удаления цинка в зависимости от плотности тока: 0,5  $A/dm^2(a)$ , 1  $A/dm^2(6)$  и 1,5  $A/dm^2(e)$ 

Поверхность никелевого слоя имеет мелкопористое строение, если осаждение исходного цинк-никелевого сплава происходит при плотностях тока до 1 А/дм<sup>2</sup>. С возрастанием плотности тока происходит скачкообразное увеличение содержания цинка в осадках и получаемая поверхность приобретает островковое строение. Дальнейший рост плотности тока (более 2 А/дм<sup>2</sup>) приводит к резкому увеличению выделения водорода на катоде и осаждению гидратов закисей металлов, что препятствует осаждению металлов.

Динамика изменения удельной поверхности и пористости в зависимости от условий проведения процесса отражены в таблице и на рис. 2. При увеличении плотности тока процесса до 1 А/дм<sup>2</sup> значения удельной поверхности выходят на максимум, соответствующий, по-видимому, равному соотношению цинка и никеля в бинарном сплаве. При дальнейшем увеличении плотности тока количество цинка уменьшается с соответствующим снижением величины удельной поверхности.

$\Pi_{\text{HOTHOCTL}}$ TOK2 $\Lambda/\text{HM}^2$	Содержание никеля	Удельная	Средний размер
плотноств тока, тоды	в сплаве, %	поверхность, м <sup>2</sup> /г	пор, нм
0,5	86,5	28,77	3,36
1	52,5	81,86	3,31
1,5	68,3	71,07	3,30
2	98,5	2,08	2,45

Значения содержания никеля, удельной поверхности и размера пор структурированной никелевой поверхности, полученной осаждением бинарного сплава





Данный способ структуризации поверхности является перспективным для получения высокопроизводительных мембран с ультратонким селективным слоем методом гальванического осаждения (рис. 3). Поток водорода через бинарную никелевую мембрану толщиной 80 мкм и селективным слоем 20 мкм увеличился на 5–8% при 700 °C, на 20–23% при 600 °C, на 39–41% при 500 °C по сравнению с потоком через гомогенную никелевую мембрану, имеющую такую же толщину [5].



Рис. 3. СЭМ-снимок скола бинарной никелевой мембраны суммарной толщиной 80±4 мкм, состоящей из тонкого 20±2 мкм непористого и 60±4 мкм пористого слоев никеля

Заключение. Разработана гальванопластическая технологии структурирования никелевых поверхностей для повышения производительности и упрощения процессов производства бинарных мембран с ультратонким селективным слоем, что позволило увеличить производительность металлической мембраны до 41% при тех же габаритных размерах мембраны.

### Литература

1. Sherif S. A. et al. Handbook of Hydrogen Energy. CRC Press, 2014. – 1022 p.

2. Chapman A. et al. A review of four case studies assessing the potential for hydrogen penetration of the future energy system // Int. J. Hydrogen Energy. 2019. Vol. 44,  $N_{2}$  13. P. 6371–6382.

3. Holladay J. D. et al. An overview of hydrogen production technologies // Catal. Today. 2009. Vol. 139, № 4. P. 244–260.

4. Bernardo G. et al. Recent advances in membrane technologies for hydrogen purification // Int. J. Hydrogen Energy. 2020. Vol. 45, № 12. P. 7313–7338.

5. Delendik K., Kolyago N., Voitik O. Membranes for ultrapure hydrogen obtaining: nickel versus precious metals // Heat Transf. Res. 2022. Vol. 53, № 5. P. 87–99.

6. Zhang Y. et al. Hydrogen permeation and diffusion of metallic composite membranes // J. Memb. Sci. 2006. Vol. 269, № 1–2. P. 60–65.

7. Вячеславов П. М. Электролитическое осаждение сплавов. Л.: Машиностроение, 1986. – 112 с.

8. Досаян М. А., Пальмская И. Я., Сахарова Е. В. Технология электрохимических покрытий. Л.: Машиностроение, 1989. – 391 с.

9. Ажогин Ф. Ф. Гальванотехника. М.: Металлургия, 1987. – 736 с.

10. Мельников П.С. Справочник по гальванопокрытиям в машиностроении. М.: Машиностроение, 1979. – 279 с.

УДК 536.468

# ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ЗАЖИГАНИИ ГАЗОВЫХ ГИДРАТОВ

# О. С. Гайдукова<sup>\*</sup>, П. А. Стрижак

### Томский политехнический университет, г. Томск, Россия \*osy1@tpu.ru

Газовые гидраты распространены во всем мире, имеют высокую плотность энергии и являются экологически чистым энергетическим источником с большим потенциалом [1]. Газовые гидраты представляют ледоподобные, кристаллические, супрамолекулярные и каркасные соединения, образованные водой и природным газом при высоком давлении и низкой температуре [2]. Это особая форма природного газа, в основном распространенная в морских и наземных зонах вечной мерзлоты на глубине более 300 м.

Проводимые экспериментальные и теоретические исследования газовых гидратов связаны с тремя важными направлениями: образование и диссоциация [3], технологии добычи и транспортировки [4], зажигание и горение [5]. Важное направление связано со стабильностью состава и структуры газовых гидратов. При этом особую актуальность приобретают направления создания двойных газовых гидратов для достижения высоких экологических, экономических и энергетических показателей сжигания.

С точки зрения энергетических приложений и безопасности окружающей среды сжигание газовых гидратов представляет интересное явление. Потенциальные технологические проблемы, связанные со сжиганием, включают безопасность во время хранения газа, использование гидратов в качестве источников тепла с целью дополнительного растворения гидратов и чистую энергию, поскольку гидраты представляют уникальное топливо, которое значительно разбавлено (с учетом содержания воды). Исследования процессов зажигания газовых гидратов в науке и демонстрация его потенциальных достоинств относительно редки, хотя исследования гидратов в целом реализуются активно в области химии, а также в сфере разведки ресурсов природных гидратов. Процессы зажигания и горения газовых гидратов сопровождаются множественными фазовыми превращениями, что добавляет новые интересы исследования в области физики и химии горения. Однако из-за особого состава газовых гидратов процесс горения отличается от обычного твердого или жидкого топлива тем, что гидрат подвергается многокомпонентному гетерогенному горению. Весь процесс включает диссоциацию гидрата, диффузионное горение метана/воздух/пар, образование жидкой воды, а также пузырьков метана, испарение воды и таяние льда.

Целью настоящей работы являлось теоретическое исследование начальной стадии инициирования горения газового гидрата с учетом группы взаимосвязанных процессов тепломассопереноса, фазовых превращений и химического реагирования при трех схемах нагрева (конвективной, радиационной и кондуктивной). Для достижения поставленной цели на основе экспериментальных данных разработаны физические и математические модели, описывающие исследованные процессы.

При формулировании постановки задачи в условиях кондуктивного нагрева считалось, что на поверхность разогретого металлического цилиндра помещался слой порошка газового гидрата. Зажигание происходило при достижении достаточных для воспламенения температур. Конвективный тепловой поток формировался за счёт термогравитационной конвекции из-за разности температуры между газовым гидратом и пламенем, а также между внешним воздухом и областью горения над поверхностью газового гидрата. Изменение скоростей газовой конвекции приводит к изменению коэффициента теплоотдачи, который определяет конвективный поток тепла от пламени к поверхности газового гидрата. При радиационном нагреве холодный порошок газового гидрата в начальный момент вводится в неподвижный воздух муфельной печи, нагретой до высоких температур (до 1273 К). При достижении достаточных для воспламенения температур (в основном за счет лучистого подвода тепла) и концентраций компонентов парогазовой смеси происходит зажигание. Для описания взаимосвязанных процессов теплопереноса в условиях химического реагирования, экзотермических и эндотермических фазовых превращений использовалась система нестационарных дифференциальных уравнений [6].

В результате исследования установлено, что в условиях конвективного нагрева происходит снижение времени задержки зажигания газовых гидратов до 93% при повышении температуры нагрева от 973 до 1273 К и изменении коэффициента теплообмена в диапазоне  $0-200 \text{ Bt/(M}^2 \cdot \text{K})$ , что соответствует скорости движения потока воздуха до 6 м/с (рис. 1). В условиях радиационного нагрева происходит значительное снижение времени задержки зажигания газовых гидратов (до 90%) при повышении температуры нагрева от 973 до 1273 К и росте степени черноты в диапазоне 0.85–0.99, что соответствует типичным материалам стенок муфельной печи и различных современных камер сгорания (рис. 2).

Установлено, что в условиях кондуктивного нагрева при повышении температуры нагрева от 873 до 1173 К происходит снижении времени задержки зажигания газовых гидратов в среднем на 97% (рис. 3). Минимальное время задержки зажигания газового гидрата составляет 0.0083 с и соответствует температуре нагрева 1173 К, энергии активации  $E_a = 145 \cdot 10^3$  Дж/моль и предэкспоненциальному множителю  $k_0 = 7.4 \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup>. Максимальные времена задержки зажигания составляют 0.5001 с и соответствуют температуре нагрева 873 К (энергия активации  $E_a = 140 \cdot 10^3$  Дж/моль, предэкспоненциальный множитель  $k_0 = 10^8$  с<sup>-1</sup> и энергия активации  $E_a = 155 \cdot 10^3$  Дж/моль, предэкспоненциальный множитель  $k_0 = 10^9$  с<sup>-1</sup>).





Рис. 1. Теоретическая зависимость времени задержки зажигания газового гидрата от температуры нагрева при варьировании коэффициента теплообмена α в условиях конвективного нагрева

Рис. 2. Теоретическая зависимость времени задержки зажигания газового гидрата от температуры нагрева при варьировании степени черноты є в условиях радиационного нагрева

Применение разработанной модели позволило установить зависимости ключевой характеристики исследованного процесса – времени задержки зажигания от температуры нагрева в условиях нагрева кондуктивным, конвективным и радиационным тепловыми потоками.



Рис. 3. Теоретическая зависимость времени задержки зажигания газового гидрата от температуры нагрева в условиях кондуктивного нагрева

Процессы тепломассопереноса оказывают определяющее влияние на характеристики зажигания и горения газовых гидратов, так как время прогрева топливного образца, фазовых превращений и формирования горючей парогазовой смеси составляет более 80% длительности всего индукционного периода.

Работа выполнена при поддержке программы развития ТПУ «Приоритет 2030» (Приоритет-2030-НИП/ЭБ-006-0000-2022).

#### Обозначения

 $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·K);  $\varepsilon$  – коэффициент излучения;  $E_a$  – энергия активации, Дж/моль;  $k_0$  – предэкспоненциальный множитель, с<sup>-1</sup>.

### Литература

1. Gao Q., Yin Z., Zhao J., Yang D. and Linga P. Tuning the fluid production behaviour of hydrate-bearing sediments by multi-stage depressurization // Chem. Eng. J. 2021. Vol. 406. Art. 127174.

2. Li Y., Wu N., He C. Q., Sun Z., Zhang Z., Hao X., Chen Q., Bu Q., Liu C. and Sun J. Nucleation probability and memory effect of methane-propane mixed gas hydrate // Fuel. 2021. Vol. 291. Art. 120103.

3. Li X. Y., Feng J. C., Li X. Sen, Wang Y. and Hu H. Q. Experimental study of methane hydrate formation and decomposition in the porous medium with different thermal conductivities and grain sizes // Appl. Energy. 2022. Vol. 305. Art. 117852.

4. Yang M., Dong S., Zhao J., Zheng J. nan, Liu Z. and Song Y. Ice behaviors and heat transfer characteristics during the isothermal production process of methane hydrate reservoirs by depressurization // Energy. 2021. Vol. 232. Art. 121030.

5. Chien Y. C. and Dunn-Rankin D. Combustion characteristics of methane hydrate flames // Energies. 2019. Vol. 12. Art. 1939.

6. Gaydukova O. S., Misyura S. Y. and Strizhak P. A. Investigating regularities of gas hydrate ignition on a heated surface: Experiments and modelling // Combust. Flame. 2021. Vol. 228. P. 78–88.

УДК 536.468

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ ЗАЖИГАНИИ ЧАСТИЦ ГЕЛЕОБРАЗНОГО ТОПЛИВА В РАЗОГРЕТОЙ ВОЗДУШНОЙ СРЕДЕ

# Д. О. Глушков\*, А. Г. Нигай, К. К. Паушкина, А. О. Плешко

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия \*dmitriyog@tpu.ru

В последнее время перспективным направлением развития теории горения конденсированных веществ является разработка новых композиционных топливных составов, например на основе эмульсий или суспензий горючих жидкостей, в том числе с добавлением мелкодисперсных твердых частиц. Также путем загущения этих эмульсий и суспензий возможно получение гелеобразных топлив, которые сочетают преимущества жидких и твердых топлив [1]. Такие топлива характеризуются более высокими энергетическими характеристиками, меньшим негативным воздействием на окружающую среду при хранении, транспортировке и сжигании, меньшей стоимостью компонентной базы [2]. Разработка промышленных технологий и применение гелеобразных топлив на практике требуют детального изучения процессов горения. Анализ результатов широко известных исследований [3, 4] позволяет сделать вывод о том, что механизмы и характеристики горения (в том числе зажигания) перспективных гелеобразных топлив и широко распространенных жидких и твердых топлив достаточно существенно отличаются.

Зажигание конденсированных веществ представляет собой совокупность взаимосвязанных физико-химических процессов, характеристики которых зависят не только от свойств
топлива [5, 6], но и от параметров источника нагрева [7, 8], которые определяют механизм и интенсивность подвода энергии к топливу. Поэтому целью данной работы является экспериментальное исследование характеристик процессов тепломассопереноса при зажигании частиц типичного гелеобразного топлива в разогретой воздушной среде.

Для группы составов гелеобразного топлива выполнено экспериментальное исследование влияния интенсивности нагрева и начального характерного размера частиц (капель в расплавленном состоянии) на основную характеристику процесса – время задержки зажигания. Одна группа топлив приготовлена на основе маслонаполненных криогелей: водный раствор поливинилового спирта (5 мас.%) + 40–60 об.% масло + 2 об.% эмульгатор. Другая группа топлив приготовлена на основе аналогичных маслонаполненных криогелей с добавлением твердых мелкодисперсных горючих частиц: водный раствор поливинилового спирта (10 мас.%) + 35 об.% масло + 30% уголь (размер частиц 100 мкм) + 2 об.% эмульгатор.

Исследования выполнены с использованием хорошо апробированного экспериментального стенда [9], состоящего из трубчатой муфельной печи, высокоскоростной видеокамеры, координатного механизма для ввода топливных частиц в высокотемпературную воздушную среду и ноутбука с установленным специализированным программным обеспечением. Инициирование горения осуществлялось в камере с неподвижной воздушной средой при температурах 700–1000 °C в условиях варьирования скорости ввода частиц топлив в эту камеру в диапазоне 0.04–0.10 м/с, а также их характерных размеров в диапазоне 2.5–3.1 мм. Закономерности и характеристики процессов, протекающих в течение индукционного периода, регистрировались высокоскоростной видеокамерой и малоинерционными термопарами. Программно-аппаратный комплекс высокоскоростной видеорегистрации позволял проводить детальный анализ взаимосвязанных физико-химических процессов, протекающих в течение индукционного периода. На рис. 1 приведены кадры видеограммы типичного процесса зажигания частиц гелеобразного топлива с разными начальными размерами (3.1, 2.8, 2.5 мм) в условиях лучистоконвективного нагрева.



Рис. 1. Кадры видеограмм зажигания частиц (в начальный момент времени или капель после плавления) гелеобразного топлива (38%-й водный раствор ПВС (5%-й) + 60% масло + 2% ПАВ) разных размеров (3.1, 2.8, 2.5 мм слева направо) при температуре разогретого воздуха 900 °C

На рис. 2 приведена область устойчивого зажигания группы составов гелеобразного топлива в координатах амплитуда теплового потока – время задержки зажигания. Границы области соответствуют предельным значениям характеристик, при которых в рассматриваемой системе происходит зажигание топлива.



Рис. 2. Область (выделена цветом) зажигания гелеобразного топлива в условиях лучисто-конвективного нагрева

Установлено, что времена задержки зажигания в зависимости от интенсивности нагрева (которая характеризуется температурой воздуха в камере и скоростью ввода частиц топлива в эту камеру) и компонентного состава гелеобразного топлива изменяются в диапазоне 0.5-15 с. Вычисленное минимальное значение плотности теплового потока, необходимое для зажигания гелеобразного топлива, составляет 40 кВт/м<sup>2</sup>. При меньших значениях зажигание не происходит даже при временах прогрева более 15 с вследствие полного испарения компонентов расплавленного топлива. Времена задержки зажигания для всех исследовавшихся топливных составов и частиц разных размеров отличаются менее чем на 10% (величина случайной погрешности измерения) при плотностях теплового потока более 100 кВт/м<sup>2</sup>. Рассмотренные факторы оказывают влияние на длительность индукционного периода только при близких к предельным (минимальным) условиям зажигания, когда температура воздуха в печи составляет 700-800 °C. Чем больше (в диапазоне 0.04-0.10 м/с) скорости ввода топливных частиц в камеру нагрева, чем больше (в диапазоне 40-60%) концентрации масла в составе маслонаполненных криогелей, и чем меньше (в диапазоне 2.5–3.1 мм) размер частиц, тем меньше на 30-40%, 25-35%, 20-45% соответственно времена задержки зажигания по сравнению с длительностью индукционного периода при значениях противоположных границ диапазонов упомянутых выше факторов. При температурах разогретого воздуха более 900 °С начальный размер частиц топлива не оказывает существенного влияния на времена задержки зажигания.

Таким образом, на основании результатов выполненного экспериментального исследования установлены характеристики процессов тепломассопереноса при зажигании частиц типичного гелеобразного топлива в высокотемпературной воздушной среде. Процессы тепломассопереноса оказывают определяющее влияние на характеристики зажигания и горения частиц топлив, так как время прогрева топлива, фазовых превращений и формирования горючей парогазовой смеси составляет более 80% длительности индукционного периода.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 18-13-00031.

#### Литература

1. Natan B., Rahimi S. The status of gel propellants in year 2000 // Combustion of Energetic Materials / Eds. K. K. Kuo, L. T. DeLuca. New York, Begell House, 2002. P. 172–194.

2. Ciezki H. K., Naumann K. W. Some aspects on safety and environmental impact of the German green gel propulsion technology // Propellants Explos. Pyrotech. 2016. Vol. 41, No. 3. P. 539–547.

3. Williams F. A. Simplified theory for ignition times of hypergolic gelled propellants // J. Propul. Power. 2009. Vol. 25. P. 1354–1356.

4. Solomon Y., Natan B., Cohen Y. Combustion of gel fuels based on organic gellants // Combust. Flame. 2009. Vol. 156, No. 1. P. 261–268.

5. Mishra D. P., Patyal A., Padhwal M. Effects of gellant concentration on the burning and flame structure of organic gel propellant droplets // Fuel. 2011. Vol. 90. P. 1805–1810.

6. Manzhai V. N., Fufaeva M. S. Polyvinyl alcohol cryogels as an efficient spent-oil utilization method // Chem. Technol. Fuels Oils. 2015. Vol. 51, No. 5. P. 487–492.

7. Jyoti B. V. S., Naseem M. S., Baek S. W. Hypergolicity and ignition delay study of pure and energized ethanol gel fuel with hydrogen peroxide // Combust. Flame. 2017. Vol. 176. P. 318–325.

8. Glushkov D. O., Nigay A. G., Yashutina O. S. The gel fuel ignition at local conductive heating // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. Vol. 127. P. 1203–1214.

9. Glushkov D. O., Pleshko A. O., Yashutina O. S. Influence of heating intensity and size of gel fuel droplets on ignition characteristics // Int. J. Heat Mass Transf. 2020. Vol. 156, No. 119895.

УДК 669.162.263.222:519.63

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ПРОЦЕССАХ РАЗЛОЖЕНИЯ ГАЗОВЫХ ГИДРАТОВ

#### М. Р. Давлетшина, А. С. Чиглинцева

#### Уфимский государственный нефтяной технический университет, г. Уфа, Россия

Представлена математическая модель разложения гидрата метана при тепловом воздействии на пористый пласт. Рассмотрена задача тепломассопереноса при воздействии горячей жидкостью на пористый пласт конечной длины, изначально насыщенной гидратом метана. Построены распределения температуры в системе в различные моменты времени. Исследовано влияние температуры теплового источника на массу выделяемого газа и скорость движения границы фазового перехода.

Разработка газогидратных залежей и добыча газа из газогидрата является перспективной задачей. Это связано с широкой распространенностью газогидратных запасов в Мировом океане и в зоне вечной мерзлоты [1, 2]. Сегодня наиболее актуальными являются вопросы добычи газа при минимизации издержек и повышение эффективности технологий добычи газа [3–5].

В данной работе рассматривается задача о возможности добычи газа из газогидратного пласта при тепловом воздействии [6, 7]. Предложена технологическая схема и на ее основе построена математическая модель, описывающая нагревание и одновременный отбор газа в комбинированную скважину, состоящую из двух соосных труб. По данной схеме в межтрубный канал подается теплоноситель, например теплая вода, а внутренняя скважина сообщается с пластом и туда поступает образовавшийся при термическом воздействии газ (рис. 1). Рассматривается однородный пористый пласт, насыщенный в исходном состоянии гидратом метана.



Рис. 1. Технологическая схема

Решена задача о возможности разложения газогидрата при тепловом воздействии. Численным моделированием, а также на основе полученных аналитических решений данной математической модели исследовано влияние температуры теплоносителя на скорость движения фронта разложения и на дебит газа. Выполнен анализ эффективности предлагаемого способа добычи газа. Проведено численное решение исходной системы дифференциальных уравнений частных производных по явной схеме методом ловли фронта в узел пространственной сетки. В радиальной постановке с фронтальной границей фазовых переходов построены решения, характеризующие поля температур, динамику движения границы разложения и массового расхода газа. Предложенная теоретическая модель позволяет произвести количественную оценку отбора метана при изменении температуры нагрева, перепада давления и определить наиболее выгодные режимы с точки зрения энергоэффективности.

В результате исследования получены решения, которые позволяют анализировать различные режимы теплового воздействия и целесообразности освоения таких залежей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант МД-2179.2020.1.

## Литература

1. Макогон Ю. Ф. Газогидраты. История изучения и перспективы освоения // Геология и полезные ископаемые Мирового океана. 2010. № 2. С. 5–21.

2. Nair V. C., Gupta P., Sangwai J. S. Gas hydrates as a potential energy resource for energy sustainability // Sustainable Energy Technology and Policies. 2018. Vol. 1. P. 265–287.

3. Черский Н. В., Бондарев Э. А. О тепловом методе разработки газогидратных месторождений // Докл. АН СССР. 1972. Т. 203, № 3. С. 550–552.

4. Веригин Н. Н., Хабибуллин И. Л., Халиков Г. А. Линейная задача о разложении гидратов газа в пористой среде // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 1. С. 174.

5. Шагапов В. Ш., Сыртланов В. Р., Галиакбарова Э. В. О разложении гидратов в пористой среде, заполненной гидратом и газом, при тепловом и депрессионном воздействии // Итоги исследований ИММС СО РАН. Тюмень. 1997. № 7. С. 140–151.

6. Чиглинцева А. С., Давлетшина М. Р., Столповский М. В. Численное решение задачи о разложении гидрата метана при тепловом воздействии // XII Всерос. съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики: сб. тр. в 4-х т. 2019. С. 1137–1138.

7. Шагапов В. Ш., Давлетшина М. Р. К теории разработки гидратного пласта тепловым воздействием // Многофазные системы. 2019. Т. 14, № 4. С. 243–252.

## УДК 004.032.26:544.452.2

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ГОРЕНИЯ ВОДОРОДА ПРИ ПОМОЩИ ПОЛНОСВЯЗНОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ UNET

#### Я. М. Карандашев, Е. В. Михальченко, М. Ю. Мальсагов, В. Ф. Никитин

#### ФГУ ФНЦ НИИСИ РАН, г. Москва, Россия

Рассматривается задача горения водорода с кислородом в присутствии нейтральных элементов. В качестве нейтральных элементов выступают азот (N<sub>2</sub>) и аргон (Ar). В процессе горения образуются различные водородно-кислородные соединения (H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, OH, HO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, H, O), меняется температура среды. Такой процесс преобразования веществ описывается 28 уравнениями химических реакций (механизм GriMech 3.0 (1999) [1]). Стоит отметить, что азот N и аргон Ar не образуют химических соединений с другими веществами, а только влияют на скорость протекания реакций. Поэтому их молярная плотность с течением времени никак не меняется, в отличие от остальных веществ. Таким образом, система состоит из 9 переменных (температура и кислородно-водородные соединения) и 2 постоянных компонент, чьи значения не меняются, но их учитывать все же нужно.

Математически весь динамический процесс можно описать системой обыкновенных дифференциальных уравнений, совместно с линейными и нелинейными уравнениями. Для решения описанной системы алгебро-дифференциальных уравнений использовался метод Новикова [2], который является модификацией метода Розенброка для решения жестких систем обыкновенных дифференциальных уравнений. В публикации 2015 г. [2] приведен вариант автоматического выбора шага по времени, не использующий дополнительный расчет правой части системы уравнений; именно правая часть, т. е. интенсивности производства компонент, является наиболее ресурсоемкой стадией процесса. В итоге с помощью численного моделирования вычислялось развитие данной системы от некоторого начального состояния на несколько равных шагов по времени, т. е. через равные промежутки времени наблюдались температура и молярные плотности веществ. Эти данные использовались для обучения нейросетевой аппроксимации.

Традиционно модели нейросетей типа UNET [3] применялись для автоматического перевода картинки в картинку, в частности для сегментации изображений. В настоящей работе показано, что подобная архитектура может быть успешно применена к задаче предсказания детерминированных многомерных временных рядов, а именно моделирования химических процессов горения, описываемых жёсткой системой обыкновенных дифференциальных уравнений. При компьютерном моделировании процессов горения наиболее вычислительно трудоёмкая часть состоит в моделировании именно химической кинетики. Предложенная в данной работе нейросетевая аппроксимация справляется с этой задачей и является быстрой и легко параллелящейся альтернативой трудоёмкому численному решению, при наличии достаточной обучающей выборки. Используя её, нам удалось обучить компактную модель, которая может аппроксимировать изменения концентраций веществ в смеси в процессе химических реакций с высокой степенью точности, достаточной, чтобы рекуррентно получать предсказание на сотни и даже тысячи шагов интегрирования вперёд, занимая при этом на порядок меньше времени вычисления, чем численное интегрирование. Первые шаги по нейросетевому моделированию химической кинетики описаны в работах [4, 5]. В настоящей работе мы сделали несколько модификаций в нашем подходе.

Во-первых, мы создали новый набор данных, в котором начальная смесь состоит только из молекулярного кислорода и водорода при различных их концентрациях и температурах. Благодаря тому, что в первоначальной смеси отсутствуют радикалы, такая реакция носит более плавный характер и крайне медленно развивается вначале (на временной шкале порядка десятков-сотен микросекунд). Шаг времени 0.1 мкс, давление P = 1.0 бар. Остальные переменные задавались случайным образом: температура в диапазоне значений от 1000 до 2000 °C, молярные плотности компонент H<sub>2</sub> и O<sub>2</sub> от 0 до 20 моль/м<sup>3</sup>, молярные плотности компонент N<sub>2</sub> и Ar<sub>2</sub> от 0 до 15 моль/м<sup>3</sup>, молярные плотности остальных компонент (радикалов и соединений) задавались равной нулю. Было проведено 10 000 экспериментов по 500 шагов времени каждый. Для обучения и тестирования нейронной сети датасет был разбит на три части: первые 8000 экспериментов попали в обучающую выборку, следующие 1600 экспериментов – в тестовую выборку, последние 400 экспериментов – в валидационную выборку.

Во-вторых, для моделирования была выбрана архитектура нейронной сети, в которой присутствует обходная связь (skip-connection) от входа к выходу – типа архитектуры UNET [3], только с полносвязными слоями (рис. 1). Таким образом, нейронной сети необходимо лишь выучить изменение концентрации веществ во времени, что позволит параметрам нейронной сети обучаться более быстро (обычно 50–100 эпох обучения достаточно).



Рис. 1. Архитектура нейронной сети

На вход сети подаётся 11-мерный вектор  $X_t$  (температура 8 веществ, участвующих в реакциях, и 2 вещества, не участвующих в реакциях (аргон и азот)), на выходе ожидается такой же 11-мерный вектор  $X_{t+1}$  (рис. 1). Поскольку мы полагаем, что вектора  $X_t$  и  $X_{t+1}$  не сильно друг от друга отличаются (при небольшом шаге времени), то сеть снабжена прямыми сквозными связями (skip connection) от входа к выходу. Поэтому можно сказать, что все остальные блоки аппроксимируют поправку (residual), т. е. изменения концентраций во времени. Поскольку входные/выходные данные являются векторами, а не изображениями, то в отличие от стандартной архитектуры UNET в качестве базовых блоков используются не конволюционные, а обычные полносвязные слои. Поскольку размерность входных данных довольно низкая (равна  $N_{in} = 11$ ), то первый блок (на рис. 1 обозначен голубым квадратом) переводит вход в размерность N (полносвязный слой N<sub>in</sub>×N), аналогично на выходе полносвязный слой  $N \times N_{in}$  переводит размерность обратно в  $N_{in}$ . Все остальные блоки (изображённые жёлтыми вертикальными прямоугольниками) являются полносвязными слоями N×N. Таким образом, все действия, все аппроксимации и интерполяции происходят в пространстве более высокой размерности N (значение N было выбрано равным N = 100), что повышает шансы на успешное обучение и позволяет достигнуть высокой точности даже при не очень сложной архитектуре сети. На каждом уровне сети также присутствует skip connection. Всего такая сеть содержит пять полносвязных слоёв и порядка 32 тыс. обучаемых параметров.

В-третьих, самое важное – было предложено делать предсказание на несколько шагов вперёд и учитывать данные предсказания при расчёте функции ошибки. Благодаря этому нейронная сеть учится намного точнее (ошибка уменьшается на 2-3 порядка). Учёт предсказания на несколько шагов в некотором смысле аналогичен численной схеме более высокого порядка, хотя аналитически это не удалось показать. Благодаря всем приведённым модификациям, нейронная сеть показывает намного лучшие результаты предсказания и учится значительно быстрее, при том что количество слоёв в ней значительно меньше, чем в работах [4, 5] (5 слоёв вместо 27).

**Результаты.** Эксперименты с архитектурами типа стандартного многослойного перспептрона не дали хороших результатов (результаты не приводятся). Добавление skip connection от входа к выходу и переход к UNET архитектуре дало очень быструю сходимость обучения (примерно 50 эпох). Обучение производилось алгоритмом ADAM со стандартными параметрами с начальным значением скорости обучения lr = 0.001 и её уменьшением в десять раз каждый раз, когда ошибка на тестовой выборке не уменьшалась на протяжении пяти эпох.

Первые эксперименты проводились без учёта предсказания на несколько шагов. Определение качества работы нейронной сети после обучения проводилось следующим образом. Нейронная сеть запускалась из начального состояния и в рекуррентном режиме обсчитывала 500 шагов. Полученные результаты вместе с результатами этих же 500 шагов точным численным алгоритмом (на основе метода Новикова) выводились на графике. Как видно из рис. 2, при многократном рекуррентном запуске нейронной сети на несколько сотен шагов медленно, но неизбежно набегает ошибка. Начиная с некоторого момента, предсказание нейронной сети довольно сильно отличается от реального.



Чтобы уменьшить набегание ошибки и улучшить качество предсказания, было предложено включить в лосс функцию результаты предсказания нейросети на несколько шагов вперёд в рекуррентном режиме. В результате такого обучения качество предсказания значительно улучшилось (таблица), а графики нейросетевого предсказания и реального численного счёта практически совпадают (пример на рис. 3).

Для статистически более достоверного сравнения различных моделей мы использовали валидационную выборку из 400 посчитанных экспериментов. Для каждого из них мы брали начальное значение конфигурации (температуру и плотности компонент) и запускали обученную нейронную сеть на 500 шагов в рекуррентном режиме, после чего полученные данные сравнивали с численным решением. Было выбрано две метрики для сравнения: среднеквадратичная ошибка (MSE) и средняя абсолютная ошибка (MAE) между нейросетевым предсказанием на 500 шагов в и численным. Мы провели обучение нескольких нейронных сетей с разным числом шагов предсказания  $n_{steps}$ . Результаты приведены в таблице. Как оказалось, это важный параметр, поскольку если сеть учится в режиме предсказания лишь на один шаг, то качество предсказания быстро падает при использовании сети в режиме инференса на сотни шагов. Наилучшее значение числа шагов в наших экспериментах оказалось равным  $n_{steps} = 30$ .

n <sub>steps</sub>	$\langle MSE \rangle$	$\sigma_{\scriptscriptstyle M\!S\!E}$	MSE <sub>max</sub>	$\langle MAE \rangle$	$\sigma_{\scriptscriptstyle M\!A\!E}$	MAE <sub>max</sub>
1	0.00114	0.00254	0.0228	0.0151	0.0124	0.0899
2	0.000728	0.00215	0.0268	0.0110	0.00950	0.0675
5	0.000492	0.00113	0.0139	0.0103	0.00806	0.0715
10	0.000217	0.000526	0.00480	0.00635	0.00553	0.0432
20	8.97E-05	0.000189	0.00172	0.00414	0.00363	0.0250
30	8.77E-05	0.000211	0.00170	0.00388	0.00340	0.0228
40	0.000134	0.000541	0.00755	0.00484	0.00424	0.0387
50	8.86E-05	0.000204	0.00221	0.00416	0.00306	0.0188

Ошибка при различном количестве шагов предсказания во время обучения



#### Литература

1. CHEMKIN. A software package for the analysis of gas-phase chemical and plasma kinetics. CHE-036-1. Chemkin collection release 3.6. Reaction Design, September 2000.

2. Новиков Е. А., Новиков А. Е. Алгоритм интегрирования с применением L-устойчивого метода четвертого порядка // Университетский научный журнал. Университетский консорциум. 2015. № 15. С. 69–79.

3. Ronneberger Olaf, Philipp Fischer and Thomas Brox. U-net: Convolutional networks for biomedical image segmentation // Intern. Conf. on Medical Image Computing and Computer-assisted Intervention. Cham, Springer, 2015. P. 234–241.

4. Betelin V. B., Kryzhanovsky B. V., Smirnov N. N., Nikitin V. F., Karandashev I. M., Malsagov M. Yu., Mikhalchenko E. V. Neural network approach to solve gas dynamics problems with chemical transformations // Acta Astronautica. 2020.

5. Nikitin V. F., Karandashev I. M., Malsagov M. Yu., Mikhalchenko E. V. Approach to combustion calculation using neural network // Acta Astronautica. 2021.

## УДК [544.452.2 + 536.242]:519.6

## МЕТОД РАСЧЕТА ВЫГОРАНИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПЛАМЕНИ ПО ПОВЕРХНОСТИ ГОРЮЧЕГО МАТЕРИАЛА

#### А. И. Карпов, А. А. Шаклеин

#### Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, г. Ижевск

Исследование процесса распространения пламени по поверхности горючего материала представляет интерес с точки зрения развития теории горения и тепломассопереноса, что, в конечном итоге, позволяет применять новые методы по повышению пожаробезопасности и снижению горючести современных конструкционных материалов, таких как полимеры. В работе рассматривается задача оценки регрессии поверхности горючего материала при распространении пламени по его поверхности. Учет выгорания поверхности позволит определять размер горящей области и проводить расчеты горения материалов с уступами и выступами. В качестве исследуемого материала рассматривается полиметилметакрилат (ПММА).

Математическая модель, описывающая процесс распространения пламени по поверхности горючего материала, имеет следующий вид [1, 2]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0, \tag{1}$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + (\rho_a - \rho) g_i, \qquad (2)$$

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} + \rho u_j C \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} + \rho W Q, \qquad (3)$$

$$\rho \frac{\partial Y_F}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial Y_F}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \rho D \frac{\partial Y_F}{\partial x_j} - v_F \rho W, \qquad (4)$$

$$\rho \frac{\partial Y_O}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial Y_O}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \rho D \frac{\partial Y_O}{\partial x_j} - v_O \rho W, \qquad (5)$$

$$\rho \frac{\partial Y_P}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial Y_P}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \rho D \frac{\partial Y_P}{\partial x_j} + (v_F + v_O) \rho W, \qquad (6)$$

$$p = \rho \frac{R_0}{M} T \,. \tag{7}$$

В работе рассматривается макрореакция газофазного горения вида

$$v_F F + v_O O + I \to v_P P + I , \qquad (8)$$

в качестве горючего (F) принимается мономер ( $C_5H_8O_2$ ), окислителем является кислород ( $O_2$ ), продуктами – смесь  $CO_2$  и  $H_2O$ , инертным компонентом – азот ( $N_2$ ).

Скорость газофазной реакции горения формулируется в виде зависимости Аррениуса

$$W = kY_F Y_O \exp\left(-E / R_0 T\right). \tag{9}$$

Состояние твердого материала описывается уравнением энергии вида

$$\rho_s C_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x_j} + \rho_s W_s Q_s.$$
(10)

В твердом материале рассматривается реакция пиролиза

$$PMMA \rightarrow MMA$$
, (11)

скорость которой имеет вид

$$W_s = \left(1 - \alpha\right)^n k_s \exp\left(-E_s / R_0 T_s\right).$$
<sup>(12)</sup>

Степень превращения для реакции пиролиза ненулевого порядка определяется в виде

$$\frac{d\alpha}{dt} = W_s \,. \tag{13}$$

Для расчета массовой скорости газификации на поверхности применяется следующая методика. В твердом теле для газообразных продуктов пиролиза выполняется закон сохранения массы

$$\int_{S} \dot{m} \, dS = \int_{V_s} \rho_s W_s \, dV_s \,, \tag{14}$$

при этом направление течения продуктов определяется в следующем виде. Предполагается, что образовавшиеся в некоторой точке полимера в результате его термического разложения газообразные горючие продукты выходят в той части поверхности горения, расстояние до которой минимально. Таким образом, после процедуры дискретизации исходных дифференциальных уравений на конечно-разностной сетке для каждой расчетной ячейки определяется ближайшая грань, лежащая в данный момент времени на поверхности горения. На основании данного предположения численно решается интегральное соотношение (14).

В работе используется следующая методика оценки выгорания твердого горючего материала. Предполагается, что вся выгоревшая масса  $(\int_t \dot{m} dt) \Delta S$  приходится на ближайшую

ячейку к соответствующей ей грани на поверхности горения. При полном выгорании всей массы полимера в рассматриваемой ячейке данная ячейка начинает рассматриваться в качестве ячейки газовой области, а поверхность горения смещается дальше. В целом, несмотря на данное допущение о локализации выгорания полимера у поверхности, оно хорошо соответствует действительности: высокие значения скорости пиролиза локализуются у поверхности горючего материала, поскольку скорость пиролиза имеет экспоненциальную зависимость от температуры твердого материала. Данный подход позволяет адекватно описывать горение толстых изделий из горючих материалов, форма которых в процессе горения подвергается значительному изменению.

Краевые условия для уравнений представленной выше модели общеприняты и приведены в [1, 2]. Программная реализация выполнена на основе пакета OpenFOAM. Особенность вычислительного алгоритма, учитывающего рассмотренную методику выгорания твердого материала, заключается в численном решении всех исходных дифференциальных уравнений на всей расчетной области, при этом в области твердого материала, например, для уравнения количества движения с помощью источников все компоненты вектора скорости фиксируются в ноль.



Рис. 1. Схема расчетной области

Тестирование разработанной методики проводится на задаче распространения пламени по образцу ПММА с уступом (рис. 1), для которой имеются измерения [3]. Размеры исследуемого образца следующие: h = 100 мм,  $h_1 = 50$  мм, w = 50 мм,  $w_1 = 20$  мм. Размеры расчетной области  $L_x$  и  $L_y$  определяются в ходе предварительных расчетов и составляют 130 мм и 150 мм соответственно.

Результаты расчетов представлены на рис. 2–4. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными проведено по изменению формы поверхности в результате выгорания (рис. 2) и изменению массы образца (рис. 3). Показано, что предложенная модель выгорания позволяет адекватно опи-

сать регрессию горючего материала с поверхностью сложной формы. На рис. 4 представлено поле температур в газовой фазе и твердом теле. Следует отметить, что реагирующий газ, обтекая поверхность, создает определенную структуру пламени, форма которой определяется геометрией еще несгоревшей части исходного образца.

nass loss, [%]



Рис. 2. Схема выгорания, момент времени 1800 с после зажигания, эксперимент [3] и расчет





Рис. 3. Изменение массы образца ПММА во времени, эксперимент [3] и расчет

Рис. 4. Поле температуры в момент времени 1800 с после зажигания, расчет

В рамках выполненной работы показана методика оценки регрессии горючего материала при распространении пламени по его поверхности. Сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными демонстрируют адекватность предложенного метода и возможность его применения для изучения процессов распространения пламени по конструкциям сложной формы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-08-00481\_а).

#### Литература

1. Korobeinichev O. P., Karpov A. I., Bolkisev A. A., Shaklein A. A., Gonchikzhapov M. B., Paletsky A. A., Tereshchenko A. G., Shmakov A. G., Gerasimov I. E., Kumar A. An experimental and numerical study of thermal and chemical structure of downward flame spread over PMMA surface in still air // Proceedings of the Combustion Institute. 2019. Vol. 37, No. 3. P. 4017–4024.

2. Karpov A. I., Korobeinichev O. P., Shaklein A. A., Bolkisev A. A., Kumar A., Shmakov A. G. Numerical study of horizontal flame spread over PMMA surface in still air // Applied Thermal Engineering. 2018. Vol. 144. P. 937–944.

3. Sarma S., Chakraborty A., Manu N. M., Muruganandam T. M., Raghavan V., Chakravarthy S. R. Spatio-temporal structure of vertically spreading flame over non-planar PMMA surfaces // Proceedings of the Combustion Institute. 2017. Vol. 36, No. 2. P. 3027–3035.

## УДК 614.841

## ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ЧАСТИЦ ОГНЕТУШАЩЕГО ПОРОШКА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕАЛИЗАЦИИ ТЕПЛОВОГО И ГЕТЕРОГЕННОГО МЕХАНИЗМОВ ТУШЕНИЯ ПОЖАРА

# А. И. Кицак<sup>1</sup>, С. М. Палубец<sup>1</sup>, Д. Н. Надточий<sup>1</sup>, Д. С. Лобач<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Учреждение «Научно-исследовательский институт пожарной безопасности и проблем чрезвычайных ситуаций» МЧС Республики Беларусь, г. Минск <sup>2</sup>Государственное учреждение образования «Университет гражданской защиты» МЧС Республики Беларусь, г. Минск

Представляет научный и практический интерес рассмотрение особенностей реализации и эффективности механизмов теплового и гетерогенного ингибирования активных центров пламени частицами огнетушащего порошка в нестационарных условия тушения пожара, когда характерные времена нагрева частиц и длительности гетерогенной реакции ингибирования сопоставимы со временем пребывания частиц порошка в зоне горения, зависимым от скорости частиц порошка и толщины зоны горения. Такие условия могут часто возникать при тушении пожаров высокоскоростными струйными системами подачи порошка в зону горения, какими являются ручные, переносные огнетушители, лафетные и модульные установки порошкового пожаротушения (далее – МУПП).

Для проведения данного анализа воспользуемся приведенными в работе [1] оценками количества тепла, поглощенного частицами порошка, и числа ингибированных ими активных центров пламени при нестационарном взаимодействии частиц порошка с продуктами горения.

Количество тепла  $Q_{\text{ext}}$ , поглощенное частицами порошка за время выпуска  $\tau_{\text{ext}}$  его из МУПП равно [1]:

$$Q_{\text{ext}} = Jc_{\text{p}} \left( T_{\text{g}} - T_{\text{p}} \right) \left( 1 - \exp\left[ -\text{Bi} \frac{t_{\text{int}}}{\tau_{\text{rel}}} \right] \right) S_{\text{ext}} \tau_{\text{ext}} \,. \tag{1}$$

Из выражения (1) следует, что количество тепла аккумулированного частицами порошка зависит в общем случае как от их теплофизических характеристик, так и от дисперсности (характерных размеров) частиц и условий подачи в зону горения. Для эффективного охлаждения зоны горения необходимо, чтобы время нахождения частиц в этой зоне  $t_{int}$  было больше времени  $\tau_{rel}$ .

Оценка времени  $\tau_{rel}$  для частиц огнетушащих порошков, наиболее часто применяемых при тушении пожаров, бикарбоната натрия и моноаммонияфосфата с диаметром частиц  $d_p \sim 50$  мкм показывает, что оно равно  $1,3 \cdot 10^{-3}$  с и  $2,2 \cdot 10^{-2}$  с соответственно. С учетом числа Био Ві, входящего в экспоненциальный множитель (1), значение  $t_{int}$  для эффективной передачи тепла должно быть больше 39 мс для частиц бикарбоната натрия и 44 мс для частиц моноаммонияфосфата.

Что касается скорости *v* частиц порошков в зоне горения, при которых обеспечивается эффективный отбор тепла, то согласно приведенным оценкам  $\tau_{rel}$ , она не должна превышать 0,005 м/с для частиц с  $d_p \sim 50$  мкм и 0,12 м/с для частиц с  $d_p \sim 10$  мкм при толщине слоя горящего газа ~200 мкм.

Эффективность гетерогенного ингибирования частицами огнетушащего порошка активных центров пламени, оцениваемая относительным изменением их массы  $m/m_0$  (m – масса ингибированных центров пламени, кг;  $m_0$  – масса активных центров пламени до момента начала тушения, кг), определяется в кинетической области протекания реакции ингибирования соотношением

$$\frac{m}{m_0} = \frac{3}{2} \frac{(1-\varepsilon)}{Fd_p} \gamma u \Delta \tau_k \left( \frac{t_{\text{int}}}{\Delta \tau_k} - \left( 1 - \exp\left( -\frac{t_{\text{int}}}{\Delta \tau_k} \right) \right) \right),$$
(2)

где  $\Delta \tau_k$  – эффективное время длительности реакции ингибирования, равное

$$\Delta \tau_{\rm k} = \frac{1}{9} \frac{d_{\rm p}^2}{{\rm Nu}_{\rm d} D} \frac{\varepsilon^2 F^2}{\left(1-\varepsilon\right)^2}.$$

Из выражения (2) следует, что, как и в случае теплового механизма тушения пожара, эффективность механизма гетерогенного ингибирования активных центров пламени определяется дисперсностью частиц огнетушащего порошка и условиями подачи его в зону горения, в частности, временем нахождения частиц в зоне горения  $t_{int}$  (скоростью частиц в данной зоне).

Эффективность механизма гетерогенного ингибирования активных центров пламени зависит также от порозности  $\varepsilon$  частиц порошка в зоне реакции (их объемной плотности). Данный параметр влияет как на интенсивность гетерогенного ингибирования, так и на время  $\Delta \tau_k$  протекания реакции ингибировании при нестационарном взаимодействии.

Оценки величины  $\Delta \tau_k$  для атома кислорода с молярной массой  $\mu = 10 \cdot 10^{-3}$  кг/моль и диаметром  $1,5 \cdot 10^{-10}$  м показали, что она составляет  $\Delta \tau_k = 3,8 \cdot 10^{-5}$  с при атмосферном давлении  $P = 10^5$  Па, температуре в зоне горения T = 973 К, диаметре частиц огнетушащего порошка  $d_p = 50$  мкм, порозности  $\varepsilon = 0,9$  и числе Нуссельта Nu<sub>d</sub> ~ 1. При порозности частиц  $\varepsilon = 0,7$  величина  $\Delta \tau_k = 2,57 \cdot 10^{-6}$  с.

Из полученных оценок  $\Delta \tau_k$  следует, что для эффективного гетерогенного ингибирования атомов кислорода частицами порошка скорость *v* их при диаметре  $d_p = 50$  мкм, порозности в зоне реакции  $\varepsilon = 0,9$  и  $l_{int} = 200$  мкм должна быть меньше 5 м/с, а при  $\varepsilon = 0,7 - v < 78$  м/с.

Сопоставление проведенных оценок характерных длительностей теплового нагрева и реакции ингибирования для широко применяемых в настоящее время огнетушащих порошков свидетельствует о большой инерционности теплового механизма тушения пожара, что сильно снижает его вклад в результат тушения пожара при больших скоростях частиц порошка в зоне горения. Проявление данного механизма тушения пожара очень важно при тушении горящих целлюлозосодержащих материалов (пожары подкласса A1). Горение этих материалов сопровождается двумя типами горения: диффузионным (пламенным) и гетерогенным (скрытым горением – тлением). Скрытое горение может быть прекращено либо изолированием горючего материала от доступа кислорода, либо эффективным охлаждением его огнетушащим веществом.

Охлаждение происходит вследствие траты части тепла на нагрев, плавление и испарение частиц порошка, попавших на горячий углистый слой. Плавление частиц солей аммония фосфата, который является компонентом многих марок огнетушащих порошков, может приводить к образованию пленки расплава на горючем материале, изолирующей его от доступа кислорода.

Из изложенного выше следует, что чем меньше скорость частиц огнетушащего порошка в зоне горения, тем выше эффективность теплового и гетерогенного механизмов тушения пожаров. Однако данная скорость не может быть сколь угодно малой. Во-первых, потому что для достижения зоны горения и для создания в ней достаточной плотности частицам порошка необходимо преодолеть сопротивление теплового потока продуктов сгорания и воздуха. Во-вторых, достаточная скорость частиц порошка необходима для быстрого прерывания цепных реакций горения, резкого снижения тепловыделения и диффузии активных частиц в зону горения.

Для оценки влияния скорости частиц огнетушащего порошка на эффективность тушения пожара были проведены экспериментальные исследования зависимости времени тушения модельных очагов пожара подкласса A1 ранга 0,1A [2] и удельных расходов порошка на тушение от интенсивности подачи его в зону горения. Для проведения экспериментов использовалась лабораторная установка порошкового пожаротушения (далее – ЛУПП), позволявшая подавать в очаг пожара различные массы порошка из резервуара при различных создаваемых в нем давлениях вытесняющего воздуха.

Скорость частиц порошка определялась вблизи зоны горения очага с применением устройства измерения скорости струи сыпучих материалов. Для тушения очагов пожаров использовался огнетушащий порошок марки «Вексон – АВС 25». Основным компонентом огнетушащего состава его является фосфат аммония.

Результаты исследований представлены в таблице. В ней приведены значения основных параметров тушения модельных очагов пожаров (интенсивности I подачи порошка в очаг пожара, времени т тушения, удельного расхода G порошка и скорости v частиц порошка вблизи зоны горения), определенные в проводившихся экспериментах при различных режимах тушения.

Интенсивность I подачи порошка в зону горения равнялась отношению среднего массового расхода в единицу времени огнетушащего порошка на тушение пожара к площади пожара. Удельный расход порошка G на тушение пожара определялся произведением интенсивности I подачи порошка в зону горения на время тушения  $\tau$ . Критерием тушения пожара являлось отсутствие повторного воспламенения его через 10 мин после подачи порошка в очаг пожара.

n/n	<i>I</i> , кг/м²с	τ, c	<i>G</i> , кг/м²	<i>v</i> , м/с
1	1.45	0.283	0.41	21.27
2	2.07	0.092	0.19	13.35
3	2.64	0.042	0.11	11.96
4	2.82	0.033	0.09	23.25
5	2.97	0.067	0.2	17.14
6	5.56	0.049	0.27	34.81

Параметры тушения модельного очага пожара подкласса А1

Из представленной таблицы следует, что явная зависимость эффективности тушения (времени тушения) пожара подкласса A1 огнетушащим порошком «Вексон – ABC 25» от скорости частиц порошка в зоне горения отсутствует. Полученный результат можно объяснить тем, что в процессе тушения участвовал в основном гетерогенный механизм ингибирования активных частиц пламени. Тепловой механизм тушения пожара существенно не проявлялся, о чем свидетельствовало отсутствие появление пленки расплава солей аммония фосфата на обугленной поверхности древесины. Тушение скрытого горения, очевидно, осуществлялось поглощением тепла частицами порошка, осевшими в обугленных зазорах древесины, и естественным процессом теплообмена с окружающей средой при быстром понижении температуры ее до температуры ниже температуры воспламенения горючих газов в результате прекращения пламенного горения. В свою очередь процесс химического ингибирования осуществлялся, очевидно, при скоростях частиц в зоне горения меньших скорости ингибирования и время тушения зависело только от массового расхода частиц порошка в зоне горения.

#### Обозначения

 $J = M/S_{\text{ext}}$  – интенсивность подачи порошка в зону горения (M – массовый расход порошка, кг/с, S<sub>ext</sub> – площадь тушения пожара, м<sup>2</sup>), кг/(м<sup>2</sup>·с); c<sub>p</sub> – удельная теплоемкость частиц порошка, Дж/(кг·К); T<sub>g</sub> – температура горючего газа в зоне горения, К; T<sub>p</sub> – температура частиц огнетушащего порошка в начальный момент тушения, К;  $Bi = h_c d_p / \lambda_p (h_c - средний ко$ эффициент конвективной теплопередачи на поверхности раздела теплового слоя и частицы порошка, Вт/(м<sup>2</sup>·К); d<sub>p</sub> – характерный размер частицы порошка, м;  $\lambda_p$  – коэффициент теплопроводности материала частиц,  $BT/(M \cdot K)$ ;  $t_{int} = l_{int}/v$  – время пребывания частиц порошка в зоне горения (lint – эффективная длина пути частиц порошка в зоне горения, м; v – скорость частиц в зоне горения, м/с);  $\tau_{rel} = d_p^{-2}/\alpha$  – характерное время нагрева (остывания) материала частиц порошка, с;  $\alpha = \lambda_p/c_p \rho$  – коэффициент температуропроводности, м<sup>2</sup>/с;  $\rho$  – истинная плотность частиц огнетушащего порошка, кг/м<sup>3</sup>; у – вероятность адсорбции активных частиц поверхностью дисперсной частицы; и – средняя тепловая скорость активной частицы, м/с; *F* – фактор формы частиц порошка (для шарообразных частиц *F* = 1);  $\varepsilon = 1 - \rho_p / \rho$  – порозность слоя частиц порошка;  $\rho_{\rm II}$  – насыпная плотность частиц порошка в зоне горения, кг/м<sup>3</sup>;  $d_{\rm p}$  – диаметр эквивалентного шара, имеющего тот же объем, что и частица порошка, м; Nu<sub>d</sub> критерий Нуссельта для процесса диффузии; *D* – коэффициент диффузии активных частиц пламени, м<sup>2</sup>/с.

#### Литература

1. Кицак А. И. Эффективность тушения пожара огнетушащим порошком общего назначения при нестационарном взаимодействии частиц порошка с горящим веществом // Вести НАН Беларуси. Сер. физ.-техн. наук. 2020. Т. 65, № 4. С. 476–487.

2. Система стандартов пожарной безопасности. Пожарная техника. Огнетушители переносные. Общие технические условия: СТБ 11.13.04 -2009. Введ.01.09.2009. 2009. – 38 с.

## УДК 621.452

## МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ ТАНГЕНЦИАЛЬНО ЗАКРУЧЕННОЙ КОМБИНИРОВАННОЙ ТОПЛИВОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ И ЭМИССИИ ВРЕДНЫХ ВЕЩЕСТВ

## В. Н. Ковальногов, Р. В. Федоров, А. В. Чукалин, Л. В. Хахалева, М. И. Корнилова

Ульяновский государственный технический университет, г. Ульяновск, Россия

Комбинированное сжигание природного газа и биогаза является перспективным и эффективным решением для энергетики. С целью изучения процессов горения, образования эмиссии вредных веществ выполнено моделирование раздельного горения природного газа, биогаза, а также комбинированного горения топливовоздушной смеси из этих топлив в разных пропорциях с учетом значения коэффициента избытка воздуха.

При правильно настроенном режиме смешения и горения топливовоздушной смеси образуются углекислый газ CO<sub>2</sub> и вода H<sub>2</sub>O. Увеличение концентрации углекислого газа в атмосфере приводит к росту глобального парникового эффекта и изменению глобального климата. В связи с этим актуальным является решение задачи минимизации попадания CO<sub>2</sub> в атмосферу. Согласно данным статистического обзора в области мировой энергетики [1] выбросы углерода в 2020 г. сократились более чем на 6% по сравнению с 2019 г. Данный факт свидетельствует об эффективности мероприятий в области топливной энергетики.

Для улавливания углекислого газа из дымовых газов часто применяют твердые аминовые сорбенты [2]. Известны и инновационные способы улавливания CO<sub>2</sub> на основе применения наноструктурных материалов, например, самособирающиеся мономолекулярные слои на мезопористых подложках, искусственно синтезируемые металлоорганические каркасные структуры, способные избирательно захватывать CO<sub>2</sub> [3].

Для повышения экологической и топливной эффективности авторами предложен комбинированный способ сжигания биогаза и природного газа. Для стабилизации процесса горения биогаза применена закрутка топливовоздушного потока с использованием лопаточного завихрителя. Завихритель позволяет повысить полноту сгорания топлива, достичь оптимальных характеристик горения, повысить стабильность пламени.

Математическое описание пламен должно учитывать процессы конвекции, химических реакций, теплопроводности, диффузии и вязкости [4, 5]. Для моделирования горения турбулентных реагирующих потоков использовалась модель турбулентности  $k-\epsilon$ . Моделирование геометрии горелочного устройства выполнено в программном пакете Ansys.



Рис. 1. Горелочное устройство

Особенностью горелочного устройства (рис. 1) является наличие дополнительного канала для подвода биогаза. Канал служит для подготовки (закрутки) и подвода биогаза в зону горения. Горелочное устройство (рис. 1) содержит канал с завихрителями для подачи биогаза площадью 0,0102 м<sup>2</sup>, канал для подвода природного газа площадью 0,00814 м<sup>2</sup>, канал для подвода воздуха площадью 0,407 м<sup>2</sup>.

Результаты исследования температурного поля в ядре потока для комбинированного горении топливовоздушной смеси природный газ/биогаз = 70/30 представлены на рис. 2. Значения температур при комбинированном горении топлив и горении природного газа отличаются в среднем на 192 К. Наилучшим результатом является горение с избытком воздуха α = 1,04.



Рис. 2. Значение температур в камере сгорания при комбинированном сжигании топливовоздушной смеси природный газ/биогаз = 70/30:  $\Delta$  – комбинированное горение,  $\alpha$  = 0,93;  $\blacksquare$  – комбинированное горение,  $\alpha$  = 1,04;  $\square$  – комбинированное горение,  $\alpha$  = 1,14;  $\times$  – сжигание природного газа,  $\alpha$  = 1,05

На рис. 3 показано содержание CO<sub>2</sub> в продуктах сгорания для комбинированного горении топливовоздушной смеси природный газ/биогаз = 70/30. Содержание CO<sub>2</sub> в продуктах сгорания при комбинированном горении завышен, это объясняется тем, что биогаз в своем составе содержит диоксид углерода, который не участвует в процессе горения, а является балластным.



Рис. 3. Содержание CO<sub>2</sub> в продуктах сгорания топлива с разным коэффициентом избытка воздуха α при сжигании топливовоздушной смеси:•ו– сжигание природного газа; □ – комбинированное сжигание топливовоздушной смеси в соотношении 70/30

Результаты исследования температурного поля в ядре потока для комбинированного горении топливовоздушной смеси природный газ/биогаз = 50/50 представлены на рис. 4. Значения температур при комбинированном горении топлив и горении природного газа отличаются в среднем на 227 К. Наиболее низкая температура в ядре потока соответствует коэффициенту избытка воздуха  $\alpha = 0,925$ . Наибольшее значение температуры достигается при коэффициенте избытка воздуха  $\alpha = 1,13$ .

На рис. 5 представлено содержание  $CO_2$  в продуктах сгорания топлива для комбинированного горении топливовоздушной смеси природный газ/биогаз = 50/50. Содержание  $CO_2$  в продуктах сгорания при комбинированном горении завышен, это объясняется тем, что биогаз в своем составе содержит диоксид углерода, который не участвует в процессе горения, а является балластным.

Результаты исследования температурного поля в ядре потока для комбинированного горении топливовоздушной смеси природный газ/биогаз = 30/70 при различных значениях коэффициента избытка воздуха α представлены на рис. 6. Значения температур по оси данных при комбинированном горении топлив и горении природного газа отличаются в среднем

на 289 К. Наиболее низкая температура в ядре потока соответствует коэффициенту избытка воздуха  $\alpha = 0,92$ . Наибольшее значение температуры достигается при коэффициенте избытка воздуха  $\alpha = 1,12$ .



Рис. 4. Значение температур в камере сгорания при комбинированном сжигании топливовоздушной смеси природный газ/биогаз = 50/50:  $\Delta$  – комбинированное горение,  $\alpha$  = 0,925;  $\blacksquare$  – комбинированное горение,  $\alpha$  = 1,03;  $\square$  – комбинированное горение,  $\alpha$  = 1,13;  $\times$  – сжигание природного газа,  $\alpha$  = 1,05



Рис. 5. Содержание CO<sub>2</sub> в продуктах сгорания топлива с разным коэффициентом избытка воздуха α при сжигании топливовоздушной смеси: **×** – сжигание природного газа; □ – комбинированное сжигание топливовоздушной смеси в соотношении 50/50



Рис. 6. Значение температур в камере сгорания при комбинированном сжигании топливовоздушной смеси природный газ/биогаз = 30/70:  $\Delta$  – комбинированное горение,  $\alpha = 0.925$ ; – комбинированное горение,  $\alpha = 1.03$ ;  $\square$  – комбинированное горение,  $\alpha = 1.13$ ; × – сжигание природного газа,  $\alpha = 1.05$ 

На рис. 7 представлено содержание CO<sub>2</sub> в продуктах сгорания топлива для комбинированного горения топливовоздушной смеси природный газ/биогаз = 30/70.

Комбинированное сжигание топлива в пропорции 30/70 не является эффективным, так как имеет самую низкую среднюю температуру и наибольшее количество выбросов.



Рис. 7. Содержание CO<sub>2</sub> в продуктах сгорания топлива с разным коэффициентом избытка воздуха α при сжигании топливовоздушной смеси: × – сжигание природного газа; □ – комбинированное сжигание топливовоздушной смеси в соотношении 30/70

Основываясь на проведенных экспериментах, можно сделать вывод о наиболее эффективном и низкоэмиссионном режиме горения при комбинировании топлив. Наиболее оптимальным является режим комбинированного горения с соотношением 70/30 и коэффициентом избытка воздуха  $\alpha = 1,08$ . Данный режим имеет ряд преимуществ, а именно: сохраняется достаточно высокая температура в ядре факела, что не потребует технического перевооружения камеры сгорания; сохраняется стабильный режим, близкий к горению природного газа и минимизируется возможность проскока пламени и затухания горелочного устройства.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Соглашения № 075-15-2021-584.

## Литература

1. Statistical Review of World Energy 2021/70th edition. 2021. – 72 p.

2. Носков А. С., Пай З. П. Технологические методы защиты атмосферы от вредных выбросов на предприятиях энергетики: Аналит. обзор / СО РАН. ГПНТБ, Ин-т катализа им. К. Г. Борескова. Новосибирск, 1996. – 156 с.

3. Ибрагимов И. М., Зотов П. С. Применение наноструктурных материалов для поглощения диоксида углерода, выделяемого тепловым и электростанциями // IV междунар. науч.практ. конф. «Энергия и энергоэффективные технологии»: сб. докл. г. Липецк, 28–30 октября 2010 г. Липецк, 2010. С. 155–156.

4. Шарыпов О. В. Введение в физику горения: учеб. пособие. Новосибирск, 2010. – 99 с.

5. Варнатц Ю. Горение. Физические и химические аспекты моделирование эксперименты, образование загрязняющих веществ. Springer, 2001. – 354 с. УДК 62-643; 544.332; 662.613

## ГОРЕНИЕ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ В УСЛОВИЯХ ПАРОВОЙ ГАЗИФИКАЦИИ В ПРИСУТСТВИИ ГАЗА-РАЗБАВИТЕЛЯ

# Е. П. Копьев<sup>1</sup>, И. С. Садкин<sup>1</sup>, М. А. Мухина<sup>1</sup>, Е. Ю. Шадрин<sup>1</sup>, С. Ю. Шимченко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГБУН Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия <sup>2</sup>Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Воздействие на окружающую среду и энергетический кризис стали причиной повышенного внимания к области задач, связанных с повышением эффективности сгорания углеводородных топлив и сокращению выбросов при производстве энергии в газовых турбинах и двигателях внутреннего сгорания. Повышение эффективности сгорания топлива в двигателях внутреннего сгорания и снижение концентрации NO<sub>x</sub> в продуктах может быть реализовано способом низкотемпературного сгорания – Low-Temperature Combustion (LTC). Основная идея этого режима заключается в использовании системы рециркуляции выхлопных газов для уменьшения скорости химической реакции окисления и одновременное сокращение физического времени приготовления однородной смеси путем многоступенчатого впрыска под высоким давлением и интенсивной турбулентности в цилиндрах [1]. Воспламенение углеводородов в условиях низких температур привлекло большое внимание из-за одновременного снижения выбросов NO<sub>x</sub> и сажи [2, 3]. Присутствие CO<sub>2</sub> в н-гептановоздушной смеси приводит к увеличению задержки воспламенения как первой стадии, так и второй при определенных концентрациях газа-разбавителя [4].

Также в качестве газа-разбавителя возможно использовать воду или водяной пар. Известно, что воду и пар можно использовать на практике для решения целого ряда задач – от снижения тепловой нагрузки и подавления детонации [5] в камере сгорания до диспергирования тяжелых топлив и сжигания водотопливных эмульсий, а также эффективного снижения выбросов NO<sub>x</sub>, для которых, как показано в [6], использование технологии впрыска пара эффективнее использования технологии рециркуляционных газов. Снижение выбросов NO<sub>x</sub> обычно связывают с повышением теплоемкости смеси при горении топлив (физический эффект): водородовоздушной [7] смеси, метановоздушной смеси [8, 9], пропан-бутановой смеси [10]. В то же время в ряде работ [11] отмечают, что добавление водяного пара приводит не только к разбавлению горючей смеси (физический эффект), но и изменяется процесс некоторых элементарных реакций (химический эффект).

Ранее нами были проведены исследования процессов горения некондиционных жидких углеводородных топлив и производственных отходов с подачей в зону горения струи перегретого водяного пара, результаты которых были опубликованы в ряде работ при сжигании дизельного топлива и отработанного машинного масла в разработанных перспективных прямоточных горелочных устройствах [12–14]. Было получено, что использование перегретого водяного пара позволяет снизить содержание оксидов азота в отработанных газах до 30% при высокой полноте сжигания низкокачественного топлива. Такой эффект, предположительно, связан со снижением температуры пламени, за счет чего снижается образование «термического» NO<sub>x</sub>, а также протекания паровой газификации, что позволяет сохранить высокую полноту сжигания топлив. Также было отмечено, что данный способ сжигания является одним из перспективных путей утилизации низкокачественных топлив и производственных отходов, которые могут быть подвержены сжиганию (отработанных масел и др.). Однако кинетика горения жидких углеводородов, особенно некондиционных, при впрыске пара до сих пор остается малоизученной, точные механизмы до сих пор не раскрыты, что не позволяет проводить достоверные численные расчеты при проектировании горелочных устройств. Поэтому для продолжения предыдущих исследований в рамках настоящей работы проведено изучение характеристик сжигания жидких углеводородов в присутствии смеси перегретого водяного пара с газом разбавителем в горелочном устройстве распылительного типа.

Исследование проведены на лабораторном образце атмосферного горелочного устройства, схема которого показана на рис. 1, *а*. Основные составные части горелочного устройства: корпус, образующий вместе с выходным соплом камеру газогенерации; основание; паровая форсунка (диаметр 0.6 мм) с держателем и паропроводом; топливопровод с топливоприемником. Внешний диметр горелки 60 мм, высота 140 мм, диаметр выходного отверстия 25 мм. Конструкция горелочного устройства обеспечивает устойчивую подачу топлива и дальнейшее формирование однородного газокапельного потока (рис. 1, *б*).



Рис.1. Схема горелки (*a*); визуализация распыления жидкого топлива струей перегретого водяного пара (б)

Для запуска и работы горелочного устройства оно монтировалось в экспериментальную установку, которая состоит из системы подачи воды, электрического парогенератора, системы подачи топлива, системы подогрева топлива, горелочного устройства, калориметра и системы газового анализа. Стабильный массовый расход топлива (до 2 кг/ч) задается топливной форсункой и насосом, масса контролируется при помощи электронных весов Acom PC-100W-10H (предел допускаемой погрешности 1 г). Для высоковязкого топлива используется система подогрева (до 110 °C) и грубой очистки. Электрический парогенератор (средняя потребляемая мощность 1.5 кВт) позволяет на выходе получать перегретый водяной пар с параметрами: температура до 550 °C, давление до 2 МПа, массовый расход до 1.4 кг/ч. Стабильная подача воды в парогенератор обеспечивается плунжерным дозировочным насосом НД 0,5Р 1,6/100 К14А (класс точности – 0.5), расход до 1.6 л/ч. Масса воды контролируется при помощи электронных весов Acom PC-100W-5 (предел допускаемой погрешности 0.5 г). В качестве газа-разбавителя использовался углекислый газ, который подавался в месте подачи воды в парогенератор. Таким образом обеспечивались режимы работы горелочного устройства, в которых перегретый водяной пар постепенно замещался углекислым газом, имеющим такие же температурные параметры и то же место подачи, что позволяло проводить сравнительный анализ работы горелочного устройства при различных параметрах распылителя (перегретый пар, углекислый газ и их смесь).

Для изучения характеристик сжигания жидких углеводородов в присутствии смеси перегретого водяного пара с газом-разбавителем в горелочном устройстве распылительного типа в данной работе экспериментально исследовались следующие основные показатели процесса сжигания: состав продуктов сгорания и температура факела.

Для контроля режимов работы горелочного устройства проводились измерения температуры пламени с помощью платинородий-платинородиевой термопары. Измерены профили температуры во внешнем факеле в плоскости симметрии горелки. Рабочий спай термопары (диаметр 0.3 мм) перемещался при помощи автоматизированного координатно-перемещающего устройства (пространственный шаг 10 мм вдоль факела и 3 мм в радиальном направлении, время измерения в точке не менее 10 с, время задержки перед измерениями в точке 7 с). Для контроля состава газообразных продуктов горения ( $O_2$ , CO, NO, NO<sub>2</sub>, SO<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>) использовался газоанализатор TESTO 350 (погрешность ±5%). Забор проб продуктов реакции про-изводился на выходе проточного калориметра.

Эксперименты по измерению состава продуктов сгорания и температуры пламени проводились при различных режимах работы горелочного устройства (таблица): при расходе пара  $F_v = 0-0.8$  кг/ч, расходе CO<sub>2</sub>  $F_c = 0-1.3$  кг/ч и при стабильном расходе топлива  $F_f =$ = 1.2 кг/ч (отклонения при регулировке от заданных средних значений расходов в пределах ±5% для пара и углекислого газа и ±2,5% для топлива). Для проведения исследований в качестве топлива использовалось дизельное топливо.

Номер режима	1	2	3	4	5
<i>F</i> <sub>c</sub> , кг/ч, (CO <sub>2</sub> )	0	0,34	0,64	0,95	1,3
<i>Yjet</i> , N, $(CO_2)$	0	0,056	0,104	0,156	0,21
<i>F</i> <sub>ν</sub> , кг/ч, (H <sub>2</sub> O)	0,8	0,6	0,4	0,2	0
<i>Yjet</i> , N, $(H_2O)$	0,207	0,155	0,103	0,051	0
<i>Yjet</i> , N, сумма	0,207	0,211	0,207	0,207	0,21

Исследуемые режимы работы горелочного устройства при подаче перегретого водяного пара, углекислого газа и их смеси

На рис. 2 представлены результаты термопарных измерений и газового анализа конечных продуктов сгорания.



Рис. 2. Распределение средней температуры на оси симметрии пламени (a); концентрация СО и  $NO_x$  в конечных продуктах сгорания ( $\delta$ )

В результате термопарных измерений (рис. 2, *a*) было получено, что профили для всех режимов имеют схожий вид, тем самым можно предположить, что изменение подачи с пара на нагретый углекислый газ не вносит значительных изменений в рабочий режим горелочного устройства. Также можно отметить, что максимум температуры достигается на некотором расстоянии от основания пламени, что говорит о доокислении продуктов реакции по мере их выхода из камеры газогенерации горелочного устройства.

При изучении результатов, полученных при помощи газового анализа, можно отметить, что при увеличении содержания СО<sub>2</sub> и снижения содержания пара в распылителе наблюдается небольшой рост по NO<sub>x</sub>. Значительных изменений по СО не наблюдалось, что указывает на сохранение полноты сгорания при переходе на другой тип распылителя.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и БРФФИ (№ 20-58-04011).

## Литература

1. Lu X., Han D., Huang Z. Fuel design and management for the control of advanced compression-ignition combustion modes // Progress in Energy and Combustion Science. Pergamon, 2011. Vol. 37, No. 6. P. 741–783.

2. Kook S. et al. The Influence of Charge Dilution and Injection Timing on Low-Temperature Diesel Combustion and Emissions // SAE Tech. Pap. SAE International, 2005.

3. Yao M., Zheng Z., Liu H. Progress and recent trends in homogeneous charge compression ignition (HCCI) engines // Progress in Energy and Combustion Science. Pergamon, 2009. Vol. 35, No. 5. P. 398–437.

4. Liu Y. et al. The Third Body Effect of Carbon Dioxide on N-heptane Ignition Delay Characteristics under O2/CO2 Conditions. Taylor & Francis, 2021.

5. Li A., Zheng Z., Peng T. Effect of water injection on the knock, combustion, and emissions of a direct injection gasoline engine // Fuel. Elsevier Ltd, 2020. Vol. 268. P. 117376.

6. Lee M.C. et al. Experimental study on the effect of N2, CO2, and steam dilution on the combustion performance of H2 and CO synthetic gas in an industrial gas turbine // Fuel. Elsevier, 2012. Vol. 102. P. 431–438.

7. Le Cong T., Dagaut P. Experimental and detailed modeling study of the effect of water vapor on the kinetics of combustion of hydrogen and natural gas, impact on NOx // Energ. Fuel. American Chemical Society. 2009. Vol. 23, No. 2. P. 725–734.

8. Zou C. et al. The chemical mechanism of steam's effect on the temperature in methane oxy-steam combustion // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 75. P. 12–18.

9. Albin E. et al. Experimental investigation of burning velocities of ultra-wet methane-airsteam mixtures // Fuel Process. Technol. 2013. Vol. 107. P. 27–35.

10. Honzawa T. et al. Numerical and experimental investigations on turbulent combustion fields generated by large-scale submerged combustion vaporizer burners with water spray equipment // J. of Natural Gas Science and Engineering. 2020. Vol. 76. P. 103158.

11. Cui G. et al. Effect of the water on the flame characteristics of methane hydrate combustion // Appl. Energy. 2020. Vol. 259. P. 114205.

12. Alekseenko S. V. et al. Characteristics of diesel fuel combustion in a burner with injection of a superheated steam jet // Combust. Explo. Shock. 2016. Vol. 52, No. 3. P. 286–293.

13. Anufriev I.S. et al. Diesel fuel combustion in a direct-flow evaporative burner with superheated steam supply // Fuel. 2019. Vol. 254. P. 115723.

14. Anufriev I. S., Kopyev E. P. Diesel fuel combustion by spraying in a superheated steam jet // Fuel Process. Technol. 2019. Vol. 192. P. 154–169.

УДК 536.75:539.2

## ВОЗМОЖНОСТЬ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССОМ ОБЪЕМНОЙ КОНДЕНСАЦИИ В ЗАПЫЛЕННОМ ПАРОГАЗОВОМ ПОТОКЕ

# Н. М. Корценштейн<sup>1</sup>, А. К. Ястребов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия <sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

Процесс объемной конденсации в природных явлениях и технических устройствах происходит, как правило, при наличии гетерогенных центров конденсации различной природы. Следовательно, в общем случае конденсация является гомогенно-гетерогенной. Соотношение между гомогенным и гетерогенным механизмами изменяется в широких пределах в зависимости от степени пересыщения пара и скорости создания пересыщенного состояния, концентрации, размеров и природы гетерогенных центров конденсации (пыли). При описании кинетики объемной конденсации, в общем случае, должны быть учтены три параллельно идущих процесса: образование новых капель (нуклеация), конденсационный рост капель и межфазный теплообмен. Для случая гомогенной конденсации в незапыленном потоке такой подход реализован, в частности, в работе [1]. В данной работе описание объемной конденсации в запыленном парогазовом потоке основано на том, что в потоке имеется две группы капель: микрокапли, образовавшиеся вследствие гомогенной нуклеации в объеме парогазовой смеси, и макрокапли, образовавшиеся при конденсации пара на частицах пыли. Для каждой из групп капель использовано кинетическое уравнение для функции распределения капель по размерам [2]:

$$u\frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial (\dot{r}f)}{\partial r} = \frac{I}{\rho}\delta(r - r_{cr}), \qquad (1)$$

$$u\frac{\partial f_{M}}{\partial x} + \frac{\partial (\dot{r}_{M}f_{M})}{\partial r} = 0, \qquad (2)$$

где f и  $f_M$  – функция распределения микро- и макрокапель по размерам, u – скорость потока, r – радиус капли,  $\dot{r}$  и  $\dot{r}_M$  – скорость роста микро- и макрокапель, I – скорость нуклеации,  $\delta$  – дельта-функция Дирака,  $r_{cr}$  – критический радиус микрокапли. Количество макрокапель постоянно и равно количеству пылинок, поэтому правая часть уравнения (6) равна нулю. Для микрокапель функция распределения во входном сечении равна нулю, а для макрокапель – задаваемой функции распределения частиц пыли.

Учет конечной скорости межфазного теплообмена при описании объемной конденсации в запыленном парогазовом потоке предполагает, в общем случае, вычисление температур газовой фазы, микро- и макрокапель на основе трех уравнений энергии. При этом должны быть использованы выражения для межфазных тепловых потоков и скорости роста капель в широком диапазоне чисел Кнудсена растущих капель с использованием молекулярнокинетической теории (см. [1]). С учетом сложности подхода целесообразно проведение численного моделирования рассматриваемого процесса в последовательно усложняющихся постановках: однотемпературной, предполагающей равенство температур газовой фазы, микрои макрокапель; двухтемпературной, предполагающей равенство температур голько газовой фазы и микрокапель; трехтемпературной, учитывающей различие температур газовой фазы, микро- и макрокапель. Сравнение результатов моделирования в одно-, двух- и трехтемпературном приближении позволит определить границы применимости каждого из них. В данной работе представлены результаты моделирования в однотемпературном приближении одномерного стационарного течения смеси пара ( $D_2O$ ), газа ( $N_2$ ) и пылинок в сверхзвуковой части сопла Лаваля. Для описания течения использованы уравнения газовой динамики в односкоростном приближении (размеры пылинок и капель достаточно малы). Во входном сечении заданы температура смеси и парциальные давления компонентов, при этом пар является насыщенным, а скорость потока равна скорости звука. Уравнения неразрывности, движения и энергии использованы в следующем виде:

$$\frac{d}{dx}(\rho uA) = 0, \quad \rho u \frac{du}{dx} = -\frac{dp}{dx},$$
(3)

$$C_{pm}\frac{dT}{dx} + u\frac{du}{dx} = L\left(\frac{dg_l^{hom}}{dx} + \frac{dg_l^{het}}{dx}\right).$$
(4)

Здесь  $\rho$ , T и p – плотность, температура и давление смеси, A – поперечное сечение сопла, L – теплота парообразования,  $C_{pm}$  – теплоемкость смеси

$$C_{pm} = g_{\nu}C_{p\nu} + g_{g}C_{pg} + g_{p}C_{pp} + (g_{l}^{het} + g_{l}^{hom})C_{pl},$$
(5)

 $C_{pv}$ ,  $C_{pg}$ ,  $C_{pl}$  и  $C_{pp}$  – теплоемкости пара, газа, жидкости и твердых частиц,  $g_v$ ,  $g_g$  и  $g_p$  – массовые доли пара, газа и твердых частиц,  $g_l^{hom}$  и  $g_l^{het}$  – массовые доли жидкости в микрокаплях и макрокаплях

$$g_{l}^{hom} = \frac{4}{3}\pi\rho_{l}\int_{r_{cr}}^{\infty}r^{3}fdr, \quad g_{l}^{het} = \frac{4}{3}\pi\rho_{l}\int_{0}^{\infty}r^{3}(f_{M}-f_{0})dr, \qquad (6)$$

 $\rho_l$  – плотность жидкости,  $f_0$  – функция распределения пылинок по размерам во входном сечении. Соотношения для баланса массы отдельных компонентов смеси имеют вид

$$-\frac{dg_{\nu}}{dx} = \frac{dg_l^{hom}}{dx} + \frac{dg_l^{het}}{dx}, \quad \frac{dg_g}{dx} = \frac{dg_p}{dx} = 0.$$
(7)

Моделирование рассматриваемого процесса проводилось путем численного решения системы уравнений (1)–(4) с помощью компьютерной программы COND-KINET-1 [3]. Расчеты проводились для условий экспериментов [4], что давало возможность проверить расчеты, сопоставив их результаты для незапыленного потока с экспериментальными данными. Скорость нуклеации в кинетическом уравнении для микрокапель (1) вычислялась по формуле Френкеля–Зельдовича [2], скорость роста микрокапель определялась по формуле Фукса [5]:

$$\dot{r} = \frac{\alpha \left( p_v - p_s \right)}{\rho_l \sqrt{2\pi RT/\mu_v}} \left( 1 + \frac{\alpha}{D} \sqrt{\frac{RT}{2\pi\mu_v}} \frac{r^2}{r + \lambda} \right)^{-1},$$
(8)

где  $\lambda$  – средняя длина свободного пробега молекул парогазовой смеси. Скорость роста макрокапель  $\dot{r}_{M}$  также определялась по формуле Фукса с заменой *r* на  $r_{p}$ .

Результаты моделирования представлены на рис. 1–4. Как видно из рис. 1, с ростом массовой доли пылинок (и площади их поверхности) возрастает интенсивность гетерогенной конденсации на пылинках. Рост тепловыделения при гетерогенной конденсации ведет к за-

медлению снижения температуры при расширении потока и сдвигу зоны гомогенной нуклеации вниз по потоку. Результаты расчетов для незапыленного потока достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными [4].



Рис. 1. Изменение массовой концентрации жидкости в микрокаплях (сплошные кривые) и на пылинках (штриховые кривые) вдоль оси сопла при различных значениях массовой доли пыли в потоке: 0 – незапыленный поток; 1 – 3%; 2 – 5%; 3 – 7%; символы – экспериментальные данные [3]. Парциальное давление пара на входе в сопло 520 Па, давление торможения 30,2 кПа, температура торможения 308 К

На рис. 2 представлены зависимости степени пересыщения (отношения парциального давления пара к давлению насыщения при температуре парогазовой смеси) от продольной координаты для разных значений массовой доли пыли и парциального давления пара во входном сечении сопла. Повышение давления пара в соответствии с формулой Фукса (8) приводит к увеличению скорости роста как микро-, так и макрокапель. Тепловыделение при конденсации становится интенсивнее, степень пересыщения начинает снижаться на меньшем расстоянии от входного сечения сопла. При увеличении массовой доли пыли рост степени пересыщения замедляется вследствие тепловыделения при гетерогенной конденсации.



Рис. 2. Изменение степени пересыщения вдоль оси сопла при различных значениях массовой концентрации пыли потоке: 0 – незапыленный поток; 1 –3%; 2 – 5%; 3 – 7%. Парциальное давление пара на входе в сопло 346 Па – сплошные кривые и 520 Па – штриховые кривые, давление торможения 30,2 кПа, температура торможения 308 К

Зависимости параметров конденсационного аэрозоля на срезе сопла от запыленности потока при различных значениях размер пылинок и парциального давления пара на входе в сопло представлены на рис. 3 и 4. На рис. 3 показаны зависимости отношения массовой доли жидкости в микрокаплях к суммарной массовой доле жидкости и доли несконденсированного пара в выходном сечении сопла от массовой доли пылинок. При одинаковой массовой доле пыли относительный вклад микрокапель увеличивается с ростом парциального давления пара. В частности, при массовой доле пыли 5% и давлении пара 520 Па степень пересыщения начинает снижаться при  $x \approx 50$  мм (штриховая кривая 2 на рис. 2), а при давлении 346 Па максимум степени пересыщения находится вблизи выходного сечения сопла (сплошная кривая 2 на рис. 2). Как видно из сравнения рис. 1 и 2, интенсивный рост массовой доли жидкости в микрокаплях происходит на стадии снижения степени пересыщения, поэтому при давлении пара 520 Па вклад микрокапель в массовую долю жидкости на выходе из сопла выше, чем при давлении 346 Па (сплошные кривые 1 и 2 на рис. 3). При одинаковой массовой доле пыли уменьшение размера частиц приводит к росту их суммарной площади поверхности, что, в свою очередь, вызывает увеличение интенсивности гетерогенной конденсации. Вследствие этого относительный вклад микрокапель снижается при уменьшении размера пылинок (сплошные кривые 1 и 4 на рис. 3). Снижение доли несконденсированного пара в выходном сечении сопла при росте парциального давления пара (штриховые кривые 1–3 на рис. 3) объясняется отмеченным выше увеличением скорости роста капель при повышении парциального давления пара в соответствии с формулой (8). Снижение доли несконденсированного пара в выходном сечении сопла при уменьшении размера пылинок (штриховые кривые 1 и 4 на рис. 3) объясняется отмеченным выше увеличением площади пылинок и связанным с этим увеличением вклада гетерогенной конденсации. На рис. 4 показано изменение концентрации микрокапель на срезе сопла. Видно, что увеличение запыленности потока и связанный с ним сдвиг вниз по потоку зоны нуклеации приводит к тому, что при превышении некоторого значения запыленности микрокапли в пределах сопла не успевают образоваться. Относительное снижение концентрации микрокапель для кривых 1–3 связано с упомянутым выше увеличением скорости роста капель при увеличении парциального давления пара. Взаимное положение кривых 1 и 4 отражает более низкую концентрацию пара (штриховые кривые 1 и 4 на рис. 3) и связанную с этим скорость роста капель для варианта 4 по сравнению с вариантом 1.



Рис. 3. Относительный вклад массовой доли микрокапель (сплошные кривые) и доля несконденсированного пара (штриховые кривые) в выходном сечении сопла в зависимости от запыленности потока при различных значениях парциального давления пара на входе в сопло и размера пылинок: 1 – 346 Па, 1 мкм; 2 – 520 Па, 1 мкм; 3 – 683 Па, 1 мкм; 4 – 346 Па, 0.5 мкм. Давление торможения 30.2 кПа, температура торможения 308 К



Рис. 4. Зависимость концентрации микрокапель на срезе сопла от запыленности потока при различных значениях парциального давления пара на входе в сопло и размера пылинок: 1 – 346 Па, 1 мкм; 2 – 520 Па, 1 мкм; 3 – 683 Па, 1 мкм; 4 – 346 Па, 0.5 мкм; символы – экспериментальные данные [3]. Давление торможения 30,2 кПа, температура торможения 308 К

Полученные результаты указывают на принципиальную возможность управления процессом гомогенной конденсации путем введения в поток гетерогенных центров конденсации заданной концентрации и размера. Задачей дальнейших исследований является реализация двух- и трехтемпературного приближения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, проект 22-19-00044.

## Литература

1. Kortsenshteyn N. M., Yastrebov A. K. Interphase heat transfer during bulk condensation in the flow of vapor–gas mixture // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2012. Vol. 55. P. 1133–1140.

2. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение. 1974. – 212 с.

3. Корценштейн Н. М., Герасимов Г. Я., Петров Л. В., Шмельков Ю. Б. Программный комплекс для моделирования физико-химических процессов и свойств рабочих тел // Теплоэнергетика. 2020. № 9. С. 6–19.

4. Pathak H., Wolk J., Strey R., Wyslouzil B. Co-condensation of nonane and D2O in a supersonic nozzle // J. Chem. Phys. 2014. Vol. 140. P. 034304.

5. Фукс Н. А. Испарение и рост капель в газообразной среде. М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1958. – 92 с.

## УДК 536.46

# ВЛИЯНИЕ ГРАВИТАЦИИ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ОБРАТНОГО КОНИЧЕСКОГО МЕТАНО-ВОЗДУШНОГО ПЛАМЕНИ ПРИ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

# А. И. Крикунова<sup>1,2</sup>, А. С. Савельев<sup>1,2</sup>, К. Ю. Арефьев<sup>1,2</sup>, А. В. Ярков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (НИУ), г. Долгопрудный, Россия <sup>2</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва

Сложно переоценить важность метана в современной мировой энергетике [1, 2]. Одним из наиболее перспективных направлений использования метана является создание современных образцов двигателей ракетно-космической техники [3]. Например, команды многих мировых успешных проектов, таких как TQ-12 (LandSpace), Raptor (SpaceX), BE-4 (Blue Origin), LOx-methane (Indian Space Research Organisation), и Амур (Роскосмос) выбрали пару метанкислород в качестве основного топлива. Кроме того, метан является безопасным с точки зрения отсутствия частиц сажи при повторном запуске многоразовых двигателей. Но следует учитывать существенные различия в динамике пламен при вариации гравитационных условий, что является актуальным вопросом при освоении космического пространства [4, 5]. Вследствие указанных выше аспектов изучение поведения метанового пламени при условиях, отличных от земных, является актуальной задачей. В то же время важной для обеспечения стабилизации горения в технических устройствах задачей оказывается исследование взаимодействия пламени и акустики [6, 7]. Настоящая работа посвящена экспериментальным исследованиям влияния гравитационных сил на устойчивость горения метано-воздушного пламени при акустическом воздействии.

Экспериментальная установка представляла собой цилиндрическую камеру смешения горючих газов, на одном из торцов которой закреплена горелка (выходной диаметр 15 мм). К другому торцу камеры смешения пристыкован акустический пульсатор, который позволяет вносить в поток осцилляции различной частоты (40–1000 Гц) и амплитуды (1–10%). Средняя скорость потока в экспериментах варьировалась от 0,4 до 8,0 м/с, коэффициент избытка горючего ф (отношение мольной доли метана в смеси к мольной доли метана в стехиометрической смеси) – в пределах 0,70–1,45. Для стабилизации пламени использовался вольфрамовый стержень диаметром 2 мм, ось которого расположена на расстоянии 4 мм от плоскости выходного сечения сопла параллельно ей. При этом форма получаемого пламени (вида М или V) симметрична относительно плоскости, проходящей через ось стабилизатора и ось сопла. Исследования проводились в условиях нормальной и обратной гравитации.

В ходе работы были определены параметры полного срыва пламени (скорость потока и коэффициент избытка горючего) для условий нормальной и обратной гравитации при различной частоте акустического возмущения. Было показано, что в условиях нормальной гравитации низкочастотные акустические колебания существенного вклада в достижение условия срыва не вносят. С ростом частоты возбуждения эффект становится более заметным, и скорость потока при срыве пламен с равными  $\varphi$  снижается на 50–30%. В условиях обратной гравитации при отсутствии внешних акустических возмущений устойчивость пламени снижается, и срыв пламен ультрабедных смесей ( $\varphi < 0.75$ ) наблюдается при скоростях, сниженных на 15–25% по сравнению с условиями нормальной гравитации. С ростом концентрации горючего в смеси устойчивость в обратной гравитации, наоборот, немного повышается, и срывы происходят при скоростях на 2–7% выше, чем при земной гравитации. В то же время акустика нивелирует влияние гравитации на срывные характеристики. Срыв пламен как при нормальной гравитации при обратной гравитации на срывные характеристики. Срыв пламен как при нормальной гравитации наборот, так и при обратной гравитации происходит при одинаковых соотношениях скорость потока/коэффициент избытка топлива.

Экспериментально было обнаружено, что в условиях обратной гравитации при акустическом воздействии различной амплитуды пределы М-V и V-М переходов, как и без акустики, аналогично условиям нормальной гравитации обладают свойством гистерезиса: условия переходов M-V и V-M при постоянном коэффициенте избытка топлива отличаются по скорости. Однако, в отличие от случая нормальной гравитации, вырождение происходит независимо от частоты воздействия при постоянном коэффициенте избытка топлива  $\varphi = 1,3$ . По всей видимости, это связано с тем эффектом, что силы плавучести, поднимающие продукты реакции вверх (против основного течения), существенно снижают частоту схода вихрей с кромки сопла [7, 8], и, соответственно, резонанса с внешним возбуждением не наступает. При этом в условиях нормальной гравитации при таких низких частотах условия М-V переходов не подвергались влиянию, а V-M переходы происходили также и при более низких скоростях. Таким образом, можно сделать вывод, что условия V-М перехода одинаково подвергаются влиянию акустики независимо от гравитационных сил. В то же время условия М-V переходов подвергаются совместному воздействию. В условиях нормальной гравитации происходит противодействие силы плавучести и акустических возмущений так, что условия отрыва фронта от кромки сопла не изменяются при наложении акустических возмущений ниже первой критической частоты (<160 Гц). При больших частотах воздействия (>160 Гц) положения кривых устойчивости близки к положениям кривых устойчивости невозмущенного пламени как для M-V, так и V-М переходов. Конвективный перенос продуктов сгорания подавляет возбуждения (при частотах ниже 400 Гц).

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда (грант 20-79-10328).

## Литература

1. Tripathi G., Sharma P., Dhar A. Effect of methane augmentation on combustion stability and unregulated emissions in compression ignition engine // Fuel. 2020. Vol. 263. P. 116672.

2. Grishin I., Zakharov V., Aref'ev K. Experimental study of methane combustion efficiency in a high-enthalpy oxygen-containing flow // Applied Sciences. 2022. Vol. 12, No. 2. P. 899.

3. Lim B. et al. Development trends of liquid methane rocket engine and implications // J. of the Korean Society of Propulsion Engineers. 2021. Vol. 25, No. 2. P. 119–143.

4. Volodin V. V. et al. Large-scale dynamics of ultra-lean hydrogen-air flame kernels in terrestrial gravity conditions // Combust. Sci. Technol. 2021. Vol. 193, No. 2. P. 225–234.

5. Krikunova A. I., Son E. E. Gravity impact on inverted conical flame stability and dynamics // Phys. Fluids. 2021. Vol. 33, No. 12. P. 123603.

6. Yang Y. et al. Experimental study of the effect of outlet boundary on combustion instabilities in premixed swirling flames // Phys. Fluids. 2021. Vol. 33, No. 2. P. 027106.

7. Krikunova A. I. et al. Inverted conical methane/air flame shape transformation under acoustic excitation // Phys. Fluids. 2021. Vol. 33, No. 5. P. 053610.

8. Ponta F. L., Aref H. Strouhal–Reynolds number relationship for vortex streets // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93, No. 8. P. 084501.

#### УДК 533.27: 534.222.2

# ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ПЕРЕНОСА НА ЯЧЕИСТУЮ СТРУКТУРУ МНОГОФРОНТОВОЙ ДЕТОНАЦИИ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ

#### Д. И. Кузовлев, В. В. Марков

Математический институт им. В. А. Стеклова РАН, г. Москва, Россия

Основным источником информации о волнах детонации стали эксперименты, проводимые с целью выявления деталей возникновения и протекания процессов детонации многокомпонентных газовых смесей. Среди ученых-экспериментаторов особое место занимает Р. И. Солоухин, чьи работы по праву стали настольными книгами для поколений теоретиков [1–9].

Настоящее исследование представляет собой вычислительный эксперимент, направленный на выявление роли эффектов переноса при спонтанном формировании двумерной многофронтовой детонации в каналах, поперечник которых сравним с размером зоны реакции.

В двумерном нестационарном приближении рассматривается процесс инициирования и распространения самоподдерживающейся волны детонации в плоском канале постоянной ширины h по неподвижной однородной водородно-воздушной смеси с давлением  $P_0 = 1$  атм и температурой  $T_0 = 300$  К.

Для описания нестационарного течения многокомпонентной реагирующей смеси используется система уравнений в форме [10]:

$$\begin{split} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{u}) &= 0, \\ \frac{\partial \rho \boldsymbol{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{u} \times \boldsymbol{u}) + \nabla p - \mu \nabla^2 \boldsymbol{u} &= \boldsymbol{0}, \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E + p)\boldsymbol{u}] - \alpha \nabla^2 e &= \dot{q}, \\ \frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho Y_i \boldsymbol{u}) - \mu \nabla^2 Y_i &= \dot{\omega}_i, \quad i = 1 \dots N, \\ \rho &= \sum \rho_i, p = \sum p_i, Y_i = \frac{\rho_i}{\rho} \text{ m } \sum Y_i = 1, \\ e &= E - \frac{1}{2} (\boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{u}), \quad \dot{\omega}_i &= \rho \frac{dY_i}{dt}, \quad \sum \dot{\omega}_i = 0, \, \dot{q} = \sum \dot{\omega}_i \Delta h_{f,i}^0, \\ E &= h - \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} (\boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{u}), \quad h = \sum h_i Y_i, \quad h_i = \Delta h_{f,i}^0 + h_{s,i}, \quad h_{s,i} = \int_{T_0}^T C_{p,i} dT, \\ C_{p,i} &= C_{p,i}(T), \qquad C_p &= \sum C_{p,i}, \qquad C_v = C_p - R, \\ p &= \sum p_i = \sum \rho_i \frac{R}{M_i} T, \quad \mu = \frac{A_s \sqrt{T_s}}{1 + \frac{T_s}{T}} - (\text{модель Сазерленда}), \\ \alpha &= \frac{k}{c_p \rho}, \quad k = \mu c_v (1.32 + \frac{1.77R}{c_v}) (\text{закон Эйкена}). \end{split}$$

где

Для описания химического взаимодействия использовалась одностадийная однонаправленная кинетика горения четырехкомпонентной стехеометрической смеси [11]:

$$2H_2 + O_2 + 3.76N_2 \rightarrow 2H_2O + 3.76N_2$$

$$-\frac{1}{2}\frac{d[H_2]}{dt} = -\frac{d[O_2]}{dt} = \kappa[H_2]^2[O_2], \qquad \frac{d[N_2]}{dt} = 0,$$

где  $\kappa = AT^{\beta} e^{-\frac{E_a}{RT}}, E_a = T_a R, T_a = 12996 \text{ K}, A = 1.4 \cdot 10^{13} c^{-1}, \beta = 0.$ Для решения уравнений газовой динамики использовался солвер на базе библиотек opensource программного обеспечения OpenFoam [12] (rhoReactingCentralFoam [13]), основанный на схеме второго порядка Курганова-Тадмора. Расчеты проводились на сетке с квадратными ячейками со стороной 0.003 мм на мощностях ФГУБ Межведомственный Суперкомпьютерный Центр РАН с использованием системы параллельных вычислений орепМРІ.

Компьютерная модель была верифицирована с помощью вспомогательных исследований:

– размер расчетной ячейки был подобран так, чтобы разрешалась зона реакции за детонационной волной. Зона реакции составила ~30 расчетных ячеек (~0.09 мм);

- был проведен вычислительный эксперимент по расчету процесса химических превращений для определения времени задержки воспламенения исследуемой смеси в теплоизолированном сосуде с начальной температурой, при которой воспламеняется смесь;

- рассчитанная скорость Чепмена-Жуге соответствовала результатам, полученным в реальных экспериментах.

На рисунке представлены результаты сравнительных расчетов (без учета и с учетом эффектов переноса) процесса формирования многофронтовой детонации в плоском канале.



Фрагменты поля максимума давления в канале на момент остановки вычислительного эксперимента: без вязкости (слева) и с вязкостью (справа), темные линии – аналоги следов на закопченных поверхностях

Инициирование детонации моделировалось заданием в качестве начального условия линейного вдоль канала распределения температуры и соответствующего ей согласно термическому уравнению состояния распределения давления в слое у закрытого конца канала, противоположный конец канала считался открытым. Размер слоя составлял 10 мм, а температура линейно уменьшалась с 2000 К в начале до 300 К в конце слоя, а давление в соответствии с уравнением состояния убывало с 4 атм до 1 атм. При этом, как показали расчеты, происходит "мягкое" инициирование детонации без формирования сильно пережатой детонационной волны, и поэтому быстро развивается двумерная структура с поперечными волнами. В первом случае (без вязкости) на непроницаемых границах канала выставлялось условие равенства нулю нормальной компоненты скорости, а во втором – условие прилипания и условие отсутствия теплового потока.

Сравнительные расчеты проводились в каналах различной ширины h (от 0.03 до 0.27 мм). Результаты в виде следовых диаграмм наглядно демонстрируют существенное влияние эффектов переноса на ячеистую структуру детонации. Хорошо видно, что размер ячейки значительно увеличивается (при h = 0.270 мм), а при h < 0.210 мм ячеек нет и детонация затухает.

Красной рамкой выделен случай, когда в невязком потоке впервые образуется одна ромбовидная ячейка. В этом эксперименте ширина канала как раз совпадает с длиной зоны химических реакций. При меньшей ширине канала образуются только треугольные ячейки, что соответствует одной поперечной волне, а при h < 0.018 мм поперечные волны отсутствуют и реализуется одномерная нестационарная детонация.

Работа выполнена в Математическом институте им. В. А. Стеклова РАН при финансовой поддержке РНФ (грант 19-17-30012), расчеты проводились на вычислительном комплексе МСЦ РАН в рамках проекта "Исследование ячеистой структуры детонационной волны".

#### Обозначения

N – количество компонентов смеси, u – вектор скорости, ρ – плотность смеси,  $ρ_i$  – плотность *i*-го компонента смеси, p – давление,  $p_i$  – парциальное давление *i*-го компонента смеси, e – удельная внутренняя энергия,  $ω_i$  – интенсивность реакции *i*-го компонента, q – поток тепла,  $\Delta h_{f,i}^0$  – стандартная энтальпия образования *i*-го компонента, E – удельная полная энергия смеси, h – удельная энтальпия смеси,  $h_i$  – удельная энтальпия *i*-го компонента смеси,  $C_{p,i}$  – теплоемкость *i*-го компонента при постоянном давлении (аппроксимируется полиномом на основании таблиц JANAF), R – универсальная газовая постоянная,  $M_i$  – молекулярная масса *i*-го компонента смеси, μ, α и k – коэффициенты динамической вязкости, температуропроводности и теплопроводности,  $Y_1 ≡ [H_2], Y_2 ≡ [O_2], Y_3 ≡ [H_2O], Y_4 ≡ [N_2] – массовые доли компонентов смеси, <math>C_p(C_v)$  – теплоемкости смеси при постоянных давлении (объеме),  $A_s$ ,  $T_s$  – параметры модели Сазерленда, κ – константа скорости химической реакции,  $E_a$  и  $T_a$  – энергия и температура активации.

#### Литература

1. Солоухин Р. М. Детонационные волны в газах // УФН. 1963. Т. 80, вып. 4. С. 525-551.

2. Солоухин Р. И. Зона экзотермической реакции в одномерной ударной волне в газе // ФГВ. 1966. № 3. С. 12–18.

3. Солоухин Р. И. Методы измерения и основные результаты в экспериментах на ударных трубах. Новосибирск, 1969.

4. Lee J. H., Soloukhin R. I., Oppenheim A. K. Current views on gaseous detonation //Astronautica Acta. 1969. Vol. 14, No. 5. P. 565–584.

5. Klimkin V. F., Soloukhin R. I., Wolansky P. Initial stages of a spherical detonation derectly initiated by a laser spark // Combustion and Flame. 1973. Vol. 21, No. 2. P. 73–77.

6. Солоухин Р. И. Ударные волны и детонация в газах. М.: Физматгиз, 1963. – 175 с.

7. Митрофанов В. В., Солоухин Р. И. О дифракции многофронтовой детонационной волны // Докл. АН СССР. 1964. Т. 159, № 5. С. 1003–I006.

8. Солоухин Р. И. Структура многофронтовой детонационной волны в газе // ФГВ. 1965. № 2. С. 35-42.

9. Oppenheim A. K., Soloukhin R. I. Experiments in gasdynamics of explosions // Ann. Rev. of Fluid Mech. Vol. 5. Palo Alto USA 1973. Annual Review Inc. P. 31–55.

10. Kenneth Kuo. Principles of Combustion. 2nd edition. Wiley, 2005.

11. Marinov N. M., Westbrook C. K., and Pitz W. J. Detailed and global chemical kinetics model for hydrogen / Ed. S.H. Chan. Transport Phenomena in Combustion. Washington, DC, Taylor & Francis, 1996. Vol. 1. P. 118–129.

12. https://openfoam.org.

13. https://github.com/duncanam/rhoReactingCentralFoam.

УДК 536.25

## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА НА ГРАНИЦАХ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО КАНАЛА НА ХАРАКТЕР ТЕЧЕНИЙ В СИСТЕМЕ ЖИДКОСТЬ–ЖИДКОСТЬ–ГАЗ С УЧЕТОМ ИСПАРЕНИЯ

#### Е. В. Ласковец

#### Алтайский государственный университет, г. Барнаул, Россия

Построение точных решений, описывающих конвективные течения, вызывают значительный интерес вследствие возможности исследования физико-химических факторов, влияющих на характер течений, и предсказания результатов экспериментов. Моделированию процессов тепломассопереноса на границах раздела в двухслойных системах с помощью точных решений специального вида, а также исследованию их устойчивости посвящены работы [1, 2]. Важным вопросом при моделировании течений, сопровождающихся дополнительными эффектами на границах, является формулировка граничных условий [3, 4].

Исследуется стационарное течение в горизонтальном канале в системе жидкостьжидкость-газ с учетом испарения или конденсации жидкости среднего слоя. Верхняя и нижняя стенки канала считаются твердыми непроницаемыми и подвержены неоднородному нагреву. Термокапиллярные границы раздела жидкость-жидкость и жидкость-газ полагаются недеформируемыми. В газопаровом слое принимаются во внимание эффекты термодиффузии и диффузионной теплопроводности. Математическая модель, описывающая течение в каждом из слоев системы, основана на системе уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска и в двумерном случае имеет следующий вид [5]:

$$uu_x + \upsilon u_y = -\frac{1}{\rho} p_x + \nu \Delta u, \qquad (1)$$

$$uv_{x} + vv_{y} = -\frac{1}{\rho}p_{y} + v\Delta v + g(\beta T + \gamma C), \qquad (2)$$

$$u_x + v_y = 0, \tag{3}$$

$$uT_{x} + \upsilon T_{v} = \chi(\Delta T + \delta \Delta C), \qquad (4)$$

$$uC_x + \upsilon C_v = D(\Delta C + \alpha \Delta T).$$
<sup>(5)</sup>

Следует отметить, что поскольку жидкости, заполняющие нижний и средний слои системы, являются однокомпонентными средами, уравнение (5) и слагаемые в уравнениях (2) и (4) учитываются только при моделировании течения в верхнем газопаровом слое.

Решение системы уравнений (1)–(5) определяется в виде обобщения известного решения Остроумова–Бириха [6, 7]. Полагается, что отлична от нуля только продольная компонента скорости, а функции температуры и концентрации пара линейно зависят от продольной координаты *x*. Тогда искомые функции приобретают следующий вид:

$$\begin{split} u_{i} &= L_{2}^{i} \frac{y^{4}}{24} + L_{1}^{i} \frac{y^{3}}{6} + \frac{y^{2}}{2} c_{1}^{i} + y c_{2}^{i} + c_{3}^{i}, \\ T_{i} &= (a_{1}^{i} + a_{2}^{i} y)x + N_{6}^{i} \frac{y^{7}}{1008} + N_{5}^{i} \frac{y^{6}}{720} + N_{4}^{i} \frac{y^{5}}{120} + N_{3}^{i} \frac{y^{4}}{24} + N_{2}^{i} \frac{y^{3}}{6} + N_{1}^{i} \frac{y^{2}}{2} + y c_{4}^{i} + c_{5}^{i}, \\ p_{i} &= \rho_{i} v_{i} \left( d_{1}^{i} \frac{y^{2}}{2} + d_{2}^{i} y + c_{1}^{i} \right) x + k_{7}^{i} \frac{y^{8}}{8} + k_{6}^{i} \frac{y^{7}}{7} + k_{5}^{i} \frac{y^{6}}{6} + k_{4}^{i} \frac{y^{5}}{5} + k_{3}^{i} \frac{y^{4}}{4} + k_{2}^{i} \frac{y^{3}}{3} + k_{1}^{i} \frac{y^{2}}{2} + k_{0}^{i} y + c_{8}^{i} \\ C &= (b_{1} + b_{2} y)x + S_{6}^{i} \frac{y^{7}}{1008} + S_{5}^{i} \frac{y^{6}}{720} + S_{4}^{i} \frac{y^{5}}{120} + S_{3}^{i} \frac{y^{4}}{24} + S_{2}^{i} \frac{y^{3}}{6} + S_{1}^{i} \frac{y^{2}}{2} + y c_{6} + c_{7}, \end{split}$$

где индекс *i* определяет принадлежность функций, параметров и констант к соответствующему слою: i = 1 – нижний, i = 2 – средний, i = 3 – верхний слой системы. Коэффициенты  $L_j^i$ ,  $N_l^i$ ,  $d_s^i$ ,  $k_m^i$ ,  $S_n^i$  выражаются через физико-химические характеристики системы и коэффициенты продольных градиентов температуры и концентрации пара  $a_1^i$ ,  $a_2^i$ ,  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $c_j^i$  представляют собой константы интегрирования, возникающие в ходе решения системы дифференциальных уравнений (1)–(5).

На верхней и нижней стенках канала выполняются условия прилипания для продольной скорости, температура распределена линейно. Концентрация пара на верхней границе удовлетворяет условию полной абсорбции. На границах раздела полагаются выполненными кинематические и динамические условия, условия непрерывности скоростей и температур и условия переноса тепла. При этом на границе жидкость–газ последнее из условий учитывает эффект Дюфура и поток массы пара через границу раздела. Также на данной границе полагаются выполненными условие баланса масс с учетом эффекта Соре и уравнение, определяющее концентрацию насыщенного пара [1, 8]. В верхнем слое системы задан расход газа.

Неизвестные константы интегрирования, возникающие в ходе построения точных решений, масса испаряющейся жидкости, а также соотношения, определяющие зависимости основных параметров задачи, находятся с помощью представленных выше граничных условий задачи. Установлено, что только один из продольных градиентов температуры на границах системы может быть задан произвольным образом, тогда как другие зависят от него и вычисляются по формулам, являющимся следствиями граничных условий. В данной работе рассматривается случай, когда свободным считается продольный градиент температуры на нижней стенке канала.

В качестве примера трехслойного течения рассмотрена система силиконовое масловода-воздух. Значения физико-химических параметров задачи указаны в работах [8, 9]. На рисунке представлены профили скорости и распределение температуры в случае, когда толщина слоев системы полагается одинаковой и равной 0,5 см. Значение расхода газа в верхнем слое выбрано равным  $10^{-2}$  кг/(м·с). На рисунке проиллюстрировано влияние продольных градиентов температуры на возникновение возвратных течений вблизи границы раздела жидкость – газ и в нижнем и среднем слоях системы в случае, когда  $A_1$  принимает значение 100 К/м (см. рисунок,  $\delta$ ). С ростом значения данной величины (рисунок, a) наблюдается исчезновение данного эффекта, т. е. происходит смена типа течения с термокапиллярного на пуазейлевский. Также с ростом продольного градиента  $A_1$  наблюдается изменение распределения температуры в системе и увеличение перепада температур. Однако в обоих случаях максимальные значения функции температуры достигаются на границе раздела жидкость– газ.



Зависимость продольной скорости и распределения температуры в канале от продольных градиентов температуры. *a*)  $A_1 = 100$  K/m;  $\delta$ )  $A_1 = -100$  K/m

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ по теме «Современные методы гидродинамики для задач природопользования, индустриальных систем и полярной механики» (номер темы FZMW-2020-0008).

#### Обозначения

 $A_1$  – продольный градиент температуры на нижней твердой стенке канала, К/м; C – концентрация пара; D – коэффициент диффузии, м<sup>2</sup>/с; g – проекция вектора силы тяжести на ось Oy, м/с<sup>2</sup>; p – модифицированное давление, Па; T – температура, C<sup>o</sup>; u, v – проекции вектора скорости на оси координат, м/с;  $\alpha$  – коэффициент, характеризующий эффект Соре, 1/К;  $\beta$  – коэффициент температурного расширения, 1/К;  $\gamma$  – концентрационный коэффициент плотности;  $\delta$  – коэффициент, характеризующий эффект Дюфура, К; v – коэффициент кинематической вязкости, м<sup>2</sup>/с;  $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>;  $\chi$  – коэффициент температуропроводности, м<sup>2</sup>/с.
## Литература

1. Бекежанова В. Б., Гончарова О. Н., Резанова Е. В., Шефер И. А. Устойчивость двухслойных течений жидкости с испарением на границе раздела // Изв. РАН. МЖГ. 2017. № 2. С. 23–35.

2. Bekezhanova V. B., Goncharova O. N., Shefer I. A. Analysis of an exact solution of problem of the evaporative convection (Rewiew). Part I. Plane case // J. of Siberian Federal University. 2018. Vol. 11, No. 2. P. 178–190.

3. Das K. S., Ward C. A. Surface thermal capacity and its effects on the boundary conditions at fluid-fluid interfaces // Phys. Rev. E. 2007. Vol. 75. P. 1–4.

4. Кузнецов В. В. Тепломассообмен на поверхности раздела жидкость-пар // Изв. РАН. МЖГ. 2011. № 5. С. 97–107.

5. Андреев В. К., Гапоненко Ю. А., Гончарова О. Н., Пухначев В. В. Современные математические модели конвекции. М.: Наука, 2008. – 368 с.

6. Остроумов Г. А. Свободная конвекция в условиях внутренней задачи. М.-Л.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1952. – 256 с.

7. Бирих Р. В. О термокапиллярной конвекции в горизонтальном слое жидкости // ПМТФ. 1966. № 3. С. 69–72.

8. Rezanova E. V. Construction of exact solution describing three-layer flows with evaporation in a horizontal channel // J. of Siberian Federal University. 2021. Vol. 14, No. 1. P. 57–68.

9. Bekezhanova V. B., Goncharova O. N., Ivanova N. A., Kluev D. S. Instability of a two-layer system with deformable interface under laser beam heating // J. of Siberian Federal University. 2019. Vol. 12, No. 5. P. 543–550.

УДК 533.27:534.222.2

# ВЛИЯНИЕ ДОБАВОК АРГОНА И ОЗОНА В ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНУЮ СМЕСЬ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНЫ ДЕТОНАЦИИ

#### В. А. Левин, Т. А. Журавская

Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия levin@imec.msu.ru, zhuravskaya@imec.msu.ru

В работе численно исследовано влияние добавок аргона и озона в стехиометрическую водородно-воздушную смесь на параметры волны детонации. Установлено, что мольные доли вносимых добавок могут быть подобраны так, что размер ячейки детонационной волны в полученной смеси будет близок к среднему размеру ячейки в чистой смеси, при этом скорость волны и температура продуктов детонации будут существенно снижены.

Определение новых механизмов управления волной детонации является одним из основных направлений исследования детонационного горения. Один из способов управления – изменение состава смеси за счет внесения в горючую газовую смесь различных добавок или предварительного преобразования ее компонентов. Так, была установлена возможность предотвращения гашения детонационного горения стехиометрической водородно-воздушной смеси в каналах с препятствиями посредством предварительной частичной диссоциации молекулярного водорода и кислорода на атомы [1], приводящей к существенному уменьшению

размера детонационной ячейки и незначительному увеличению скорости распространения волны [1, 2]. Обнаруженное в численном исследовании изменение параметров детонационного горения в результате предварительной диссоциации подтверждается результатами экспериментов по распространению детонации в водородно-кислородной смеси с добавлением озона, который быстро разлагается за лидирующей ударной волной с образованием атомарного кислорода [3]. Изучение структуры плоской одномерной стационарной волны детонации (ЗНД модели детонации) показало, что как предварительная частичная диссоциация горючего и окислителя в водородно-воздушной смеси [1], так и добавление в смесь озона [3] приводят к значительному уменьшению протяженности зоны индукции, при этом скорость волны Чепмена-Жуге и параметры газа за ней меняются незначительно. Однако использование детонационного горения в различных энергетических установках требует решения сложной проблемы охлаждения стенок детонационной камеры. Упростить задачу возможно снижением температуры продуктов горения. Простым способом понижения температуры за волной является внесение в горючую смесь аргона, приводящее при этом к существенному росту детонационной ячейки. В [4] в рамках ЗНД модели детонации было рассмотрено влияние на структуру волны добавления в горючую смесь инертных разбавителей и промоутеров с целью уменьшения постдетонационной температуры и предотвращения увеличения зоны индукции.

В данной работе численно исследуется влияние добавок аргона и озона в стехиометрическую водородно-воздушную смесь на параметры детонационной волны. Рассматривается взаимодействие ячеистой волны детонации, распространяющейся в смеси с добавками, с расположенной на одной из стенок канала областью с барьерами.

**Постановка задачи.** Рассматривается распространение детонационной волны в покоящейся при нормальных условиях ( $p_0 = 1$  атм,  $T_0 = 298$  K) газовой смеси в полубесконечном плоском канале шириной L (L = 1 см). Для инициирования детонации используется мгновенный однородный сверхкритический (достаточный для прямого инициирования детонации) подвод энергии в области, имеющей форму тонкого слоя, около закрытого торца канала. Изучается детонационное горение как чистой стехиометрической водородно-воздушной смеси, которая моделируется как смесь газов H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> и N<sub>2</sub> в молярном соотношении 42:21:79 соответственно, так и в смеси с добавками аргона Ar и озона O<sub>3</sub>.

Многокомпонентная смесь рассматривается как совершенный газ; зависимости парциальных энтальпий компонент смеси от температуры определяются по приведенным энергиям Гиббса [5]. Химическое взаимодействие моделируется с помощью современного детального кинетического механизма окисления водорода, предложенного в [6].

Для решения уравнений газовой динамики, описывающих плоское двумерное нестационарное течение невязкой многокомпонентной реагирующей газовой смеси, использовалась явная разностная схема второго порядка на основе схемы С. К. Годунова [7]. Для численного моделирования использовался оригинальный программный модуль, в котором реализовано гибридное распараллеливание расчетов MPI/OpenMP. Расчет проведен на сетке с шагом разбиения  $\Delta = 5$  мкм, обеспечивающим корректное разрешение структуры волны детонации. Исследование выполнено с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ им. М.В. Ломоносова [8].

**Результаты исследования.** Начальный подвод энергии инициирует в канале плоскую детонационную волну, фронт которой со временем теряет устойчивость, возникают поперечные волны, в результате формируется самоподдерживающаяся детонационная волна с ячеистой структурой [9]. В случае чистой водородно-воздушной смеси получаемая в расчетах волна детонации имеет нерегулярную ячеистую структуру (рис. 1, *a*), что соответствует наблюдаемому в эксперименте для разбавленных азотом смесей [10].



Рис. 1. Численный аналог следа, оставляемого распространяющейся в плоском канале детонационной волной на расположенной вдоль стенки закопченной пластине: a – стехиометрическая H<sub>2</sub>-воздух смесь;  $\delta$  – H<sub>2</sub>-воздух–80%Ar–1.5%O<sub>3</sub>; e – H<sub>2</sub>-воздух–70%Ar–0.6%O<sub>3</sub>; e – H<sub>2</sub>-воздух– 70%Ar–1%O<sub>3</sub>. Здесь и далее X = x/L, Y = y/L. Волна распространяется слева направо

Моделирование распространения детонации в смеси с добавлением озона показало, что ячеистая детонационная структура становится существенно более мелкой, при этом скорость волны изменяется незначительно, что согласуется с результатами экспериментов [3]. Так, в случае  $x_{O_3} = 1\%$  ( $x_{O_3}$  – мольная доля  $O_3$ ) детонационная ячейка уменьшается в 3.2 раза, а скорость ячеистой детонационной волны увеличивается лишь на 0.5%. Отметим, что температура продуктов горения при добавлении озона меняется незначительно и близка к 3000 К. Простым способом понизить температуру в продуктах детонации является добавление Ar, но внесение данной инертной добавки приводит к существенному росту детонационной ячейки.

Проведенные расчеты показали, что мольные доли Ar и O<sub>3</sub> можно подобрать так, что размер детонационной ячейки в полученной смеси будет близок к среднему размеру ячейки в чистой водородно-воздушной смеси, при этом скорость волны и температура продуктов детонации будут существенно снижены. Так, получено, что размер ячейки волны в водородно-воздушной смеси с добавкой 80% Ar и 1.5% O<sub>3</sub> немного больше, чем в чистой смеси (рис. 1,  $\delta$ ), при этом температура в волне детонации близка к 1600 K, а скорость волны меньше скорости детонации в чистой смеси в 1.68 раза. Однако количество вносимого в смесь Ar можно уменьшить. Получено, что в случае 70% Ar и 0.6% O<sub>3</sub> в смеси формируется детонационная волна, размер ячейки которой немного превышает средний размер детонационной ячейки в чистой смеси (рис. 1,  $\epsilon$ ), а увеличение доли озона до 1% приводит к формированию волны детонации с более мелкой (по сравнению с чистой смесью) ячеистой структурой (рис. 1,  $\epsilon$ ). При этом температура продуктов горения близка к 2000 K, а скорость волны меньше скорости детонации в чистой смеси более чем в 1.5 раза. Кроме того, в отличие от детонационного горения смеси без добавок волна детонации в смеси, разбавленной одновременно Ar и O<sub>3</sub>, имеет регулярную ячеистую структуру.

С целью исследования устойчивости детонационного горения смеси, полученной после добавления Ar и O<sub>3</sub>, рассмотрено взаимодействие сформировавшейся ячеистой волны детонации с расположенной на стенке канала областью с барьерами. Подобная область является простой моделью вставки с пористым покрытием на внутренней поверхности канала (например, покрытой стальной ватой [11]), используемой для гашения детонации. Параметрами, определяющими результат взаимодействия волны с препятствиями, являются протяженность области  $L_b$ , расстояние между соседними барьерами  $\Delta L_b$  и высота барьеров  $H_b$ . Известно, что как в случае одиночного барьера [12], так и множественных препятствий [1] (при фиксированных значениях  $L_b$  и  $\Delta L_b$ ) детонационная волна разрушается, если высота барьеров превышает некоторое критическое значение, зависящее от ширины канала. В результате проведенного численного моделирования установлено, что критическая высота препятствий в случаях смесей с добавками Ar и O<sub>3</sub> (в указанных выше концентрациях) выше, чем в случае чистой

смеси при прочих постоянных параметрах. Численные следовые отпечатки, иллюстрирующие разрушение детонационной волны при взаимодействии с областью барьеров в чистой смеси и сохранение детонации после прохождение той же области в смеси с добавками Ar и O<sub>3</sub>, представлены на рис. 2.





Рис. 2. Распространение детонационной волны в плоском канале при наличии области с барьерами  $(L_b = 1 \text{ см}, \Delta L_b = 0.1 \text{ см}, H_b = 0.3 \text{ см})$ : *а* – разрушение детонации в стехиометрической H<sub>2</sub>–воздух смеси; *б*, *в* – сохранение детонационного горения в смесях H<sub>2</sub>–воздух–80%Ar–1.5%O<sub>3</sub> и H<sub>2</sub>–воздух–70%Ar–0.6%O<sub>3</sub> соответственно. Волна распространяется слева направо

Повышение устойчивости детонации к возмущениям, вызванным расположенными в канале препятствиями, в рассмотренных смесях с добавками обусловлено увеличением интенсивности формующихся поперечных волн при прохождении детонации вдоль области с барьерами, что является, по-видимому, следствием разложения озона за отраженными скачками между барьерами, которое сопровождается выделением энергии. В случае реинициирования детонационного горения в смеси с добавками после прохождения области с препятствиями первоначально формируется детонация с более крупной ячейкой, размер которой постепенно уменьшается (рис. 2,  $\delta$ ,  $\epsilon$ ). Такой механизм восстановления детонационного горения характерен для смесей с регулярной ячеистой структурой детонации [13] и качественно отличается от механизма реинициирования детонации в чистой смеси.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение от 29.09.2020 № 075-15-2020-806). Исследование взаимодействия детонации с серией барьеров в чистой водородно-воздушной смеси проведено при финансовой поддержке РНФ (проект № 21-11-00307).

#### Литература

1. Журавская Т.А., Левин В.А. Управление детонационной волной в канале с препятствиями посредством предварительной подготовки газовой смеси // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2020. № 4. С. 59–68.

2. Levin V. A., Zhuravskaya T. A. The methods of control of stabilized detonation location in a supersonic gas flow in a plane channel // Combustion Science and Technology. 2019. https://doi.org/10.1080/00102202.2018.1557641.

3. Crane J., Shi X., Singh A.V., Tao Y., Wang H. Isolating the effect of induction length on detonation structure: Hydrogen–oxygen detonation promoted by ozone // Combustion and Flame. 2019. Vol. 200. P. 44–52.

4. Kumar D. S., Ivin K., Singh A. V. Sensitizing gaseous detonations for hydrogen/ethyleneair mixtures using ozone and  $H_2O_2$  as dopants for application in rotating detonation engines // Proceedings of the Combustion Institute. 2021. Vol. 38(3). P. 3825–3834. 5. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. / Под ред. В. П. Глушко и др. Т. І. М.: Наука, 1978. – 495 с.

6. Bezgin L. V., Kopchenov V. I., Sharipov A. S., Titova N. S., Starik A. M. Evaluation of prediction ability of detailed reaction mechanisms in the combustion performance in hydrogen/air supersonic flows // Combustion Science and Technology. 2013. Vol. 185(1). C. 62–94.

7. Родионов А. В. Монотонная схема второго порядка аппроксимации для сквозного расчёта неравновесных течений // Журн. вычисл. матем. и матем. физ. 1987. Т. 27, № 4. С. 585–593.

8. Voevodin VI., Antonov A., Nikitenko D., Shvets P., Sobolev S., Sidorov I., Stefanov K., Voevodin Vad., Zhumatiy S. Supercomputer Lomonosov-2: Large Scale, Deep Monitoring and Fine Analytics for the User Community // Supercomputing Frontiers and Innovations. 2019. Vol. 6, No. 2. P. 4–11.

9. Солоухин Р. И. Ударные волны и детонация в газах. М.: ГИФМЛ, 1963. – 176 с.

10. Shepherd J. E. Detonation in gases // Proceeding of the Combustion Institute. 2009. Vol. 32, Is. 1. Pp. 83–98.

11. Bivol G. Yu., Golovastov S. V., Golub V. V. Detonation suppression in hydrogen–air mixtures using porous coatings on the walls // Shock Waves. 2018. Vol. 28(5). P. 1011–1018.

12. Журавская Т. А. Распространение волн детонации в плоских каналах с препятствиями // Изв. РАН. МЖГ. 2007. № 6. С. 135–143.

13. Qin H., Lee J. H. S., Wang Z., Zhuang F. An experimental study on the onset processes of detonation waves downstream of a perforated plate // Proceeding the Combustion Institute. 2015. Vol. 35(2). P. 1973–1979.

УДК 532.685

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОФАЗНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ С УЧЁТОМ ХИМИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ МЕЖДУ ФАЗАМИ

# В. Ф. Никитин<sup>1,2</sup>, Е. И. Скрылева<sup>1,2</sup>, М. Н. Макеева<sup>1,2</sup>, А. Н. Манахова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия <sup>2</sup>Федеральный научный центр «Научно-исследовательский институт системных исследований Российской академии наук», г. Москва

В работе рассматривается задача вытеснения нефти из пористого пласта термогазовым методом [1, 2]. Данный метод характеризуется закачкой в пласт в качестве вытесняющего агента нагретой смеси газа и воды (рис. 1). Нагретый кислород вступает в реакцию с углеводородом, в результате чего происходит его окисление с выделением тепла; образуются углекислый газ и водяной пар. В результате экзотермической химической реакции температура флюида повышается, а вязкость падает, в результате чего ускоряется процесс вытеснения нефти из пласта.

Математическое моделирование процесса фильтрации проводится на основании моделей механики многофазных сред. Рассматривается процесс многофазной фильтрации с учётом химических взаимодействий между фазами. Также учитываются капиллярные эффекты, которые могут оказывать существенное влияние на процесс в случае одновременного течения нескольких жидкостей сквозь пористую среду. Для описания процесса используется трехфазная модель флюида в пористой среде, жидкости не смешиваются, имеют единую



температуру и различное давление. В работе описаны особенности математической модели и численных алгоритмов для моделирования таких процессов.

Рис. 1. Термогазовый метод нефтедобычи

В работе представлены результаты численного моделирования процесса вытеснения нефти из пористого пласта нагретой смесью газа и воды. В результате моделирования были рассчитаны следующие процессы: межфазный переход массы за счёт химической реакции, выделение энергии в ходе химической реакции, теплопроводность, теплообмен между скелетом и флюидом, конвективный приток тепла, динамика вытеснения фаз. Получены поля искомых величин (насыщенность флюида водой, насыщенность флюида нефтью, насыщенность флюида газом, концентрация азота в газовой фазе, концентрация кислорода в газовой фазе, концентрация углекислого газа в газовой фазе, концентрация водяного пара в газовой фазе, давление, температура флюида, температура скелета) в расчётной области для каждого момента времени. Представлены результаты серии численных экспериментов, демонстрирующей влияние различных параметров на динамику вытеснения нефти и на коэффициент извлечения нефти.

В случае, когда более вязкая жидкость (нефть) вытесняется менее вязкой (вода), вытесняющая жидкость имеет тенденцию прорываться через слой вытесняемой жидкости, образуя в нем каналы, называемые «вязкими пальцами» (рис. 2). Результирующая неустойчивость (Саффмана–Тейлора) приводит к нарушению изначально плоской границы раздела и к прорыву отдельных пальцев вытесняющей жидкости. С развитием неустойчивости граница раздела жидкости искривляется, отдельные пальцы вытесняющей жидкости прорываются, и площадь границы раздела увеличивается [3]. Этот эффект особенно важен при моделировании вытеснения с учётом химических реакций между фильтрующимися флюидами, так как скорость протекания реакции напрямую зависит от площади контакта этих фаз. В данной работе описаны методы учёта неустойчивости вытеснения даже при одномерном моделировании.



Рис. 2. Неустойчивость вытеснения

В процессе разработки различных стратегий повышения коэффициента извлечения нефти важную роль может играть предсказательное моделирование подземной гидродинамики с учетом внешних активных воздействий на пласт: механических, термических, химических и комбинированных. Научная и прикладная значимость данного исследования состоит в разработке новых математических моделей и программных пакетов, позволяющих качественно моделировать процесс вытеснения углеводородов из пористого пласта с использованием термогазового метода воздействия на пласт. Возможность такого моделирования позволит сделать выводы об эффективности применения данного метода в различных ситуациях.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант 22-21-00236).

#### Литература

1. Боксерман А. А., Жданов С. А., Желтов Ю. П., Кочешков А. А. Исследования в области методов повышения нефтеотдачи путём сочетания заводнения с тепловым воздействием на пласты // Тепловые методы добычи нефти. М.: Наука, 1975. С. 110–116.

2. Боксерман А. А. Термогазовый метод увеличения нефтеотдачи // Георесурсы. 2007. № 3(22). С. 18–20.

3. Смирнов Н. Н., Никитин В. Ф., Коленкина (Скрылева) Е. И., Газизова Д. Р. Эволюция поверхности раздела фаз при вытеснении вязких жидкостей из пористой среды // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2021. № 56. С. 80–93.

УДК 536.468

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КОМПОНЕНТНОГО СОСТАВА МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ ГЕЛЕОБРАЗНЫХ ТОПЛИВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАЖИГАНИЯ И ГОРЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ЛУЧИСТОГО НАГРЕВА

#### К. К. Паушкина\*, Д. О. Глушков, А. Г. Нигай, А. О. Плешко

#### Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия \*kkp1@tpu.ru

Гелеобразное топливо – это горючие жидкости, реологические свойства которых изменяют путем добавления определенных загустителей и проведения ряда операций, приводящих к образованию требуемой консистенции [1]. Консистенции гелеобразных топлив могут варьироваться от пастообразной (вязкопластичной) до твердой (упругодеформируемой). Данные топлива, благодаря широкой номенклатуре компонентов и преимуществами по сравнению с широко известными жидкими и твердыми топливами, могут применяться как в энергетической, так и в ракетно-космической и транспортной отраслях. Гелеобразные топлива, с одной стороны, мало подвержены утечкам и испарению [1], произвольному воспламенению в результате трения или электроразряда [2], изменению (за счет осаждения) распределения твердых компонентов в объеме топлива [3] и расслоению [4] в процессе хранения. С другой стороны, они имеют высокие энергетические характеристики, при нагревании становятся текучими и подвержены распылению и атомизации [5], их процесс зажигания и горения протекает относительно быстро и зачастую сопровождается микровзрывным диспергированием [6, 7], небольшим недожогом и сравнительно низким уровнем антропогенных выбросов [8]. Группы составов гелеобразных топлив представлены в таблице.

	Концентрации компонентов							
Номер состава	Водный раствор ПВС <sup>*</sup> (10 мас.%), об.%	Масло И-40А, об.%	Частицы угля, мас.%	Инертные частицы, мас.%	Частицы Си, мас.%	Частицы Al, мас.%	Частицы Fe, мас.%	
1	50	50	—	_	_	_	_	
2	50	50	30	-	-	-	-	
3	50	50	-	30	-	-		
4	50	50	_	_	10	_	_	
5	50	50	_	—	30	_	_	
6	50	50	_	—	50	_	_	
7	50	50	_	_	_	30	_	
8	50	50	_	_	_	_	30	

#### Составы гелеобразных топлив

\*с учетом добавки 2 об.% эмульгатора (ПАВ)

Зажигание и горение топливных образцов производилось в рамках хорошо апробированной экспериментальной методики [9]. Высокотемпературная неподвижная воздушная среда генерировалась в полости трубчатой муфельной печи (внутренний диаметр 50 мм, длина 450 мм). Частица топлива массой 5 мг, расположенная на проволочном держателе, вводилась в предварительно прогретую до температуры  $T_g$  муфельную печь с помощью координатного механизма. Высокоскоростная видеокамера располагалась на подвижной площадке координатного механизма так, что частица топлива находилась в фокальной плоскости объектива видеокамеры в течение всего индукционного периода.

При проведении экспериментального исследования регистрировалась группа характеристик: время задержки зажигания  $(t_d)$  частицы топлива; среднее значение скорости движения  $(V_p)$  мелкодисперсных фрагментов, разлетающихся при диспергировании капли расплава топлива.

Процессы микровзрывного диспергирования характерны для условий интенсивного нагрева частиц гелеобразных топлив, а также для топливных составов с относительно высоким содержанием загустителя. Установлено, что капля расплава гелеобразного топлива прогревается за короткий промежуток времени до условий интенсивного роста давления и размеров пузырьков в приповерхностном слое горючей жидкости. При этом толщина оболочки загустителя на поверхности капли настолько велика, что энергии (обусловлена ростом давления в процессе парообразования) отдельных пузырьков недостаточно для вдува парогазовой смеси в окислительную среду. Повышение температуры ведет к росту объемов большого числа пузырьков внутри капли. В результате этого процесса увеличивается площадь поверхности капли и уменьшается толщина оболочки загустителя. При достижении критических условий происходит микровзрыв [10]. Одновременное схлопывание группы пузырьков происходит практически мгновенно. В совокупности это ведет к полному диспергированию капли расплава топлива на большое число мелкодисперсных фрагментов, которые в результате локального повышения давления за счет микровзрыва с достаточно высокой скоростью разлетаются в радиальном направлении. Отдаляясь от области, соответствующей исходной частице гелеобразного топлива, мелкодисперсные частицы попадают в область более высоких температур окислителя, где они воспламеняются. Большое число движущихся фрагментов выгорает за короткий промежуток времени (в 5-10 раз быстрее длительности промежутка выгорания капли горючей жидкости в обычном состоянии [5, 7], аналогичной по размерам частице гелеобразного топлива).

На рис. 1 представлены зависимости времен задержки зажигания капель расплавов топлив от температуры разогретого воздуха, наименьшее  $t_d$  (при  $T_g = 600-1000$  °C) у топливного состава № 2, содержащего мелкодисперсные частицы угля. Стоит отметить, что в процессе приготовления топливного состава № 2 частицы угля, в связи со своей пористой структурой, пропитываются маслом. Благодаря этому при диспергировании вследствие испарения масла и выхода летучих из частицы угля сначала происходит зажигание парогазовой смеси в окрестности отлетающих фрагментов, а затем самих угольных частиц. Данный результат качественно соответствует результатам [10], полученным при зажигании частиц угля, предварительно пропитанных маслом. На рис. 1,  $\delta$  видно, что чем выше концентрация меди в составе топлива, тем больше  $t_d$  во всем диапазоне варьирования температур. Полученный результат можно объяснить следующим. Чем выше концентрация мелкодисперсных твердых частиц в составе криогеля, тем выше плотность полимерной матрицы и, соответственно, больше энергии требуется для плавления гелеобразной структуры топливной частицы. Следовательно, медленнее происходит фазовый переход полимеризованных компонентов в жидкое состояние и снижается вероятность реализации микровзрывного диспергирования.



Рис. 1. Зависимости *t*<sub>d</sub> частиц металлизированных гелеобразных топливных составов от температуры окружающего воздуха

Скорости отлетающих фрагментов при микровзрывном диспергировании состава  $\mathbb{N}_2$  также имеют наибольшее значение во всем диапазоне температур в муфельной печи (рис. 2, *a*). Данный результат объясняется тем, что происходит существенный рост давления в пузырьках приповерхностного слоя капли расплава топлива и, как результат, увеличение скорости отлетающих фрагментов при диспергировании. Дополнительным источником энергии являются процессы, происходящие в частицах угля, которые могут приводить к повторному диспергированию. Жидкие компоненты топлива, заполняющие мелкие поры угля, также могут продуцировать паровые пузырьки, которые инициируют микровзрыв и ускорение дочерних фрагментов. Установлено, что скорости движения фрагментов диспергирования частиц гелеобразных топлив при варьировании концентрации меди для состава  $\mathbb{N} 4$  выше, чем для составов  $\mathbb{N} 5$  и  $\mathbb{N} 6$  (рис. 2,  $\delta$ ). Таким образом, можно судить о том, что оптимальная концентрация частиц меди в составе гелеобразного топлива, соответствующая наилучшим энергетическим характеристикам, находится в интервале от 10% и ниже.

В результате экспериментальных исследований для группы маслонаполненных криогелей, приготовленных с добавлением различных мелкодисперсных модификаторов (частицы угля, инертные частицы, Al, Cu, Fe) и без них, установлено отличие механизмов зажигания и горения одиночных частиц в неподвижной высокотемпературной воздушной среде. Все полученные топливные составы воспламеняются при лучистом нагреве в диапазоне температур 600–1000 °С. Наиболее интенсивно происходит зажигание состава № 2 с добавлением мелкодисперсных частиц угля. Гелеобразное топливо с частицами Al (состав № 7) демонстрирует худшие характеристики зажигания и горения (наибольшее  $t_d$ , наименьшее  $V_p$ ), что может быть связано с неоптимальным значением концентрации частиц в составе.



Рис. 2. Зависимости скоростей движения фрагментов диспергирования частиц гелеобразных металлизированных топливных составов от температуры окружающего воздуха

При варьировании температуры воздуха в муфельной печи от 600 до 1000 °C установлены времена задержки зажигания, а также скорости отлетающих фрагментов при диспергировании капель расплава топлива.  $t_d$  варьируются в пределах от 1 до 10 с, а  $V_p$  – от 0,3 до 1,4 м/с для разных топливных составов. При температурах разогретого воздуха выше 900 °C компонентный состав топлива не оказывает существенного влияния на времена задержки зажигания.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 18-13-00031.

#### Обозначения

 $t_d$  — время задержки зажигания, с;  $T_g$  — температура окружающей среды, °С;  $V_p$  — скорость движения отлетающих фрагментов при микровзрывном диспергировании капли расплава топлива, м/с.

#### Литература

1. Padwal M. B., Natan B. and Mishra D. P. Gel propellants // Prog. Energy Combust. Sci. 2021. Vol. 83. Art. 100885.

2. Ciezki H. K., Naumann K. W. Some aspects on safety and environmental impact of the German green gel propulsion technology // Propellants, Explos. Pyrotech. 2016. Vol. 41, No. 3. P. 539–547.

3. Baek G., Kim C. Rheological properties of carbopol containing nanoparticles // J. Rheol. 2011. Vol. 55, No. 2. P. 313–330.

4. Varma M., Pein R. Optimisation of processing conditions for gel propellant production // Int. J. Energ. Mater. Chem. Propuls. 2009. Vol. 8, No. 6. P. 501–513.

5. Fakhri S., Lee J. G. and Yetter R. A. Effect of nozzle geometry on the atomization and spray characteristics of gelled-propellant simulants formed by two impinging jets // At. Sprays. 2010. Vol. 20, No. 12. P. 1033–1046.

6. Glushkov D. O., Kuznetsov G. V., Nigay A. G., Yanovsky V. A. and Yashutina O. S. Ignition mechanism and characteristics of gel fuels based on oil-free and oil-filled cryogels with fine coal particles // Powder Technol. 2020. Vol. 360. P. 65–79.

7. Glushkov D. O., Nigay A. G., Yanovsky V. A. and Yashutina O. S. Effects of the initial gel fuel temperature on the ignition mechanism and characteristics of oil-filled cryogel droplets in the high-temperature oxidizer medium // Energy and Fuels. 2019. Vol. 33, No. 11. P. 11812–11820.

8. Vershinina K. Y., Nyashina G. S., Dorokhov V. V. and Shlegel N. E. The prospects of burning coal and oil processing waste in slurry, gel, and solid state // Appl. Therm. Eng. 2019. Vol. 156. P. 51–62.

9. Glushkov D. O., Paushkina K. K., Shabardin D. P., Strizhak P. A. and Gutareva N. Y. Municipal solid waste recycling by burning it as part of composite fuel with energy generation // J. Environ. Manage. 2019. Vol. 231. P. 896–904.

10. Glushkov D. O., Pleshko A. O. and Yashutina O. S. Influence of heating intensity and size of gel fuel droplets on ignition characteristics // Int. J. Heat Mass Transf. 2020. Vol. 156. Art. 119895.

#### УДК 532.5

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВЫХ РЕЖИМОВ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКИХ ПЛЕНОК ПРИ ИСПАРЕНИИ ЖИДКОСТИ

#### Л. А. Прокудина, М. П. Вихирев

#### Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск, Россия

Тонкие пленки жидкости за счет малого термосопротивления и большой поверхности контакта эффективны при межфазном тепломассообмене. Благодаря этому они широко применяются в промышленности: пленочные аппараты используются в производстве отдельных видов пластмасс, химических и пищевых продуктов [1–3]. При разработке технологических процессов в пленочных аппаратах необходимо учитывать влияние различных физикохимических факторов на характеристики пленочного течения, в частности, влияние градиентов температуры [4–7].

Рассмотрим вертикальное течение жидкой пленки по твердой непроницаемой поверхности в системе координат ОХҮ. Состояние свободной поверхности пленки описывается следующим уравнением в частных производных [8]:

$$\frac{C(1-\psi)}{\operatorname{Re}\operatorname{PrKu}} + b_1 \frac{\partial \psi}{\partial x} + b_2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + b_3 \frac{\partial^4 \psi}{\partial x^4} + b_4 \psi \frac{\partial \psi}{\partial x} + b_5 \psi \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + b_6 \left(\frac{\partial \psi}{\partial x}\right)^2 + b_7 \psi \left(\frac{\partial \psi}{\partial x}\right)^2 + \left(b_8 \frac{\partial}{\partial x} - 1\right) \frac{\partial \psi}{\partial t} = 0,$$
(1)

где

$$b_1 = -\operatorname{Re} F_x$$
,  $b_2 = \frac{3}{40}\operatorname{Re}^3 F_x^2 + \frac{2\operatorname{Re} \operatorname{sign} \Delta T}{3(\operatorname{Re} \operatorname{PrKu})^2}$ ,  $b_3 = -\frac{\sigma \operatorname{Re}}{3}$ ,  $b_4 = -2\operatorname{Re} F_x$ ,

$$b_5 = b_6 = \frac{9}{20} \operatorname{Re}^3 F_x^2$$
,  $b_7 = \frac{9}{4} \operatorname{Re}^3 F_x^2$ ,  $b_8 = \frac{5}{24} \operatorname{Re}^2 F_x$ ,

 $\psi(t)$  – отклонение свободной поверхности жидкой пленки от невозмущенного состояния, Re – число Рейнольдса,  $F_x$  – число Фруда, Ku – число Кутателадзе, Pr – число Прандтля, T – температура жидкости,  $\sigma$  – параметр поверхностного натяжения жидкости, sign $\Delta T = 0$  и C = 0соответствует режиму свободного стекания жидкости, a sign $\Delta T = -1$  и C = 1 соответствует режиму испарения.

Рассмотрим линейную часть (1). Подставив решение вида  $\psi = A \exp[i(kx - \omega t)]$ , получим следующее дисперсионное уравнение:

$$-\frac{C}{\text{Re PrKu}} + \omega (b_8 k + i) + b_3 k^4 - b_2 k^2 + b_1 i k = 0,$$

где  $\omega = \omega_r + i\omega_i$ ,  $\omega_r$  – частота,  $\omega_i$  – инкремент, k – волновое число.

Фазовая скорость определяется по следующей формуле:

$$c_r = \frac{\omega_r}{k}.$$

В ходе вычислительных экспериментов исследованы волновые характеристики течения тонкого слоя вязкой жидкости. Вычислительные эксперименты проведены для чисел Рейнольдса  $1 \le \text{Re} \le 15$  в диапазоне волновых чисел  $0 < k \le 0,5$  для вертикальной пленки воды для режимов свободного стекания и испарения.

В таблице представлены максимальные значения инкремента и соответствующие им значения волнового числа и фазовой скорости для различных значений числа Рейнольдса. Максимальные значения инкремента соответствуют оптимальным режимам течения, наблюдаемым в натурных экспериментах [1], и параметры таких течений необходимы для разработки технологических процессов в жидких пленках.

Do	Свободное течение			Испарение			
Ke	$\omega_{i max}$	$C_r$	k	$\omega_{i max}$	$C_r$	k	
1	0,000221	2,999862	0,019	-0,499626	3,312266	0,022	
2	0,001401	2,998249	0,034	-0,247993	3,309991	0,037	
3	0,004104	2,992305	0,048	-0,160978	3,301833	0,052	
4	0,008707	2,978232	0,061	-0,113097	3,282743	0,066	
5	0,015355	2,952016	0,072	-0,079209	3,247527	0,078	
6	0,023874	2,910471	0,083	-0,051312	3,192421	0,09	
7	0,033762	2,852293	0,093	-0,026613	3,116433	0,1	
8	0,044279	2,778603	0,102	-0,00438	3,021902	0,109	
9	0,054639	2,692657	0,11	0,015343	2,913697	0,117	
10	0,064188	2,598827	0,116	0,032359	2,797757	0,124	
11	0,072502	2,501552	0,122	0,0466	2,679622	0,129	
12	0,079386	2,404601	0,126	0,058181	2,563644	0,134	
13	0,084838	2,310695	0,13	0,067345	2,452824	0,138	
14	0,088954	2,221651	0,133	0,074413	2,348889	0,141	
15	0,091903	2,13841	0,136	0,079713	2,25269	0,143	

Инкремент и фазовая скорость

Рассчитаем состояние свободной поверхности жидкой пленки в режиме испарения. Уравнение свободной поверхности жидкой пленки запишем в виде [9]

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{C(1-\Psi)}{\operatorname{Re}\operatorname{PrKu}} + b_1 \frac{\partial \Psi}{\partial x} + b_2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + b_3 \frac{\partial^4 \Psi}{\partial x^4} + b_4 \Psi \frac{\partial \Psi}{\partial x} + b_5 \Psi \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + b_6 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x}\right)^2 + b_7 \Psi \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x}\right)^2, \quad (2)$$
$$x \in [0; x_{\max}], \qquad t \in [0; t_{\max}].$$

Рассмотрим следующие граничные условия:

$$\begin{cases} \left. \begin{split} \psi(x,0) &= f(x), \quad x \in [0; x_{\max}], \\ \left. \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|_{x=0} &= g_1(t), \quad t \in [0; t_{\max}], \\ \left. \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right|_{x=0} &= g_2(t), \quad t \in [0; t_{\max}], \\ \left. \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|_{x=x_{\max}} &= g_3(t), \quad t \in [0; t_{\max}], \\ \left. \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right|_{x=x_{\max}} &= g_4(t), \quad t \in [0; t_{\max}]. \end{aligned}$$
(3)

Произведем следующую замену:

$$\begin{split} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \Big|_{i}^{j} &= \frac{-\Psi_{i+2}^{j} + 8\Psi_{i+1}^{j} - 8\Psi_{i-1}^{j} + \Psi_{i-2}^{j}}{12\Delta x}, \\ \frac{\partial^{2} \Psi}{\partial x^{2}} \Big|_{i}^{j} &= \frac{-\Psi_{i+2}^{j} + 16\Psi_{i+1}^{j} - 30\Psi_{i}^{j} + 16\Psi_{i-1}^{j} - \Psi_{i-2}^{j}}{12\Delta x^{2}}, \\ \frac{\partial^{3} \Psi}{\partial x^{3}} \Big|_{i}^{j} &= \frac{\Psi_{i+2}^{j} - 2\Psi_{i+1}^{j} + 2\Psi_{i-1}^{j} - \Psi_{i-2}^{j}}{2\Delta x^{3}}, \\ \frac{\partial^{4} \Psi}{\partial x^{4}} \Big|_{i}^{j} &= \frac{\Psi_{i+2}^{j} - 4\Psi_{i+1}^{j} + 6\Psi_{i}^{j} - 4\Psi_{i-1}^{j} + \Psi_{i-2}^{j}}{\Delta x^{4}}, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial t} \Big|_{i}^{j} &= \frac{\Psi_{i+2}^{j} - 4\Psi_{i+1}^{j} + 6\Psi_{i-1}^{j} - \Psi_{i-2}^{j}}{\Delta t}. \end{split}$$

Таким образом, получим вычислительную схему, при помощи которой найдем численное решение задачи (2), (3).

В ходе вычислительных экспериментов рассчитано состояние свободной поверхности жидкой пленки для режима испарения. Вычислительные эксперименты проведены для значений параметров Re = 10,  $t_{max} = 0.4$ ,  $x_{max} = 2\pi/k_{onm}$  и граничных условий  $f(x) = \sin(xk_{onm})$ ,  $g_1(t) = k_{onm}$ ,  $g_2(t) = 0$ ,  $g_3(t) = k_{onm}$ ,  $g_4(t) = 0$ , где  $k_{onm} = 0.124$  – волновое число в оптимальном режиме течения (см. таблицу).

На рисунке представлены результаты расчета свободной поверхности жидкой пленки в моменты времени t = 0,2 и t = 0,4.

Результаты моделирования могут быть использованы при конструировании или модернизации существующего оборудования, а также при разработке технологических процессов в жидких пленках.



Развитие возмущений на свободной поверхности жидкой пленки при испарении: 1 - t = 0, 2, 2 - 0, 4

#### Литература

1. Алексеенко С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г. Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск: Наука, 1992. – 256 с.

2. Воронцов Е. Г., Тананайко Ю. М. Теплообмен в жидкостных пленках. Киев: Техника, 1972. – 196 с.

3. Холпанов Л. П., Шкадов В. Я. Гидродинамика и тепломассообмен с поверхностью раздела. М.: Наука, 1990. – 271 с.

4. Бурмистрова О. А. Устойчивость вертикальной пленки жидкости с учетом эффекта Марангони и теплообмена с окружающей средой // Прикладная механика и техническая физика. 2014. № 3 (55). С. 17–25.

5. Subramaniam V., Garimella S. Numerical Study of Heat and Mass Transfer in Lithium Bromide-Water Falling Films and Droplets // Int. J. of Refrigeration. 2014. Vol. 40. P. 211–226.

6. Rahimzadeh A., Ahmadian-Yazdi M.-R., Eslamian M. Experimental study on the characteristics of capillary surface waves on a liquid film on an ultrasonically vibrated substrate // Fluid Dynamics Research. 2018. Vol. 50, No. 6.

7. D'Alessio S. J. D., Seth C. J. M. P., Pascal J. P. The Effects of Variable Fluid Properties on Thin Film Stability // Physics of Fluids. 2014. Vol. 26, No. 12.

8. Прокудина Л. А. Влияние неоднородности поверхностного натяжения на волновое течение жидкой пленки // ИФЖ. 2014. № 1 (87). С. 158–166.

9. Прокудина Л. А. Моделирование влияния градиентов температуры на состояние свободной поверхности жидкой пленки // Вестн. Южно-Уральского гос. ун-та. Серия: Математическое моделирование и программирование. 2014. № 2 (7). С. 118–123.

#### УДК 536.242

# ИССЛЕДОВАНИЕ КИПЕНИЯ НЕДОГРЕТОЙ ВОДЫ С ДОБАВЛЕНИЕМ АІ<sub>2</sub>O<sub>3</sub> МЕТОДОМ ГРАДИЕНТНОЙ ТЕПЛОМЕТРИИ

# С. З. Сапожников, В. Ю. Митяков, А. В. Павлов, П. Г. Бобылев, Н. Е. Кикоть, А. В. Бикмулин

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

При современной тенденции к снижению массогабаритных параметров и повышению производительности энергоустановок возрастают тепловые нагрузки, которые необходимо отводить. Одним из основных способов теплоотвода является теплообмен кипящим теплоносителем. Он реализуется в таких областях, как кондиционирование, теплогенерация, охлаждение высокопроизводительной электроники, ядерная энергетика, химическая промышленность, аэрокосмическая отрасль и т. д.

При пузырьковом кипении верхним пределом тепловой нагрузки является первая критическая плотность теплового потока ( $q_{kr1}$ ), соответствующая переходу к пленочному кипению с меньшим коэффициентом теплоотдачи (КТО), чреватому катастрофическими последствиями. В обратном случае говорят о возможном переходе от пленочного к пузырьковому кипению в точке Лейденфроста, где ПТП снижается до второго критического значения ( $q_{kr2}$ ).

В работе рассмотрено кипение на перегретой поверхности шара в недогретом объеме воды. Исследуется также влияние микроструктуры  $Al_2O_3$  на кипение воды в этой постановке опыта. Обзор литературы [1–5] свидетельствует о неоднозначном влиянии наноструктуры  $Al_2O_3$  на КТО. Это связано с многофакторностью процесса, а также с нехваткой экспериментальных данных в этой области.

Преобладающее количество экспериментов, связанных с теплообменом при кипении, основано на термометрии. Несмотря на необходимость измерять тепловой поток, первичных преобразователей для измерения ПТП значительно меньше, чем термометров различных типов. В наших опытах использовано прямое измерение ПТП с помощью градиентной теплометрии [6] – технологии, основанной на реализации поперечного эффекта Зеебека с помощью гетерогенных градиентных датчиков теплового потока (ГГДТП). Это первичные преобразователи с анизотропией тепло- и электродвижущих свойств. При прохождении теплового потока через сечение ГГДТП возникает термоЭДС, пропорциональная ПТП.

В качестве экспериментальной модели выбран шар из титана ВТ22 диаметром 34 мм. ГГДТП устанавливался заподлицо с поверхностью модели в выборке размерами  $5 \times 5 \times 0,5$  мм с двумя отверстиями диаметром d = 1,5 мм для вывода проводов. Размеры выборки определялись размерами ГГДТП ( $3 \times 3 \times 0,3$  мм) и условиями его монтажа. Закрепление ГГДТП на поверхности осуществлялось с помощью высокотемпературного компаунда.

Чтобы определить ПТП при кипении, необходимо измерять температуру поверхности модели, а также контролировать равномерность прогрева по сечению шара. В модели расположены спаи двух термопар: в ядре шара и на его поверхности, в непосредственном контакте с ГГДТП.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Исследуемый образец *1* помещается в проходную печь *2* и фиксируется в ней специальной державкой *3*. Сигналы с ГГДТП и термопар записываются на измерительно-вычислительный комплекс (ИВК) *8* модели NIPXI-1050 с частотой записи 5000 измерений/с. При достижении необходимой температуры шара державка высвобождается и образец погружается в аквариум *4*. Температура

воды отслеживалась с помощью мультиметра 5 Fluke 289 с термопарой, а поддержание необходимой температуры обеспечивал омический нагреватель. Для сопоставления сигналов с ГГДТП и картин кипения использовалась высокоскоростная камера 6 модели Evercam 1000-4- М с прожектором 7. Запись кадров осуществлялась с частотой 1000 кадр/с. Запись, обработка и архивация данных осуществлялась на персональном компьютере 9.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Постановка эксперимента, таким образом, реализует комплексную методику, совмещающую в себе теплометрию, термометрию и высокоскоростную визуализацию. Это позволило определить границы режимов теплообмена и верифицировать постановку эксперимента [7].

Одним из способов интенсификации теплообмена является добавление в воду частиц  $Al_2O_3$ . В работах [1–5] не получено однозначного ответа о возможном влиянии наночастиц на теплообмен при кипении. В нашем эксперименте применялись частицы размером 64 мкм. Эксперименты с частицами такого размера дают однозначный положительный ответ (рис. 2). По сравнению с кипением в чистой воде наблюдается уменьшение времени существования пленочного режима и многократное увеличение плотности теплового потока в критической точке ( $q_{kr2}$ ); сокращается и время остывания модели.



Рис. 2 Локальная ПТП для разных концентраций частиц  $Al_2O_3$  от 0,32 до 4% ( $T_{w0}$  = 464 °C;  $T_f$  = 64 °C)

В экспериментах меняется, кроме того, недогрев воды. Для каждого режима максимальный эффект наблюдается при конкретной концентрации частиц (таблица).

Концентрация,	$T_f, {}^{\mathrm{o}}\mathrm{C}$				
ω, %	64	73	80		
0	2,5	2,1	1,75		
0,32	5,02	-	_		
0,5	6,5	-	_		
1	9	3,5	2,02		
1,6	_	8,5	_		
2	6,9	-	2,5		
2,6	_	4,01	7,9		
4	7,8	2.1	1,9		

Критические значения ПТП при  $T_{w0} = 464$  °C

Из таблицы видно, что при уменьшении недогрева жидкости снижается критическая плотность теплового потока и увеличивается концентрация микрочастиц, при которой наблюдается максимальный эффект.

# Обозначения

d – диаметр отверстий для вывода проводов от ГГДТП, мм; q – плотность теплового потока, МВт/м<sup>2</sup>;  $\omega$  – концентрация частиц Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в воде, %;  $T_{w0}$  – начальная температура модели, °C;  $T_f$  – температура жидкости, °C;  $\tau$  – время, с.

#### Литература

1. Sarit, K. Das, Nandy Putra, Wilfried Roetzel Pool boiling characteristics of nano-fluids // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2003. Vol. 46. P. 851–862.

2. You S. M., Kim J. H., Kim K. H. Effect of nanoparticles on critical heat flux of water in pool boiling heattransfer // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83. P. 3374–3376.

3. Mackenzie D. S. History of Quenching // Int. Heat Treatment and Surface Engineering. 2008. Vol. 2. P. 68–73.

4. Bang I. C., Chang S.H. Boiling heat transfer performance and phenomena of Al2O3-water nano-fluids from a plain surface in a pool // Int. J. Heat Mass Tran. 2005. Vol. 48. P. 2407–2419.

5. Wen D. S., Ding Y. L. Experimental investigation into the pool boiling heat transfer of aqueous based  $\gamma$ -alumina nanofluids // J. Nanopart. Res. 2005. Vol. 7. P. 265–274.

6. Sapozhnikov S. Z., Mityakov V. Yu. Heatmetry. The Science and Practice of Heat Flux Measurement. St.-Petersburg: Springer International Publishing, 2020. –209 p.

7. Sapozhnikov S. Z., Mityakov V. Yu., Pavlov A. V., Bobylev P. G., Vinogradov M. D. Gradient heatmetry in study of boiling on spherical surface // J. of Physics: Conference Series. 2021. Vol. 1867.

УДК 536.248.2

# ЛАЗЕРНОЕ ТЕКСТУРИРОВАНИЕ КРЕМНИЯ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕПЛООТДАЧИ И КРИТИЧЕСКИХ ТЕПЛОВЫХ НАГРУЗОК ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТИ

В. С. Сердюков<sup>1,2</sup>, И. В. Владыко<sup>1,2</sup>, И. П. Малахов<sup>1,2</sup>, А. А. Родионов<sup>1,2</sup>, Ю. Г. Шухов<sup>1</sup>, С. В. Старинский<sup>1,2</sup>, А. И. Сафонов<sup>1</sup>, А. С. Суртаев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия <sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

На сегодняшний день подавляющее большинство методов интенсификации теплообмена и повышения критических тепловых нагрузок (КТП) при кипении жидкости связано с модификацией теплообменной поверхности на микро- и наномасштабе. Однако зачастую существующие методики модификации поверхности являются сугубо лабораторными и не являются в полной степени масштабируемыми. Кроме того, важными вопросами с точки зрения практических приложений являются долговечность и стабильность микро- и наноструктурированных поверхностей. По этой причине поиск наиболее оптимальных и простых методов модификации, а также конфигураций создаваемых микро- и наноструктур на теплообменной поверхности продолжает оставаться актуальной задачей.

Лазерное текстурирование является одной из наиболее перспективных и активно развивающихся технологий модифицирования поверхности. Как показывает анализ литературы, применение лазерной абляции позволяет существенно увеличить интенсивность теплоотдачи и повысить величину КТП при кипении жидкости путем структурирования теплообменных поверхностей из металла [1]. В то же время большим преимуществом метода лазерной абляции является возможность его использования для модификации поверхностей из неметаллов, например из кремния [2], который является основным материалом электроники. Целью настоящей работы было исследование возможности применения метода лазерной абляции для модификации поверхности кремниевой подложки для интенсификации теплообмена и повышения КТП при кипении.

Обработка подожки из монокристаллического кремния толщиной 460 мкм проводилась импульсами основной гармоники наносекундного Nd: YAG лазера при длине волны 1064 нм (далее IR лазер) и 532 нм (далее VIS лазер). Длительность импульса излучения для каждого режима составила 10 нс [3]. Анализ свойств полученной текстурированной поверхности показал, что лазерная обработка существенно меняет морфологию и свойства смачивания поверхности из кремния (рис. 1). В частности, обе модифицированные поверхности характеризуются супергидрофильными свойствами ( $\theta < 5^{\circ}$ ) и сохраняют их в течении длительного времени. Как видно из рис. 1, а, использование того или иного вида лазера позволяет управлять параметрами структурирования поверхности, создавая либо равномерную микроструктуру с характерным поперечным размером до 10 мкм и глубиной до 2 мкм (IR лазер), либо протяженные каналы глубиной до 10 мкм и шириной 250 мкм (VIS лазер). Анализ СЭМ показал, что обе поверхности покрыты пористым слоем из наночастиц размером до 10 нм. Толщина данного слоя составляет порядка 1 мкм. При этом, как показал анализ данных по растеканию жидкости, выполненный согласно методике, описанной в работе [4], варьирование длины волны лазера позволяет изменять такую характеристику поверхности как «капиллярное увлажнение» (capillary wicking). Как было показано многими авторами [5, 6], данный параметр поверхности наравне со смачиваемостью является одним из определяющих при развитии кризиса кипения, поскольку он отражает объем жидкости, поступающий в основание сухих пятен.



Рис. 1. Влияние лазерного излучения с различной длиной волны на морфологию теплообменной поверхности из кремния (*a*); характеристики смачивания базовой и модифицированных поверхностей (б)

Эксперименты по кипению были выполнены в условиях свободной конвекции с использованием экспериментального стенда, подробное описание которого приведено в [7]. В качестве рабочей жидкости была использована деионизированная вода на линии насыщения при атмосферном давлении. Для визуализации парообразования и анализа динамики паровых пузырей в работе была проведена высокоскоростная видеосъемка с частотой записи 5 кГц. В результате для каждого из изученных типов поверхностей были получены зависимости отрывных диаметров паровых пузырей и частоты нуклеации от мощности тепловыделения. Для исследования нестационарного поля температур нагревательной поверхности в работе была проведена высокоскоростная термографическая съемка с частотой 1.5 кГц. С ее использованием в работе было изучено влияние модификации поверхности лазером как на интегральную теплоотдачу, так и на локальные особенности теплообмена в области отдельных центров парообразования при кипении. Также в работе был проведен анализ динамики роста сухих пятен и изучены особенности развития кризиса кипения для базовой и модифицированных поверхностей.

Полученные результаты показали, что текстурирование поверхности лазерным излучением приводит к значительной интенсификации теплоотдачи и повышению критических тепловых нагрузок при кипении насыщенной воды. При этом наблюдается интересная зависимость влияния типа обработки на интенсивность теплообмена. Так, поверхность, полученная с помощью IR лазера, демонстрирует повышение интенсивности теплоотдачи до 1.6 раз по сравнению с базовой поверхностью. Однако для поверхности, обработанной VIS лазером, наоборот, наблюдается ухудшение теплообмена и повышение порога закипания относительно необработанной поверхности (рис. 2). Связано это с тем фактом, что обработка VIS лазером приводит к понижению локальной шероховатости кремниевой поверхности и, как следствие, к снижению количества потенциальных мест зародышеобразования. В результате для такой поверхности наблюдается заметное уменьшение количества центров парообразования и повышение интегрального перегрева. Однако обе изученные поверхности демонстрируют существенное повышение величины КТП при кипении жидкости: 1365 кВт/м<sup>2</sup> для поверхности, полученной IR лазером, и 1806 кВт/м<sup>2</sup> для поверхности, полученной VIS лазером. Это соответственно в 1.6 и 2.1 раз больше, чем для базовой поверхности.



Рис. 2. Кривые кипения воды для различных типов поверхностей

В работе был проведен подробный анализ влияния различных параметров модифицированных поверхностей на величину КТП при кипении. В частности, проведенное сопоставление полученных результатов показало, что они не могут быть описаны в рамках существующих полуэмпирических моделей, учитывающих смачиваемость [8] и относительную шероховатость поверхности [9]. Это говорит о том, что при использованной лазерной модификации основное влияние на повышение КТП оказывает именно улучшение характеристик капиллярного увлажнения поверхности. Причем в случае обработки IR лазером равномерная микроструктурированная поверхность оказывается не так эффективна, как полученная VIS лазером иерархическая структура с микроканалами, покрытыми пористым слоем. В данном случае каналы служат дополнительными капиллярами, по которым происходит подток жидкости к сухим пятнам. С использованием данных термографической съемки в работе был также проведен анализ скорости роста сухих пятен, который показал, что она постоянна во времени и близка по величине для всех типов изученных поверхностей.

Наконец, проведенная в работе высокоскоростная видеосъемка позволила изучить ключевые особенности влияния модификации поверхности на динамику парообразования при кипении. В частности, анализ взаимосвязи частоты парообразования и отрывного диаметра пузырей показал, что показатель степени *n* в выражении  $f \sim D^n$  меняется в зависимости от типа поверхности. На основе сопоставления с подходами различных авторов было дано объяснения наблюдаемого отличия.

Полученные в работе результаты позволяют говорить о высокой перспективности модификации поверхности кремния путем лазерной абляции для решения задач термостабилизации и повышения эффективности теплообмена путем кипения жидкости.

Исследование выполнено за счёт Российского научного фонда (грант 18-79-10119-п).

## Литература

1. Zupančič M., Gregorčič P. Laser surface engineering for boiling heat transfer applications // Materials with Extreme Wetting Properties / Eds. M. Hosseini, I .Karapanagiotis. Springer, Cham, 2021. P. 245–303. 2. Liang G., Mudawar I. Review of nanoscale boiling enhancement techniques and proposed systematic testing strategy to ensure cooling reliability and repeatability // Applied Thermal Engineering. 2021. Vol. 184. P. 115982.

3. Starinskiy S. V. et al. Formation of periodic superhydrophilic microstructures by infrared nanosecond laser processing of single-crystal silicon // Applied Surface Science. 2020. Vol. 512. P. 145753.

4. Rahman M. M., Olceroglu E., McCarthy M. Role of wickability on the critical heat flux of structured superhydrophilic surfaces // Langmuir. 2014. Vol. 30, № 37. P. 11225–11234.

5. Kim B. S. et al. Interfacial wicking dynamics and its impact on critical heat flux of boiling heat transfer // Applied Physics Letters. 2014. Vol. 105, № 19. P. 191601.

6. Li J. Q. et al. Enhanced pool boiling heat transfer during quenching of water on superhydrophilic porous surfaces: Effects of the surface wickability // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 125. P. 494–505.

7. Surtaev A. et al. An experimental study of vapor bubbles dynamics at water and ethanol pool boiling at low and high heat fluxes // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 126. P. 297–311.

8. Kandlikar S. G. A theoretical model to predict pool boiling CHF incorporating effects of contact angle and orientation // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2001. Vol. 123, № 6. P. 1071–1079.

9. Chu K. H., Enright R., Wang E. N. Structured surfaces for enhanced pool boiling heat transfer // Applied Physics Letters. 2012. Vol. 100. № 24. P. 241603.

## УДК 536.248.2

# ВЛИЯНИЕ ГИДРОФОБНЫХ И БИФИЛЬНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ НА ТЕПЛООБМЕН И ЛОКАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КИПЕНИЯ ПРИ СУБАТМОСФЕРНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

# В. С. Сердюков<sup>1,2</sup>, И. П. Малахов<sup>1,2</sup>, А. С. Суртаев<sup>1,2</sup>

# <sup>1</sup>Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия <sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

Кипение является одним из наиболее эффективных методов отвода тепла и характеризуется существенно более высокими коэффициентами теплоотдачи по сравнению с однофазным теплообменом. По этой причине данный процесс широко используется в различных технологиях и отраслях промышленности, включая тепловую и ядерную энергетику, термическое опреснение, тепловые трубы и т. д. Отдельный интерес кипение представляет для задач стабилизации температурного режима различных устройств, включая силовую электронику, а также микроэлектронику [1], где наблюдается высокая плотность тепловых потоков.

Давление является основным режимным параметром процесса кипения и оказывает комплексное влияние на теплообмен и локальные характеристики процесса. В то же время кипение при субатмосферных давлениях представляет большой практический интерес, поскольку понижение давления приводит к снижению температуры начала кипения. Однако заметное снижение коэффициента теплопередачи и критического теплового потока препятствуют применению технологий, основанных на кипении в условиях субатмосферных давлений [2–4]. На сегодняшний день использование поверхностей с различными свойствами смачивания является одним из наиболее перспективных способов интенсификации теплообмена. В частности, использование гидрофобных покрытий позволяет существенно снизить температурный напор закипания. Использование так называемых бифильных покрытий, объединяющих свойства гидрофобных и гидрофильных поверхностей, позволяют одновременно достичь повышения коэффициента теплоотдачи и увеличения критических тепловых потоков при кипении. Однако подавляющее большинство исследований, посвященных влиянию поверхностей с различными свойствами смачивания на теплообмен и локальные характеристики процесса кипения, были проведены только в условиях атмосферного давления. В то же время проблемы стабилизации и интенсификации теплообмена при кипении в области субатмосферных давлений стоят особенно остро, что связано с его высокой практической актуальностью. Целью настоящей работы являлось исследование влияния гидрофобных и бифильных поверхностей на ключевые локальные характеристики и интенсивность теплообмена при кипении воды в условиях большого объема при давлениях до 10 кПа.

Эксперименты проводились в диапазоне давлений 10–103 кПа в условиях насыщения. В качестве рабочей жидкости использовалась деионизированная вода. Опыты были проведены с использованием экспериментальной установки, подробное описание которой представлено в [5]. Главной особенностью данной установки является прозрачный нагревательный элемент, представляющий собой тонкую пленку оксида индия-олова (ITO), нанесенную на сапфировую подложку. Использование такой конструкции нагревательного элемента позволяет проводить высокоскоростную термографическую и видеосъемку с его нижней стороны. Для анализа эволюции паровых пузырей была проведена высокоскоростная видеосъёмка с частотой съёмки до 5000 Гц. Для анализа температурного поля нагревателя была проведена высокоскоростная термографическая съемка частотой 1000 Гц.

Для создания гидрофобной и бифильной поверхностей использовался коммерческий продукт NeverWet фирмы Rust-Oleum. Он представляет собой двухкомпонентный спрей коллоидного раствора. Для проведения экспериментов было создано две поверхности: (1) сплошная гидрофобная поверхность ( $\theta = 124^{\circ}$ ) (рис. 1, *a*); (2) бифильное покрытие с гидрофобными пятнами ( $\theta = 124^{\circ}$ ) нанесенными на гидрофильную сапфировую подложку ( $\theta = 70^{\circ}$ ) (рис. 1, *б*). Для создания бифильной поверхности покрытие было нанесено через маску из нержавеющей стали толщиной 1 мм, плотно прижатую к сапфировой подложке. В исследовании была выбрана следующая бифильная конфигурация (рис. 1, *в*): диаметр пятна 1.5 мм, размер шага 10 мм. Выбор конфигурации был обусловлен необходимостью предотвращения слияния паровых пузырей на стадии их роста, поскольку это может привести к образованию крупномасштабных паровых конгломератов вблизи поверхности, ухудшению поступления жидкости и, следовательно, к уменьшению критического теплового потока.



Рис. 1. Измерение угла смачивания на базовой сапфировой поверхности и гидрофобном покрытии (*a*, *δ*); конфигурация бифильного покрытия на сапфировой подложке (*в*); отдельное гидрофобное пятно, созданное с помощью покрытия NewerWet (*г*)

В первую очередь, с использованием данных высокоскоростной визуализации процесса кипения с нижней стороны прозрачного нагревателя был проведен анализ частот отрыва паровых пузырей для отдельных центров зародышеобразования, а также величин отрывных

диаметров пузырей. На рис. 2 представлены зависимости средней частоты отрыва пузырей для базовой [4], гидрофобной и бифильной поверхностей от давления. Анализ показывает, что зависимость частоты отрыва паровых пузырей от давления на гидрофобной и бифильной поверхности имеет противоположный тренд по сравнению с гидрофильной поверхностью. В то время как на гидрофильной поверхности частота отрыва паровых пузырей падает более чем на 2 порядка при понижении давления от 103 кПа до 8.8 кПа, на гидрофобной и бифильной поверхностях она слабо возрастает с понижением давления. Анализ высокоскоростной визуализации кипения показал, что процесс зарождения пузырей на гидрофобной и бифильной поверхностях принципиально отличается от гидрофильной поверхности. В результате стадия ожидания между отрывом пузыря и зарождением следующего вырождается, что и приводит к увеличению частоты отрыва паровых пузырей в области давлений <40 кПа, когда время ожидания появления пузыря на гидрофильной поверхности может достигать нескольких секунд. Также анализ данных показал, что частота отрыва пузырей на бифильном покрытии существенно превышает частоту отрыва для гидрофобной поверхности. Это связано с тем, что скорость роста пузырей на бифильном покрытии существенно выше. Кроме того, на бифильном покрытии длина контактной линии, удерживающей пузыри на поверхности, равна, или незначительно превышает, размеру гидрофобных пятен. В то же время на гидрофобной поверхности образуются колоколообразные сидячие пузыри с большой длиной контактной линией. В результате условие отрыва парового пузыря на бифильной поверхности достигается существенно быстрее, чем для гидрофобной, и частота оказывается существенно выше, несмотря на схожие условия зарождения паровой фазы.

Также в исследовании было показано, что использование гидрофобной и бифильной поверхностей приводит к уменьшению величины отрывных диаметров пузырей в области субатмосферных давлений. Как видно из рис. 3, значения отрывных диаметров пузырей на гидрофобной и бифильной поверхностях слабо зависят от давления и лежат заметно ниже по сравнению с необработанной гидрофильной поверхностью. При этом различие резко возрастает с уменьшением давления. Например, среднее значение  $D_{dep}$  на базовой поверхности при давлении 8.8 кПа составляет 38 мм, а для бифильной при давлении 10 кПа  $D_{dep} = 6$  мм.



Рис. 2. Зависимость средней частоты отрыва пузырей для базовой, гидрофобной и бифильной поверхностей от давления



Рис. 3. Зависимость отрывного диаметра пузырей для базовой, гидрофобной и бифильной поверхностей от давления

С помощью скоростной термографии были построены кривые кипения для бифильной и гидрофобной поверхностей и проведено их сравнение с данными, полученными для необработанной поверхности [4]. На (рис. 4) показаны результаты для диапазона давлений 10–43 кПа. Видно, что для гидрофобной и бифильной поверхностей температура начала кипения значительно снижается (до 4-5 раз) при всех исследованных давлениях. В результате происходит существенное увеличение коэффициента теплоотдачи по сравнению с необработанной поверхностью. Однако при кипении на гидрофобном покрытии уже при тепловых потоках 30–70 кВт/м<sup>2</sup> в зависимости от давления наступает переход к плёночному режиму кипения. В свою очередь, использование бифильного покрытия позволяет избежать такого раннего кризиса кипения. Более того, разделение потоков жидкости и пара может приводить к повышению КТП по сравнению с гидрофильной поверхностью. Сравнение данных также показывает, что для бифильной и гидрофобной поверхностей кривые кипения, полученные для различных давлений, практически совпадают, и интенсивность теплоотдачи слабо зависит от давления. В свою очередь, для гидрофильной необработанной поверхности коэффициент теплоотдачи значительно снижается с понижением давления.

Использование высокоскоростной термографии позволило также изучить эволюцию температуры нагревательной поверхности при кипении в условиях субатмосферных давлений. На рис. 5 представлен график эволюции интегральной температуры ITO нагревателя, полученной при кипении при давлении 10 кПа на бифильной и базовой поверхностях. Из рисунка видно, что на необработанной поверхности наблюдаются существенные колебания температуры. В свою очередь, результаты, полученные для бифильного покрытия, показывают, что температура ITO пленки практически не меняется со временем и гораздо меньше (более чем на 17 К) по сравнению с базовой поверхностью. Отсутствие сильных флуктуаций температуры поверхности связано, в первую очередь, с отмеченным существенным увеличением частоты зародышеобразования при использовании бифильной поверхности.



Рис. 4. Кривые кипения воды при различных давлениях для базовой, гидрофобной и бифильной поверхностей



Рис. 5. Эволюция интегральной температуры нагревателя при давлении 10 кПа

Таким образом, в работе проведено экспериментальное исследование влияния гидрофобной и бифильной поверхностей на локальные и интегральные характеристики теплообмена при кипении воды в диапазоне давлений 10–103 кПа с использованием высокоскоростных ИК и видеосъемки. Было показано:

(1) При кипении на бифильной и гидрофобной поверхностях в области субатмосферных давлений величины отрывных диаметров существенно ниже, чем при кипении на базовой гидрофильной.

(2) Зависимость частоты отрыва пузырей от давления на бифильной и гидрофобной поверхности имеет противоположный тренд по сравнению с гидрофильной. При давлениях psat  $\leq$  39 кПа частота отрыва пузырей на бифильной поверхности значительно выше, чем на базовой. (3) Интенсивность теплообмена при кипении на гидрофобном и бифильном покрытии, слабо зависит от давления в диапазоне 10–39 кПа. Кроме того, было установлено, что использование гидрофобного или бифильного покрытия приводит к снижению температурного напора закипания и значительной интенсификации теплообмена, вплоть до 3,7 раза при 10 кПа.

(4) Использование бифильного покрытия при давлениях ≤ 20 кПа позволяет значительно снизить перегрев поверхности, а также амплитуду колебаний интегральной температуры во времени, благодаря наличию постоянных активных центров образования пузырей.

Исследование выполнено за счёт РФФИ (грант 20-58-46008). Анализ свойств тепловыделяющих поверхностей выполнен в рамках государственного задания ИТ СО РАН (№ 121031800216-1).

## Литература

1. Sun C. et al. Investigation on active thermal control method with pool boiling heat transfer at low pressure // J. of Thermal Science. 2018. Vol. 27. № 3. P. 277–284.

2. Yagov V. V. et al. Experimental study of heat transfer in the boiling of liquids at low pressures under conditions of free motion // J. of Eng. Phys. 1970. Vol. 18. P. 421–425.

3. Мамонтова Н. Н. Кипение некоторых жидкостей при пониженных давлениях // Прикладная механика и техническая физика. 1966. № 3. С. 140–144.

4. Surtaev A., Serdyukov V., Malakhov I. Effect of subatmospheric pressures on heat transfer, vapor bubbles and dry spots evolution during water boiling // Ext. Th. F. Sci. 2020. Vol. 112. P. 109974.

5. Serdyukov V. et al. Biphilic surface to improve and stabilize pool boiling in a vacuum // Applied Thermal Engineering. 2022. P. 118298.

6. Кутателадзе С. С., Гогонин И. И. Скорость роста и отрывной диаметр парового пузыря при кипении насыщенной жидкости в условиях свободной конвекции // ТВТ. 1979. Т. 17. № 4. С. 792–797.

УДК 621.452.22

# ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕТОНАЦИОННОЙ КАМЕРЫ ДЛЯ ВОЗМОЖНОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В ПЕРСПЕКТИВНЫХ АЭРОКОСМИЧЕСКИХ ДВИГАТЕЛЬНЫХ УСТАНОВКАХ

# Н. Н. Смирнов<sup>1</sup>, В. Ф. Никитин<sup>1</sup>, Е. В. Михальченко<sup>1</sup>, Сунву Пак<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральный научный центр Научно-исследовательский институт системных исследований Российской академии наук, г. Москва <sup>2</sup>Корейский аэрокосмический университет, Коян, Республика Корея vfnikster@gmail.com

Численное моделирование работы экспериментальной установки (рисунок) проводилось для различных начальных параметров, таких как: начальная температура смеси, начальное давление, концентрация подаваемой смеси.

Математическая модель включает систему уравнений баланса для нестационарной трехмерной многокомпонентной газовой динамики с химическими реакциями, с учетом на-

личия дисперсной фазы малой или средней плотности и турбулентную модель типа RANS. Для расчета фазы частиц, взвешенных в газовой фазе, используется подход Лагранжа; группа модельных частиц описывает всю дисперсную фазу. На модельные частицы влияют: состояние и скорость газа в их окрестности, турбулентные флуктуации, определяемые распределенными параметрами RANS-модели. Влияние дисперсной фазы на газ моделируется исходными членами в уравнениях баланса, поэтому вся модель является моделью с двусторонней связью. С помощью относительно небольшого набора репрезентативных частиц моделируется огромное количество реальных частиц, так что каждой модельной частице соответствуют десятки тысяч реальных, обладающих сходными свойствами и находящихся примерно в одном и том же месте. Каждая модельная частица определяется своим положением, скоростью, размером, температурой, количеством соответствующих реальных частиц, а также параметрами, определяющими турбулентные свойства газа в ее окрестности. Распыленное топливо вводится через форсунки на нижней кромке трубы сгорания. После некоторой задержки он воспламеняется, и в трубе может произойти детонация. Продукты детонации и горения выбрасываются через противоположную сторону, создавая силу тяги. Затем продукты реакции вытесняют инертным газом, затем заливают свежей смесью, при этом процесс повторяется. В работе описывается важнейшая часть этого цикла: воспламенение, горение и детонация горючей смеси.



Схема камеры сгорания, системы ее впрыска и систем измерения и управления на стенде

Работа выполнена за счет гранта в форме субсидии Министерства образования и науки Российской Федерации на выполнение проекта по теме «Исследование и разработка детонационных камер сгорания для использования в перспективных аэрокосмических силовых установках» (соглашение № 075-15-2021-1385).

# УДК 533.6.011.72: 539.91

# ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ УДАРНЫХ ВОЛН В ЛОКАЛЬНО-НЕОДНОРОДНЫХ ГОРЮЧИХ ГАЗОВЫХ СМЕСЯХ

#### О. Г. Сутырин, П. Ю. Георгиевский, В. А. Левин

НИИ механики МГУ им. М. В. Ломоносова, г. Москва sutyrin@imec.msu.ru

Взаимодействие ударных волн с локальными неоднородностями имеет место в широком круге течений – от космических процессов со сверхновыми звездами до систем высокоскоростного сгорания и инерционного термоядерного синтеза. Такие течения часто исследуются на основе задачи о взаимодействии ударной волны с газовым пузырем (shock-bubble interaction, SBI), в том числе химически реагирующим (RSBI), включающей широкий спектр ударно-волновых эффектов, типов неустойчивостей и видов волн реакции. Начиная с первых экспериментов [1], эта задача активно исследуется в последние годы. В недавнем цикле численных исследований [2–4] было обнаружено существенное влияние начального давления смеси и интенсивности падающей волны на тип воспламенения пузыря – дефлаграцию или детонацию, а также существенное уменьшение интенсивности перемешивания газов в результате воздействия волны реакции.

Известны несколько ключевых явлений, сопутствующих взаимодействию ударной волны с газовым пузырем: неоднородное ускорение и деформация пузыря, генерация крупно- и мелкомасштабной завихренности, турбулентное перемешивание газов и фокусировка поперечных скачков уплотнения. Последний эффект представляет особый интерес как новый метод инициирования горения газовых смесей и поэтому также активно исследуется в настоящее время. Известно, что все основные параметры задачи – интенсивность падающей волны, плотность газа в пузыре и его форма – играют важную роль при определении режима преломления волны и интенсивности фокусировки [5]. В недавней работе [6] было обнаружено существенное влияние формы реагирующего газового пузыря, находящегося в инертном газе, на режим воспламенения и критическое число Маха падающей волны.

Явление фокусировки ударной волны не связано с реакционной способностью газа в пузыре, поэтому можно ожидать, что наличие такой «газодинамической линзы» окажется важным при воспламенении горючих смесей и в более широком классе течений. В частности, представляет интерес «инвертированная» по отношению к работам [1–4, 6] задача, а именно взаимодействие ударной волны, распространяющейся в горючей газовой смеси, с пузырем инертного газа повышенной плотности. Впервые эта задача была рассмотрена численно в двумерной плоской постановке в работе [7], где были описаны различные режимы непрямого инициирования детонации – при отражении волны от границы раздела газов и при фокусировке вторичных скачков уплотнения позади области инертного газа, и показано, что пороговые числа Маха волны существенно зависят от формы неоднородности.

В настоящей работе эта задача рассматривается как в плоской, так и в осесимметричной постановках. Фокусировка вторичных скачков уплотнения в осесимметричной постановке особенно интенсивна, поэтому успешное инициирование детонации ожидается при существенно меньших числах Маха падающей волны по сравнению с плоским течением.

Нестационарные двумерные плоские и осесимметричные течения газа моделируются с помощью уравнений Эйлера для совершенного газа с неоднородным распределением плотности и термодинамических характеристик. Для численного моделирования применяется конечно-разностная WENO5-JS схема [8], дополненная специальным методом аппроксимации

уравнения переноса показателя адиабаты газа [9]. Реакция горения газовой смеси моделируется с помощью двухстадийной кинетики Коробейникова–Левина [10] с параметрами реакций, соответствующими водородокислородной смеси, разбавленной аргоном [11].



Рис. 1. Воспламенение горючей газовой смеси при отражении падающей волны (слева сверху, M = 3.0) при фокусировке поперечных скачков (справа сверху, M = 2.8, плоский случай), при усилении сходящейся поперечной волны (слева снизу, M = 2.8, осесимметричный случай) и при вторичной фокусировке (справа снизу, M = 2.8, сплюснутый пузырь). Изолинии давления, цветом показаны инертный газ и температура (только T > 1100 K). Координаты в сантиметрах, штриховая линия – исходная граница пузыря. Нижняя граница рисунков – плоскость или ось симметрии. *bis* – падающая ударная волна (движется слева направо), *rs* – отраженная волна, *ts* – прошедшая волна, *rts* – ретранслированная волна, *dw* – детонационная волна, *rtss* – отраженный от плоскости поперечный скачок, *sb* – ударно-сжатый пузырь, *dds* – вызванная детонацией ударная волна в инертном газе

Описаны различные режимы инициирования детонации при взаимодействии ударной волны с инертным газовым пузырем. При достаточно больших числах Маха падающей волны инициирование горения смеси происходит непосредственно за счет разогрева в ударной волне. Для более слабых скачков воспламенение может происходить при отражении падающей ударной волны от границы раздела газов (рис. 1, слева сверху). При меньших числах Маха интенсивности отраженной волны недостаточно, однако необходимая температура газа достигается при фокусировке поперечных скачков уплотнения на плоскости или оси симметрии (рис. 1, справа сверху). В осесимметричном случае волна, распространяющаяся позади деформированного пузыря, усиливается по мере приближения к оси симметрии, и может инициировать детонацию перед ударно-волновой фокусировкой (рис. 1, слева снизу). В редких случаях, когда температуры смеси за отраженной волной близка к необходимой, возможно инициирование детонации при вторичной фокусировке, когда вторичные волны выходят из инертного газа в горючую смесь вблизи переднего полюса пузыря (рис. 1, справа снизу). На основе серии расчетов определена зависимость режимов воспламенения от числа Маха падающей волны и формы пузыря (задаваемой отношением диаметров эллипсоида  $\chi$ ) для плоского и осесимметричного течения (рис. 2). При относительно высоких числах Маха ( $M \ge 2.9$ ) реализуется инициирование при отражении волны независимо от типа симметрии течения и формы пузыря. При меньших числах Маха реализуется инициирование при фокусировке или перед фокусировкой (только в осесимметричном случае) поперечных волн. Зависимость пороговых чисел Маха от формы пузыря существенна в плоском случае: умеренное удлинение пузыря ( $\chi = 1.43$ ) приводит к снижению нижнего порогового значения с 2.8–2.9 до 2.5. В осесимметричном случае наиболее эффективной формой пузыря оказывается сферическая ( $\chi = 1.0$ ): нижнее пороговое число Маха уменьшается вплоть до 1.6. Наиболее редкий режим инициирования детонации – при вторичной фокусировке поперечных волн – реализуется только для сплюснутых пузырей ( $\chi = 0.7$ ) при M = 2.7–2.8.



Рис. 2. Режимы инициирования детонации в зависимости от числа Маха М падающей волны и формы пузыря для плоского (слева) и осесимметричного (справа) случаев. По горизонтали отложено отношение диаметров пузырей: сплюснутый (χ = 0.7), круглый (χ = 1.0) и вытянутый (χ = 1.43)

χ

Столь существенное уменьшение пороговой интенсивности падающей волны за счет наличия локальной газовой неоднородности открывает возможность для разработки новых – чисто газодинамических способов эффективного инициирования детонации в перспективных системах высокоскоростного сгорания горючих газовых смесей.

Работа выполнена в НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова с использованием ресурсов суперкомпьютерного комплекса МГУ имени М. В. Ломоносова при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 21-11-00307) и Минобрнауки РФ (соглашение 075-15-2020-806).

#### Литература

1. Haehn N., Ranjan D., Weber C., Oakley J., Rothamer D., Bonazza R. // Combustion and Flame. 2012. Vol. 159, No. 3. P. 1339–1350.

2. Diegelmann F., Tritschler V., Hickel S., Adams N. // Combustion and Flame. 2016. Vol. 163. P. 414–426.

3. Diegelmann F., Hickel S., Adams N. // Combustion and Flame. 2016. Vol. 174. P. 85-99.

4. Diegelmann F., Hickel S., Adams N. // Combustion and Flame. 2017. Vol. 181. P. 300-314.

5. Georgievskiy P. Yu., Levin V. A., Sutyrin O. G. // Shock Waves. 2015. Vol. 25, No. 4. P. 357–369.

6. Георгиевский П. Ю., Левин В. А., Сутырин О. Г. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45, № 12. С. 1209–1211.

7. Георгиевский П. Ю., Левин В. А., Сутырин О. Г. // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47, № 9. С. 21–24.

8. Jiang G.-S., Shu C.-W. // J. of Computational Physics. 1996. Vol. 126, No. 1. P. 202–228.

9. He Z., Li L., Zhang Y., Tian B. // Computers & Fluids. 2018. Vol. 168. P. 190–200.

10. Korobeinikov V. P., Levin V. A. // Fluid Dynamics. 1969. Vol. 4, No. 6. P. 30-32.

11. Taki S., Fujiwara T. // AIAA J. 1978. Vol. 16, No. 1. P. 73–77.

УДК 541.124

# ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ НА САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ БЕДНЫХ СМЕСЕЙ ВОДОРОДА С ВОЗДУХОМ

# А. М. Тереза, Г. Л. Агафонов, Э. К. Андержанов, А. С. Бетев, С. П. Медведев, С. В. Хомик

Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н. Н. Семёнова РАН, г. Москва

Знание влияния примесей на кинетику воспламенения смесей H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> является необходимым при разработке технологий водородной энергетики [1, 2]. Во-первых, влияние примесей может сказываться на условиях самовоспламенения водородно-воздушных смесей и скорости распространения пламени в них [1, 3–5]. Во-вторых, недостаточно или вовсе не контролируемые примеси способны приводить к неустойчивости процессов горения водородновоздушных смесей и, как следствие, к аварийным ситуациям. В настоящее время наблюдается огромный разброс экспериментальных и теоретических данных по основному параметру самовоспламенения смесей H<sub>2</sub>–O<sub>2</sub>, каковым является задержка воспламенения т [6]. Среди многочисленных рассматриваемых причин расхождения данных по значениям τ имеет место и недостаточно полное рассмотрение влияния примесей [6-11]. Одним из источников образования газовых примесей в смесях водорода с кислородом являются гетерогенные реакции молекулярных водорода и кислорода на твердых поверхностях [6, 8, 12, 13]. Основными продуктами таких реакций являются атомы О [12], Н [10] и молекулы перекиси водорода [13]. Следует учитывать, что появление примесей, образующихся вблизи твердой поверхности, имеет локальный характер, что делает затруднительным их количественную регистрацию из-за отсутствия гомогенности водородно-воздушной смеси.

В настоящей работе посредством численного моделирования проведен анализ влияния примесей атомов О, Н и молекулы  $H_2O_2$  на самовоспламенение бедных водородно-воздушных смесей в условиях, определяющих обеспечение безопасности рабочего процесса АЭС. Все расчеты были проведены с использованием программного модуля CHEMKIN-Pro, входящего в пакет ANSYS (Academic version) [14]. Технологические особенности обеспечения пожаро- и взрывобезопасности на АЭС определили параметры выполненных расчетов, которые осуществлялись при постоянном объеме и начальном давлении  $P_0$ , равном 1 и 6 атм. При прямом численном моделировании использовался ДКМ [11]. Рассматривался гомогенный газофазный случай воспламенения. Теплопередача и гетерогенные процессы не учитывались. Диапазон температуры составил от 850 до 2000 К, поскольку он соответствует характерному тепловыделению при сгорании бедных и ультрабедных смесей  $H_2$ -воздух. Поскольку данные

по концентрации возможных примесей имеют разброс значений, достигающий нескольких порядков, то в представленной работе были рассмотрены незначительные концентрации примесей с целью получить качественную картину их влияния на самовоспламенение и горение смесей H<sub>2</sub>–воздух вблизи нижнего концентрационного предела, а именно 10 ppm для атомов О и H и 100 ppm для молекул H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>.

На рис. 1 представлено сравнение задержек воспламенения смесей 6, 10 и 14% H<sub>2</sub> в воздухе в отсутствии и при наличии 10 ppm H при  $P_0 = 1$  атм. За задержку воспламенения т принималось время достижение максимума выхода электронно-возбужденных радикалов OH\*. Видно (рис. 1, *a*), что значения т незначительно уменьшаются с ростом доли водорода в смеси. Добавка 10 ppm H приводит к уменьшению значения т в области  $T_0 < 1000$  K. С ростом температуры влияние примеси атомов H сказывается значительно меньше. В то же время дальнейшее понижение температуры приводит к тому, что влияние примеси атомов H значительно ослабевает и уже при температуры 870 К отсутствует. Таким образом, максимальное влияние примеси атомов H на формирование задержки воспламенения наблюдается в интервале значений температуры от 900 до 950 K, где значение т уменьшается более чем на два порядка. При увеличении давления до 6 атм (рис. 1, *б*) влияние примеси атомов H снижается, одновременно смещаясь в область более высокой температуры. Максимальный эффект от наличия примесей наблюдается вблизи  $T_0 \sim 1100$  K, где величина т уменьшается приблизительно в 7 раз.



Рис. 1. Температурная зависимость задержки воспламенения т смесей 6, 10 и 14%  $H_2$  в воздухе в отсутствии и с наличием 10 ppm H при  $P_0 = 1$  атм (*a*) и 6 атм (*б*). Линии соответствуют расчетам по ДКМ [11]

На рис. 2 представлено сравнение задержек воспламенения смесей 6 и 14%  $H_2$  в воздухе в отсутствии и при наличии 10 ppm О при  $P_0 = 1$  атм. Характер влияния примеси атомов О подобен влиянию атомов H (см. рис. 1). Такое подобие сохраняется и в расчетах с начальным давлением 6 атм.

На рис. 3, *а* представлено сравнение задержек воспламенения смесей 6 и 14% H<sub>2</sub> в воздухе в отсутствии и при наличии 100 ppm H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> при  $P_0 = 1$  атм. Видно, что при T > 1000 К влияние примеси H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> на задержку воспламенения 6% и 14% водородно-воздушной смесей выражено слабо. В тоже время с понижением температуры оно становится заметным, и около  $T \approx 900$  К разница в значениях  $\tau$  составляет более порядка. Дальнейшее понижение температуры приводит к тому, что влияние примеси H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> при 1 атм ослабевает, но не исчезает вплоть до 800 К. С повышением давления (рис. 3,  $\delta$ ) характер влияния примеси H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> меняется. При 6 атм эффект от добавления H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> наблюдается в более широком диапазоне изменения температуры и с ее понижением сохраняется.



Рис. 2. Температурная зависимость задержки воспламенения  $\tau$  смесей 6 и 14% H<sub>2</sub> в воздухе в отсутствии и с наличием 10 ppm атомов О при  $P_0 = 1$  атм. Линии соответствуют расчетам по ДКМ [11]



Рис. 3. Температурная зависимость задержки воспламенения т смесей 6 и 14%  $H_2$  в воздухе в отсутствии и с наличием 100 ppm  $H_2O_2$  при  $P_0 = 1$  атм (*a*) и 6 атм (*б*). Линии соответствуют расчетам по ДКМ [11]

Результаты расчетов показали, что примеси атомов О, Н и молекулы  $H_2O_2$  при  $T_0 = 298$  К и  $P_0 = 1$  атм существенного влияния на величину нормальной скорости распространения пламени  $S_L$  по смеси  $H_2$ -воздух не оказывают.

#### Литература

1. Rogers R. C., Schexnayder C. J. Jr. Chemical Kinetic Analysis of Hydrogen-Air Ignition and Reaction Times // Paper NASA. 1856. Hampton, VA, 1981.

2. Аветисян А. А., Азатян В. В., Калачев В. И., Масалова В. В., Пилоян А. А. Влияние молекулярного строения примесей олефинов на закономерности горения и взрыва водородовоздушных смесей // Кинет. Катал. 2007. Т. 48, № 1. С. 12–21.

3. Заманский В. М., Борисов А. А. Механизм и промотирование самовоспламенения перспективных топлив // Итоги науки и техники. Серия: Кинетика. Катализ. М.: ВИНИТИ, 1989. С. 160.

4. Drakon A., Eremin A. On relative effectiveness of halogenated hydrocarbons for suppression of hydrogen-oxygen mixture autoignition // Comb. Sci. Tech. 2018. Vol. 190, No. 3. P. 550–555.

5. Азатян В. В., Ведешкин Г. К., Филатов Ю. М. Управление горением, взрывом и детонацией газов химическими методами // Вестн. РАН. 2019. Т. 89, № 3. С. 279–284.

6. Schonborn A., Sayad P., Konnov A. A., Klingmann J. OH\*-chemiluminescence during autoignition of hydrogen with air in a pressurised turbulent flow reactor // Int. J. of Hydrogen Energy. 2014. Vol. 39, No. 23. P. 12166–12181.

7. Dryer F. L., Chaos M. Ignition of syngas/air and hydrogen/air mixtures at low temperatures and high pressures: Experimental data interpretation and kinetic modeling implications // Combust. Flame. 2008. Vol. 152. P. 293–299.

8. Chaos M., Dryer F. L. Syngas combustion kinetics and applications // Combust. Sci. Tech. 2008. Vol. 180, No. 6. P. 1053–1096.

9. Павлов В. А., Герасимов Г. Я. Измерение пределов воспламенения и времен индукции водородно-воздушных смесей за фронтом падающей ударной волны при низких температурах // ИФЖ. 2014. Т. 87, № 6. С. 1238–1244.

10. Urzay J., Kseib N., Davidson D. F., Iaccarino G., Hanson R.K. Uncertainty-quantification analysis of the effects of residual impurities on hydrogen–oxygen ignition in shock tubes // Combust. Flame. 2014. Vol. 161, No. 1. P. 1–15.

11. Власов П. А., Смирнов В. Н., Тереза А. М. Реакции инициирования самовоспламенения смесей H<sub>2</sub>–O<sub>2</sub> в ударных волнах // Хим. физика. 2016. Т. 35, № 6. С. 35-48.

12. Gelfand B. E., Popov O. E., Medvedev S. P., Khomik S. V., Kusharin A. Yu., Agafonov G. L. Self-ignition of hydrogen-oxygen mixtures at high pressure // 21<sup>st</sup> Intern. Sympos. on Shock Waves. Brisbane, Canberra, Australia: University of Queensland, 1997. P. 2400.

13. Козлов С. Н., Александров Е. Н., Кузнецов Н. М., Маркевич Е. А. Особенности реакций окисления водорода и метана в районе третьего предела воспламенения в кварцевых и металлических реакторах // Хим. физика. 2013. Т. 32, № 11. С. 1–6.

14. CHEMKIN-Pro 15112, Reaction Design: San Diego, CK-TUT-10112-1112-UG-1, 2011.

УДК 662.612.31

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОСЛАБЛЕНИЯ И ПОДАВЛЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ ИНЕРТНЫМИ ПОРИСТЫМИ ПРЕГРАДАМИ

# Д. А. Тропин, С. А. Лаврук, Т. А. Хмель

#### Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича, г. Новосибирск, Россия

Исследование процесса взаимодействия детонационной волны с различными препятствиями, такими как облака инертных частиц, инертного газа, водяных завес и т. д., является фундаментальной задачей. Эта задача особенно актуальна с точки зрения процессов взрыва и пожаробезопасности для предотвращения или минимизации последствий техногенных катастроф.

Рассматривается следующая задача: по плоскому каналу, заполненному стехиометрической взвесью частиц алюминия в кислороде, распространяется ячеистая (двумерная) гетерогенная детонационная волна. На некотором расстоянии перед фронтом волны располагается инертная пористая преграда, которая представляет собой сплошную среду, состоящую из неподвижной решетки цилиндров. В ходе моделирования варьируется степень перекрытия канала преградой, объёмная концентрация твердой фазы в пористом теле, а также диаметр цилиндров в пористом теле. Особенностью рассматриваемой задачи является то, что пористая вставка моделируется неявно, т. е. в области, заполненной цилиндрами, задавалось дополнительное уравнение, моделирующее воздействие, вносимое преградой.

В качестве математической модели используется модель взаимопроникающих континуумов, включающая в себя законы сохранения массы, импульса и энергии для газа и частиц алюминия, уравнение энергии для пористого тела, а также замыкающие уравнения, описывающие межфазное взаимодействие (тепловая и скоростная релаксации), и уравнения состояния для газа [1, 2]. Модель горения алюминиевых частиц описывается с помощью приведенной одностадийной кинетики с учетом неполноты сгорания алюминия [2].

В пористом теле решается следующее уравнение энергии:

$$\frac{dE_3}{dt} = q_3 + f_{x3}u_1 + f_{y3}v_1 \; ,$$

где  $E_3 = c_{v3}T_3$  – внутренняя энергия неподвижных цилиндров,  $q_3$  – теплообмен между элементами пористой вставки и газом [1],  $f_{x3}$ ,  $f_{y3}$  – силы сопротивления между элементами пористой вставки и газом [1],  $u_1$ ,  $v_1$  – скорости газа вдоль координат x и соответственно.

Целью настоящего исследования являлось определение картин течения и способности пористой вставки ослаблять или подавлять детонацию при варьировании пористости цилиндров (изменении объемной концентрации инертного твердого материала) и степени перекрытия канала пористой вставкой. Объемная концентрация цилиндров варьировалась от  $10^{-4}$  до  $1.5 \cdot 10^{-2}$ . Высота вставки варьировалась от 3 см (30% перекрытия поперечного сечения) до 9.5 см (95% перекрытия). Диаметр реагирующих частиц 1 мкм, диаметр цилиндров в пористой вставке 100 мкм.

На рис. 1 представлены картины истории максимального давления для пористых вставок высотой 3 см (рис. 1, *a*) и 8.5 см (рис. 1, *б*) и объемной концентрацией инертной фазы  $1.5 \cdot 10^{-2}$ . Пористый элемент располагался около стенки и начинался в точке x = 0.5 м.



Рис. 1. Картины истории максимального давления: *а* – высота пористой вставки 3 см, *б* – высота пористой вставки 8.5 см

Из рисунков видно, что в обоих случаях в области, не заполненной пористым элементом, по каналу продолжает распространяться детонационная волна: на рис. 1, a – в ячеистом режиме, на рис. 1,  $\delta$  – в виде плоской детонационной волны. Скорость распространения

детонации в первом случае – 1.5 км/с, во втором – 1.25 км/с, дефицит скорости детонации 0,967 в первом случае и 0,806 во втором. В области заполненной пористой преградой наблюдается срыв детонационного течения. Давление в этой области снижается ниже 30 атм. В свободном от пористого тела объеме канала в обоих случаях давление превышает 40 атм.

При увеличении высоты до 9 см при взаимодействии детонационной волны с преградой происходит срыв детонационного течения. На рис. 2, *а* представлена картина истории максимального давления, где видно, что в пористом элементе давление снижается ниже 30 атм. В свободной области (y < 0.01 м) детонационное течение распространялось до  $x \approx 0.6$  м, после чего произошёл срыв детонации. На рис. 2, *б* на шлирен изображении видно, что на момент времени t = 0.7 мс произошло разделение фронта горения и ударного фронта. Ударная волна движется со скоростью 0.6 км/с, расстояние между фронтом горения и фронтом ударной волны постепенно увеличивается.



Рис. 2. Картины течения в канале с высотой пористой вставки 9 см: *а* – картина истории максимального давления, *б* – численный шлирен

Результаты существенно различаются с подобными процессами в газовой детонации, где срыв обеспечивается пористыми вставками небольшой высоты (в 2-3 ячейки) при увеличении объемной концентрации пористой вставки в 2-3 раза в сравнении с пористыми вставками, перекрывающими все поперечное сечение канала. Физические причины этого заключаются в принципиально различных механизмах воспламенения газовых смесей и частиц алюминия за ударными волнами. В газовых смесях ослабление лидирующей ударной волны приводит к значительному увеличению протяженности зоны задержки воспламенения (соответственно законам Аррениуса), что делает более чувствительным воздействие пористого материала на характеристики детонации. В гетерогенных смесях процессы воспламенения мелких частиц алюминия обусловлены нагревом частиц до температуры плавления алюминиевого ядра, эти процессы определяются характерными временами тепловой релаксации (с учетом конвективного нагрева частиц в потоке), поэтому частичное ослабление лидирующего фронта практически не препятствует воспламенению частиц. Лишь при значительном снижении амплитуды лидирующей ударной волны температура смеси за фронтом становится ниже температуры воспламенения, когда и происходит срыв детонации (или отрыв лидирующей волны от фронта горения). Результаты, таким образом, показывают, что рекомендации по подавлению детонации в газовых смесях не могут быть напрямую использованы в процессах гетерогенной детонации.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 21-79-10083.

## Литература

1. Fedorov A. V., Tropin D. A., Bedarev I. A. Mathematical modeling of detonation suppression in a hydrogen-oxygen mixture by inert particles // Combust. Explos. Shock Waves. 2010. Vol. 46, No. 3. P. 332–343.

2. Khmel T., Lavruk S. Detonation flows in aluminium particle gas suspensions, inhomogeneous in concentrations // J. Loss Prev. Process Ind. 2021. Vol. 72 April. P. 104522.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

#### ДЕТОНАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ ПАРОВ КЕРОСИНА В СОПЛАХ ЛАВАЛЯ

#### Ю. В. Туник, В. О. Майоров, Г. Я. Герасимов, В. А. Левашов

НИИ механики МГУ им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

В работе численно исследуется возможность и эффективность использования диффузора Буземана, а также профилированных компактных диффузоров в гиперзвуковых прямоточных воздушно-реактивных двигателях (ГПВРД) на детонационном горении паров керосина.

Диффузор Буземана [1] позволяет изоэнтропически затормозить однородный осесимметричный сверхзвуковой поток от числа Маха  $M_0$  до заданного значения  $M_8$  в канале постоянного сечения за косым скачком уплотнения (рис. 1). Замыкающий скачок сохраняет однородность потока и в случае воспламеняющейся смеси может играет роль конической ударной волны, инициирующей детонационное горение без дополнительных источников энергии и конусообразных тел.



Рис. 1. Схема течения в диффузоре Буземана, переходящего в канал постоянного сечения

Геометрия диффузора Буземана в цилиндрической системе координат XY определяется в результате решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений для продольной *и* и радиальной *v* скорости потока в осесимметричной центрированной волне сжатия:

$$\left( \begin{aligned} \left( a^2 - u_N^2 \right) \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}\varphi} &= a^2 v, \\ \frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}\varphi} &= -\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}\varphi} \mathrm{ctg}\varphi. \end{aligned} \right)$$
(1)

Здесь  $\varphi$  – угол наклона прямых конического течения в волне Буземана,  $u_N$  – скорость по нормали к лучу  $\varphi$  = const:  $u_N = v \cos \varphi - u \sin \varphi$ . Скорость звука *a* на каждом луче определяется из постоянства полной энтальпии, давление *p* и плотность  $\varphi$  рассчитываются по изоэнтропическим формулам. Ордината диффузора Буземана Y определяется из условия сохране-
ния массового расхода:  $Y = Y_0 (sin \varphi \rho_0 u_0 / \rho u_N)^{1/2}$ , где  $Y_0$  – радиус входа в диффузор, абсцисса  $X = Y \operatorname{ctg}(\varphi)$ . Интегрирование ведется от угла наклона замыкающего скачка уплотнения  $\varphi_S$  до  $\pi - \varphi_0$ , где  $sin \varphi_0 = 1/M_0$ .

Заданными считаются значения  $M_0$  и  $M_S$ . Поставленная краевая задача решается методом «пристрелки» в результате подбора числа Маха  $M_N$ , вычисляемого по скорости нормальной к замыкающему скачку уплотнения. Задание  $M_S$  и  $M_N$ , а также равенство нулю поперечной скорости за косым скачком уплотнения позволяют найти угол  $\varphi_S$  и компоненты скорости  $u_i$ и  $v_i$  на замыкающем скачке уплотнения со стороны набегающего потока. Численное интегрирование системы (1) с этими начальными данными определяет число Маха на входе в диффузор, т. е. при  $\varphi = \pi - \varphi_0$ . Значение  $M_N$  меняется до совпадения числа Маха на входе с заданным значением  $M_0$  в шестом знаке.

В таблице приводятся значения угла  $\varphi_S$  в градусах, числа Маха  $M_N$ , давления  $p_s$  за косым скачком уплотнения, а также температуры газа до  $T_i$  и после косого скачка уплотнения  $T_s$ , соответствующие торможению потока в волне Буземана от  $M_0 = 9.283$  до различных значений  $M_S$  при показателе адиабаты k = 1.385. Выбранные значения  $M_0$  и k соответствуют стехиометрической смеси, полученной в результате добавления керосина в поток воздуха с числом Маха  $M_0 = 9$  при сохранении давления  $p_0$ , температуры  $T_0$  и скорости набегающего потока.

Ms	φs	$M_{ m N}$	$R/r_0$	$L/r_0$	$T_{\rm i}/T_0$	$T_{\rm s}/T_0$	$p_{s}/p_{0}$
2.5	14.48	1.754	11.794	112.719	5.389	7.978	1457.85
3.0	12.50	1.660	9.472	91.925	4.543	6.432	703.63
3.5	11.12	1.574	7.572	74.973	3.854	5.232	347.58
4.0	10.12	1.493	6.086	61.776	3.303	4.311	178.50
4.3	9.63	1.447	5.346	55.235	3.021	3.854	121.08

Параметры диффузора Буземана при  $M_0 = 9.283$  и k = 1.385

Детонационное горение паров керосина рассматривается в сопле Лаваля с равным радиусом входа и выхода и центральной цилиндрической частью длиной 4 (рис. 2). Длина дивергентной части равна 26. Здесь и ниже все расстояния и длины отнесены к радиусу цилиндрической части сопла  $r_0$ . В задаче с горением  $r_0 = 10$  см. Контур дивергентной части задается степенной функцией синусоиды с точкой перегиба на расстоянии равном 10 от центральной части. Опубликованная ранее кинетическая схема воспламенения и горения паров керосина [2, 3] дополнена процессами низкотемпературного разложения *н*-декана.

Моделирование проводится на основе двумерных нестационарных уравнений движения Эйлера для осесимметричных течений многокомпонентного реагирующего газа с использованием технологии распараллеливания OpenMP и модификации схемы С. К. Годунова, обеспечивающей второй порядок аппроксимации гладких решений по пространственным переменным [4, 5]. Погрешность расчетов по полной энтальпии стационарного потока не превышает 1%, а по расходу газа 0.1%.



Рис. 2. Линии тока на фоне числа Маха в сопле Лаваля с диффузором Буземана, рассчитанным на  $M_0 = 9.283$ ,  $M_S = 2.5$  и k = 1.385, в случае неудачного запуска при числе Маха набегающего воздушного потока  $M_1 = 9$ 

На первом этапе решается задача запуска сопла в сверхзвуковом воздушном потоке. Сопло разгоняется из состояния покоя до скорости, соответствующей заданному значению числа Маха  $M_1$ = 9. Давление и плотность в начальный момент во всей расчетной области соответствуют атмосферному воздуху на заданной высоте H = 40 км. На втором этапе воздух на входе заменяется стехиометрической смесью паров керосина с воздухом при сохранении давления, скорости и температуры потока.

Успешный запуск осуществляется в соплах с диффузором, рассчитанным число Маха  $M_{\rm S} \ge 3$ . При этом параметры потока за косым скачком уплотнения практически совпадают с данными из таблицы. Наиболее эффективное и стабильное детонационное горение реализуется в сопле с диффузором Буземана, рассчитанным на  $M_{\rm S} = 3$  (рис. 3). В процессе формирования стационарного решения тяга F достигает значения примерно 1.7 т, что в условиях нормальной приземной атмосферы эквивалентно по аэродинамическому сопротивлению тяге F почти в 600 т. Расход керосина при этом  $G_{\rm f} \approx 2$  кг/с, удельная тяга (отношение тяги к весовому расходу топлива)  $f \approx 850$  с, удельный импульс (отношение тяги к массовому расходу смеси)  $I_{\rm m} \approx 500$  м/с. Полетный КПД  $\eta \approx 54\%$ , энергетический  $\eta_{\rm e} \approx 56\%$ . Эти характеристики снижаются с ростом числа Маха  $M_{\rm S}$ . В случае наиболее короткого диффузора ( $M_{\rm S} = 4.3$ ) с расширением  $R/r_0 \approx 5.346$  косой скачок уплотнения не обеспечивает разложение паров керосина, воспламенение не происходит.



Рис. 3. Линии тока на фоне числа Маха в случае диффузора Буземана при  $M_{\rm S}=$  3,  $M_0=9.~283$  и $M_1=9$ 

В качестве альтернативы рассматриваются сопла, конвергентная часть которых задается выпуклой синусоидой, а длина *L* не превышает 25. В таком диффузоре формируется наклонная ударная волна, нерегулярное взаимодействие которой с осью симметрии приводит к появлению дозвуковой области с высокими значениями давления и температуры за диском Маха. Чтобы исключить преждевременное инициирование детонации, в сужающейся части размещается центральное тело «конус–цилиндр–конус» с непрерывным контуром. В расчетах меняются радиус цилиндрической части центрального тела, длина диффузора и радиус входа. Сохраняется длина дивергентной части сопла, угол раствора наветренного конуса и длина второго конуса.

Лучшее из рассматриваемых сопел (рис. 4) проигрывает по тяге соплу с диффузором Буземана, рассчитанному на  $M_{\rm S}$  =3. На высоте 40 км при числе Маха набегающего потока  $M_1$  = 9 тяга F = 0.5 т, но благодаря небольшому расходу топлива ( $G_{\rm f} \approx 0.7$  кг/с) сохраняет сравнительно высокие значения полетного и энергетического КПД:  $\eta \approx 46.5\%$ ,  $\eta_e \approx 36.5\%$ .



Рис. 4. Линии тока и изомахи на фоне числа массовой доли  $H_2O$  при  $M_1 = 9$  в сопле с компактным диффузором длиной L = 20, расширением  $R/r_0 = 5.5$  и радиусом центрального тела равным 0.3

Таким образом, диффузор Буземана может рассматриваться как эффективный элемент ГПВРД на детонационном горении паров керосина.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 20-51-00003 Бел\_а), а также в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации "Экспериментальное и теоретическое исследование кинетических процессов в газах" (регистрационный номер АААА-А19-119012990112-4).

### Обозначения

 $M_1$  – число Маха набегающего воздушного потока,  $M_0$  – число Маха набегающего потока воспламеняющейся смеси,  $M_S$  – число Маха заторможенного потока, L – длина диффузора или конвективной части сопла Лаваля, R – радиус входа и выхода,  $r_0$  – радиус минимального сечения, H – высота.

# Литература

1. Черный Г. Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988. – 424 с.

2. Туник Ю. В., Герасимов Г. Я., Левашов В. Ю., Славинская Н. А. Численное моделирование детонационного горения паров керосина в расширяющемся сопле // Физика горения и взрыва. 2020. Т. 56, № 3. С. 1–9.

3. Туник Ю. В., Герасимов Г. Я., Левашов В. Ю., Ассад М. С. Эффективность детонационного горения паров керосина в соплах различной конфигурации // Теплофизика высоких температур. 2021. Т. 59, № 4. С. 541–547.

4. Туник Ю. В. Численное решение тестовых задач на основе модифицированной схемы С. К. Годунова // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2018. Т. 58, № 10. С. 1629–1641.

5. Туник Ю. В. Проблемы численного моделирования на основе некоторых модификаций схемы Годунова // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2018. Т. 19, № 1. С. 1–11.

# ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В ЭНЕРГЕТИКЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

УДК 536.24

### ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА В МНОГОСЕКЦИОННОМ КОЛЛЕКТОРЕ СО СЛОЖНОЙ ФОРМОЙ ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ КАНАЛОВ

### Е.С.Байметова, М.Е.Хвалько

#### Ижевский государственный технический университет им. М. Т. Калашникова, г. Ижевск, Россия

Широкий спектр применения теплообменных аппаратов в промышленности, жилищнокоммунальном хозяйстве, энергетике и транспортных системах обуславливает высокий интерес исследователей к данному типу энергетических устройств. В настоящее время для надежной и бесперебойной работы широкого класса технологического и технического оборудования в различных сферах (жилищно-коммунальное хозяйство, строительство, тяжелая индустрия и машиностроение, химическая и пищевая промышленность, транспортные системы и любое гидравлическое оборудование) используются теплообменники различной конфигурации [1–14]. Ввиду этого исследования методов интенсификации теплообменных процессов в каналах различной конфигурации остаются актуальными и востребованными.

Так в современных работах [1, 5–7] приводится подробный обзор существующих технических решений проблемы интенсификации теплообмена за счет турбулизации течения теплового агента (теплоноситель, хладагент) путем оребрения внутритрубного/внутриканального пространства [8, 9] либо путем структурирования внешних поверхностей теплообменного аппарата [10], однако оценок эффективности таких решений не приводится. В работах [11, 12] рассмотрены вопросы изменения интенсивности теплоотдачи рабочей жидкости в теплообменном аппарате за счет применения спиральных проволок в качестве турбулизаторов потока. Результаты экспериментальных исследований коэффициента трения и характеристик теплопередачи для ламинарного потока этиленгликоля в квадратном канале, снабженном скрученными лентами с различными коэффициентами кручения при почти однородных температурных условиях стенки, представлены в работах [13, 14].

В промышленности в качестве жидких рабочих сред широко используются различные виды технических масел, поэтому широкое распространение получили маслоохладители [2–4]. Повышение эффективности работы таких устройств может быть достигнуто путем интенсификации теплообмена за счет изменения внешней развитой поверхности маслоохладителя, либо за счет интенсификации теплообмена масло/металл в коллекторах подачи рабочей жидкости. В данной работе рассматривается задача оптимизации формы поперечного сечения внутреннего канала коллектора промышленного маслоохладителя.

Общая схема коллектора маслоохладителя представлена на рис. 1. Рассматриваемая охлаждающая секция многосекционного коллектора выполнена из алюминия. Рабочей жидкостью является гидравлическое масло (кинематическая вязкость при 40 °C – 32,87 мм<sup>2</sup>/с; плотность при 20 °C – 869,1 кг/м<sup>3</sup>).



Рис. 1. Маслоохладитель: *а* – общая схема коллектора; *б* – конструктивные исполнения внутреннего канала коллектора

При построении математической модели процесса охлаждения многосекционного коллектора использовались следующие допущения:

1. Рассматривается единичный сегмент канала маслоохладителя, границы внешней области определяются неотражающими граничными условиями.

2. Материал прямоугольного канала изотропен.

3. Шероховатость материала не учитывается.

4. На первом этапе решения задачи оптимизации исследуется влияние различной внутренней геометрии единичного сегмента канала маслоохладителя.

Математическая модель основана на уравнениях Навье–Стокса для движения вязкой несжимаемой жидкости. Режимы движения жидкости согласно числам Рейнольдса соответствуют ламинарному диапазону, поэтому для моделирования течения жидкости используется модель ламинарного течения. Моделирование процессов теплопередачи проводится на основе уравнения теплопроводности.

Граничные условия заданы следующим образом: на входе в канал коллектора задавались скорость и температура потока масла (охлаждаемой жидкости), условие нулевого градиента для давления. В выходном сечении для жидкости задавались условия нулевого градиента для скорости и температуры и фиксированное значение давления жидкости. На твердых поверхностях – условия прилипания. Между границей твердого тела и жидкостью/газом ставится граничное условие сопряжения IV рода.

Используются модели вязкой несжимаемой теплопроводной жидкости, вязкого сжимаемого теплопроводного газа и модель теплопроводности твердого тела. Дискретизация основных уравнений осуществляется методом конечных объемов с использованием openSource продукта openFOAM [15]. Расчетная сетка содержит более 1 млн. шестигранных элементов.

Решается задача интенсификации теплообмена на границе жидкость/стенка путем модернизации формы поперечного сечения канала коллектора. Оценивается изменение термодинамических и гидродинамических параметров в потоке гидравлического масла.

Поскольку известна [16–18] прямая связь между режимом течения, толщиной вязкого подслоя и интенсивностью теплоотдачи жидкости, первичную оценки эффективности конструктивного исполнения канала коллектора целесообразно строить на основе сопоставления локальных гидродинамических параметров реализуемых течений. На рис. 2 приведены сопоставления полей скоростей и температур в выходном сечении каналов различной конфигурации.



Рис. 2. Распределение гидродинамических параметров (*a*) и температуры (б) в каналах различной формы поперечного сечения

Как видно из рис. 2 наиболее эффективной формой поперечного сечения с точки зрения равномерности охлаждения рабочей жидкости, в том числе и ядра потока, является применение турбулизирующих остроконечных выступов в виде равнобедренных треугольников и симметричных трапеций с узкой верхней кромкой. Графики распределения потерь давления и температуры ядра потока по длине канала в зависимости от рассмотренной конфигурации приведены на рис. 3.



Рис. 3. Распределение потерь давления (а) и относительной температуры ядра потока (б) по длине канала

Сопоставления влияния формы поперечного сечения канала с достигаемой температурой ядра потока жидкости показывает целесообразность дальнейшей модернизации канала 4-го типа (с внутренними интенсификаторами течений в виде симметричных трапеций с узкой верхней кромкой). Для управления интенсивностью теплоотдачи выполнена оценка тепловых потоков жидкость/стенка в области сформированных уступов и влияние геометрических характеристик уступов на интенсивность данных тепловых потоков, анализ которых позволил сформировать критерии оптимизации канала данной формы для дальнейшей интенсификации теплообмена.

### Литература

1. Цыганков М. П., Кручинин Д. С. Особенности математического моделирования высокотемпературных теплообменников // Изв. вузов. Химия и химическая технология. 2013. Т. 56, вып. 3. С. 95–99.

2. Тарадай А. М., Коваленко Л. М., Гурин Е. П. К вопросу оценки теплоэнергетической эффективности теплообменников, применяемых в муниципальной теплоэнергетике // Новости теплоснабжения. 2003. № 6. С. 40–43.

3. Жинов А. А., Шевелев Д. В., Ананьев П. А. Моделирование потерь давления воздуха в оребренном трубном пучке воздушного конденсатора // Наука и образование. 2013. № 3.

4. Дмитриев А. В., Дмитриева О. С. Теплообмен при встречном обтекании рядов труб аппарата воздушного охлаждения // Вестн. технол. ун-та. 2017. Т. 20, № 13. С. 40–43.

5. Глухарев А. С., Навасардян Е. С. Повышение эффективности теплообменных аппаратов за счет оребрения внутритрубного пространства // Молодежный науч.-техн. вестник. ФС77-51038. 2017. № 1.

6. Lambert T. Automated boundary layer mesh generation for simulation of convective cooling- Diese Arbeit wurde vorgelegt am Lehrstuhl f<sup>\*</sup>ur Mathematik (MathCCES) // Bachelorarbeit Computational Engineering Science. Marz 2018.

7. Shoji Y., Sato K., Oliver D. R. Heat Transfer Enhancement in Round Tube Using Coiled Wire: Influence of Length and Segmentation // Heat Transf. Asian Res. 2003. Vol. 32. P. 99–107.

8. Garcia A., Vicente P. G., Viedma A. Experimental study of heat transfer enhancement with wire coil inserts in laminar-transition-turbulent regimes at different Prandtl numbers // Int. J. Heat Mass Transf. 2005. Vol. 48. P. 4640–4651.

9. Liu S., Sakr M. A Comprehensive review on passive heat transfer enhancements in pipe exchangers // Renew. Sustain. Energy Rev. 2013. Vol. 19. P. 64–81.

10. Rahai H. R., Wong T. W. Velocity field characteristics of turbulent jets from round tubes with coil inserts // Appl. Therm. Eng. 2002. Vol. 22. P. 1037–1045.

11. Yakut K. and Sahin B. The effects of vortex characteristics on performance of coiled wire turbulators used for heat transfer augmentation // Appl. Therm. Eng. 2004. Vol. 24. P. 2427–2438.

12. Ozceyhan V. Conjugate heat transfer and thermal stress analysis of wire coil inserted tubes that are heated externally with uniform heat flux // Energy Convers. Manag. 2005. Vol. 46. P. 1543–1559.

13. Murugesan P., Mayilsamy K., Suresh S. Heat transfer in a tube fitted with vertical and horizontal wing-cut twisted tapes // Exp. Heat Transf. 2012. Vol. 25. P. 30–47.

14. Zohira A. E., Habibb M. A., Nemitallah M. A. Heat transfer characteristics in a doublepipe heat exchanger equipped with coiled circular wires // Exp. Heat Transf. 2015. Vol. 28. P. 531– 545.

15. Finned OpenFoam. Free CFD Software. Available at: http://openfoam.org, accessed 22.03.2019.

16. Isaev S., Popov I., Gritckevich M., Leontiev A. Abnormal enhancement of separated turbulent air flow and heat transfer in inclined single-row oval-trench dimples at the narrow channel wall // Acta Astronautica. 2019. Vol. 163. Part A.

17. Bergles A. High-flux processes through enhanced heat transfer. 2003.

18. Liu S., Sakr M. A Comprehensive review on passive heat transfer enhancements in pipe exchangers // Renew. Sustain. Energy Rev. 2013. Vol. 19. P. 64–81.

УДК 66.096.5:536.24

### ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА В ПСЕВДООЖИЖЕННОМ БИДИСПЕРСНОМ СЛОЕ

#### Э. К. Бучилко

### Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск ebuchilko@gmail.com

В последние годы в мире возникла большая заинтересованность в использовании биомассы и биоотходов для получения энергии в виде тепла, электричества или альтернативных видов топлива, их вовлечение в топливно-энергетический баланс. Основным способом энергетического использования биомассы и биоотходов на сегодня является их прямое сжигание. Известен также ряд технологий, основу которых составляют процессы газификации, пиролиза, анаэробного сбраживания и т. д.

Одной из наиболее перспективных технологий, позволяющих эффективно использовать биосырье в качестве источника энергии, является технология псевдоожиженного (кипящего) слоя. Использование кипящего слоя в энергетических и технологических процессах позволяет добиться практически идеального перемешивания твердой фазы и достигнуть высокого коэффициента теплоотдачи от частиц к погруженной в слой теплообменной поверхности и стенкам аппарата [1]. В рассматриваемых процессах кипящий слой зачастую представляет собой смесь двух полидисперсных сортов частиц, которые могут существенно отличаться формой, размерами и плотностью: частиц инерта размером порядка 0,2–2,0 мм и частиц биомассы.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования гидродинамики и внешнего теплообмена различных видов бидисперсных слоёв, отличающихся характером распределений по фракциям частиц, составляющих слой.

Исследования проводились на изотермической экспериментальной установке для изучения гидродинамики и теплообмена в свободном и заторможенном псевдоожиженном (кипящем) слое зернистого материала, схема которой приведена на рис. 1.

В качестве объектов исследования были взяты следующие смеси двух сортов полифракционных частиц: оливиновый – кварцевый пески; кварцевый песок – пеллеты из соломы, кварцевый песок – шканты древесные, кварцевый песок – пеллеты из торфа. Доля крупных частиц в смеси (ф) в экспериментах варьировалась от 0 до 100%. Основные характеристики материалов, входящих в состав смесей сведены в таблицу.

Номер смеси	Смесь	Материал	Форма	Размеры, <i>d</i> , мм <i>D</i> × <i>L</i> , мм	Плотность, р, кг/м <sup>3</sup>
1	Оливиновый песок –	Оливиновый песок	Округлая	0,063–0,8	3300
1	кварцевый песок	Кварцевый песок	Продолговатая	0,63–1,0	2600
2	Кварцевый песок –	Кварцевый песок	Округлая	0,315–0,5	2600
2	пеллеты из соломы	Пеллеты из соломы	Цилиндрическая	6×10	1240
2	Кварцевый песок –	Кварцевый песок	Округлая	0,063–0,8	2600
5	шканты древесные	Шканты древесные	Цилиндрическая	8×16	620
4	Кварцевый песок –	Кварцевый песок	Округлая	0,063–0,8	2600
4	пеллеты из торфа	Пеллеты из торфа	Цилиндрическая	8×15	1670

### Характеристики исходных материалов смесей





Рассматриваемые типы полидисперсных смесей условно можно назвать квазибидисперсными из-за того, что каждый из двух сортов частиц смеси представляет собой тоже полидисперсную смесь.

Проведено экспериментальное исследование особенностей гидродинамики свободного и заторможенного бидисперсного и квазибидисперсного кипящего слоя

Проведено экспериментальное исследование псевдоожижения бидисперсных слоев в условиях суффозии. Изучена структурно-гидродинамическая эволюция бидисперсной смеси с ростом скорости фильтрации. Установлена зависимость скорости полного ожижения от массовой доли крупных частиц в смеси. Обобщение этих данных, выполненное с использованием скоростей начала псевдоожижения компонент бидисперсной смеси, получено в виде простой степенной зависимости:

$$\frac{u_{\rm m}}{u_{\rm s}} - 1 = \left(\frac{u_{\rm b}}{u_{\rm s}} - 1\right) \varphi^{1.4} \,. \tag{1}$$

На основании проведенного исследования псевдоожижение рассматриваемых бинарных дисперсных систем (квазибидисперсных) показано, что при  $d_b/d_s \leq 5$  допустимо использовать величину средневесового диаметра частиц для расчета скорости начала псевдоожижения. В условиях суффозии ( $d_b/d_s \geq 20$ ) использование представлений об эффективном диаметре частиц теряет физический смысл. В такой полидисперсной смеси существует две характерных скорости: скорость начала псевдоожижения  $u_{mf}$  (определяется по измерениям пульсаций перепада давления) и скорость полного ожижения (определяется по измерениям перепада давления). Диапазон  $5 \leq d_b/d_s \geq 20$  требует дальнейшего изучения.

В результате экспериментального исследования пульсаций сопротивления бидисперсных кипящих слоев различной структуры установлена зависимость уровня пульсаций от основных физических, геометрических и режимных параметров. Измеренные величины пульсаций сопротивления слоя  $\sigma(u, \varphi, H_{\rm mf}, \rho_{\rm s}, u_{\rm mf})$  были обобщены в рамках теории подобия с использованием безразмерных величин, характеризующих гидродинамику неоднородного кипящего слоя [2] – числа Фруда Fr =  $\frac{(u - u_{\rm mf})^2}{gH_{\rm mf}}$  и симплекса  $\frac{H_{\rm mf}}{D}$ . Зависимость  $\sigma$  от определяющих параметров для рассматриваемых бидисперсных смесей была представлена степенной функцией:

$$\frac{\sigma}{\rho_{\rm s}gH_{\rm mf}} = a {\rm Fr}^{\rm b} \left(\frac{H_{\rm mf}}{D}\right)^{\rm c} \varphi^{\rm d} \,. \tag{2}$$

С помощью метода стационарного теплового потока выполнено экспериментальное исследование внешнего теплообмена псевдоожиженного полидисперсного слоя с погруженным горизонтальным пучком труб при различных массовых соотношениях компонентов, составляющих слой.

Установлено, что с ростом доли крупных частиц в смеси максимальный коэффициент теплоотдачи  $\alpha_{max}$  падает, что, очевидно, связано с ростом эквивалентного диаметра частиц слоя. Показано, что при обобщении полученных экспериментальных результатов в виде корреляций более предпочтительным, в качестве эквивалентного диаметра  $d_m$ , является использование среднеповерхностного диаметра частиц слоя. Применительно к исследуемым квазибидисперсным системам:

$$d_{\rm m} = \frac{1}{\varphi \sum_{i=1}^{N^{(1)}} \frac{\eta_i^{(1)}}{d_i^{(1)}} + (1-\varphi) \sum_{i=1}^{N^{(2)}} \frac{\eta_i^{(2)}}{d_i^{(2)}}}.$$
(3)

Разработан метод расчета максимального коэффициента теплоотдачи и оптимальной скорости фильтрации для зернистого слоя двух сортов полидисперсных частиц, которые могут существенно отличаться формой, размерами и плотностью. Метод основан на использование максимальных коэффициентов теплоотдачи и скоростей фильтрации отдельных составляющих смеси:

$$\frac{1}{\left(\alpha_{\max}\right)_{\min}} = \frac{\varphi}{\alpha_{\max}^{I}} + \frac{1-\varphi}{\alpha_{\max}^{II}};$$
(4)

$$\frac{1}{\left(u_{\text{opt}}\right)_{\text{mix}}} = \frac{\varphi}{u_{\text{opt}}^{\text{I}}} + \frac{1-\varphi}{u_{\text{opt}}^{\text{II}}}.$$
(5)

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект №Т19РМ-009).

### Обозначения

 $d_{\rm b}$ ,  $d_{\rm s}$ ,  $d_{\rm m}$  – средневесовой диаметр крупных частиц, средневесовой диаметр мелких частиц и эквивалентный диаметр частиц смеси, м; Fr =  $\frac{(u - u_{\rm mf})^2}{gH_{\rm mf}}$  – число Фруда; u – скорость фильтрации газа, м/с;  $u_{\rm mf}$  – скорость начала псевдоожижения, м/с;  $u_{\rm b}$ ,  $u_{\rm s}$  – скорость начала псевдоожижения мелких и крупных частиц;  $d_i^{(1)}$  – диаметр частиц і-й фракции первого материала бидисперсной смеси, м;  $d_i^{(2)}$  – диаметр частиц і-й фракции второго материала бидисперсной смеси, м;  $\eta_i$  – массовая доля і-й фракции; g – ускорение свободного падения, м/c<sup>2</sup>;  $H_{mf}$  – высота насыпного слоя, м;  $\rho_s$  – плотность частиц, кг/м<sup>3</sup>;  $\sigma$  – среднеквадратичное отклонение пульсаций перепада давления в слое, Па;  $\varphi$  – массовая доля крупных частиц бидисперсной смеси;  $\alpha_{max}^{I}$ ,  $\alpha_{max}^{II}$  – максимальный коэффициент теплоотдачи для первого и второго материала бидисперсной смеси, Вт/(м<sup>2</sup>·K);  $u_{opt}^{I}$ ,  $u_{opt}^{II}$  – оптимальная скорость фильтрации смеси, м/с.

#### Литература

1. Аэров М. Э. Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем / М. Э. Аэров, О. М. Тодес. – Л.: Химия, 1968. – 512 с.

2. Teplitskii Yu. S. Similarity of transport processes in fluidized beds / Yu. S. Teplitskiy // Int. J. of Heat and Mass Transfer. – 1999. – Vol. 42. – P. 3887–3899.

УДК 662.62:662.75:662.94.069

### ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСПЫЛЕНИЯ ВОДОУГОЛЬНЫХ СУСПЕНЗИЙ С НИЗКИМ СОДЕРЖАНИЕМ УГЛЯ И ДОБАВКАМИ СПИРТА

### Д. В. Гвоздяков, А. В. Зенков, В. Е. Губин, Я. В. Марышева

### Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

В настоящее время во многих странах мира уголь остается самым распространенным и доступным энергетическим сырьем [1]. Ежегодно для выработки энергии сжигается порядка 3500 млн. т угля, а его доля в мировом энергетическом балансе достигает 45–50% [1]. Согласно прогнозам [2] такая существенная доля угля в мировой энергетике с большой вероятностью останется на прежнем уровне. И это несмотря на то, что уголь по-прежнему остается самым «грязным» видом топлива с точки зрения углеродного следа [3] и опасных продуктов сгорания [4]. Достаточно длительное использование угля при производстве энергии стало причиной многих экологических проблем (в масштабах планеты) – увеличение средней температуры воздуха и роста числа заболеваний людей, особенно в регионах, где сконцентрированы угольные электростанции [5]. Эти негативные факторы угольной энергетики стали серьезными аргументами для перехода на экологичное энергетическое сырье. Но при этом полностью отказаться от угля в настоящее время невозможно. Такое кардинальное решение может стать причиной дефицита энергии во многих странах, что негативно отразится на экономике. Одним из вариантов снижения доли угля в мировом энергетическом секторе является его частичное замещение более экологически чистыми видами топлива, например, композитными. Такой подход может существенно сократить объемы антропогенных выбросов в атмосферу и исключить дефицит энергии.

Для угольных электростанций одним из перспективных видов топлива являются водоугольные суспензии (ВУС) [6]. При их сжигании объемы эмиссии загрязняющих веществ в воздушное пространство снижаются [7]. Объясняется это тем, что количество угля в таких топливах, как правило, составляет порядка 50% по массе и столько же воды. Но при этом снижается и теплотворная способность такого топлива в сравнении с углем. Еще одним важным преимуществом ВУС является широкий спектр доступных и недорогих экологически чистых горючих компонентов. Введение в состав водоугольных суспензий таких добавок позволит увеличить их теплотворную способность и снизить количество угля в их составе, например, до 40% по массе. Такой подход будет способствовать сокращению антропогенных выбросов и снижению доли угля в мировой энергетике.

Одними из перспективных компонентов ВУС с точки зрения экологии и энергетики являются спирты, например, изопропиловый спирт (ИС). Эти горючие жидкости являются альтернативными и возобновляемыми видами топлива [8]. Их энергетическая ценность превышает аналогичный показатель энергетических углей. Единственным недостатком является их высокая стоимость, в сравнении с углем. Введение в состав ВУС спирта позволит решить проблему низкой реакционной способности в зоне воспламенения. Замещение спиртом доли угля решит проблему высокой вязкости суспензии, существенно влияющей на качество диспергирования [9] и, как следствие, на полноту сгорания.

**Методика исследований.** Исследовавшиеся водоугольные топлива (ВУТ) готовились на основе длиннопламенного угля. На первом этапе уголь подвергался измельчению в щековой дробилке (размер частиц на выходе не более 30 мм), после чего осуществлялся его сухой помол в дезинтеграторе. Далее уголь просеивался при помощи вибросита с отбором материала фракцией до 200 мкм. Мокрый помол осуществлялся в керамическом барабане объемом 3 л при массовом соотношении угля и мелющих тел 1:1 в течение 1 ч. Затем в полученное топливо добавлялся изопропиловый спирт и проводился дополнительный помол в течение 30 мин. В процессе приготовления водоугольных суспензий использовались вода и изопропиловый спирт при температуре 293 К. При проведении экспериментов температура топлив составляла 293±1 К.

Оценивать влияние спирта в составе водоугольного топлива на характеристики струи после распыления целесообразно с учетом изменения реологических характеристик – вязкость и плотность. Измерение динамической вязкости выполнялось с помощью ротационного вискозиметра Brookfield RVDV-II+Pro. Значения плотностей исследовавшихся ВУТ и спиртоводоугольных суспензий (СВУТ) определялись при помощи ареометров общего назначения.

Высокоскоростная визуализация характеристик струи (скорость и размер капель, угол раскрытия струи) выполнена методами Particle Image Velocimetry (PIV) и Interferometric Particle Imaging (IPI). Обработка изображений осуществлялась при помощи программного обеспечения «ActualFlow», разработанного компанией Сигма-Про (г. Новосибирск).

В момент подсвечивания области исследования импульсом лазера осуществлялась фоторегистрация струи цифровой кросскорреляционной камерой. Погрешность измерений с учетом возможных источников погрешности (таких как локальный градиент скорости, смещение капель, оптические эффекты и т. д.) не превышала 8%. Принципиальная схема стенда для регистрации капельной струи водоугольных топлив после распыления представлена на рис. 1.

Использовавшаяся в экспериментах форсунка с внутренним смешением представляет собой достаточно типичную конструкцию и часто используется для распыления водоугольных суспензий.



Рис. 1. Принципиальная схема и фото стенда для исследования процессов распыления суспензионных топлив

**Результаты и их обсуждение.** Анализ результатов измерений реологических свойств спиртоводоугольных топлив, представленных в таблице, показал, что при введении 3%, 5% и 8% по массе ИС вместо угля:

- динамическая вязкость уменьшается на 24,1%, 30,5% и 45,4% соответственно;
- плотность уменьшается на 1,2%, 1,8% и 2,7% соответственно.

Номер состава	Суспензия*	Вязкость, мПа·с	Плотность, кг/м <sup>3</sup>
1	ВУТ	174	1162
2	ВУТ+3% ИС	132	1148
3	ВУТ+5% ИС	121	1141
4	ВУТ+8% ИС	95	1130

Реологические свойства исследовавшихся суспензионных топлив

\* Изопропиловым спиртом замещалась соответствующая доля угля в составе суспензии

На рис. 2 показаны результаты исследований изменения угла раскрытия струи распыленных ВУТ и СВУТ при давлении топлива и воздуха 0,3 МПа и 0,28 МПа соответственно. Угол раскрытия струи обозначен линиями желтого цвета (по границе струи).

Результаты экспериментов показали, что в исследуемом диапазоне изменения концентрации изопропилового спирта в топливе изменение величины угла раскрытия в сравнении с ВУТ составляет:

- при 3% ИС (по массе) угол раскрытия струи увеличивается не более чем на 2%;

– при 5% ИС (по массе) угол раскрытия струи увеличивается не более чем на 7%;

– при 8% ИС (по массе) угол раскрытия струи увеличивается не более чем на 11%.

Представленные на рис. 3 результаты экспериментов по установлению изменений характерных размеров капель СВУТ после распыления соответствуют двум отрезкам области исследования 25–50 мм и 75–100 мм.

Анализ результатов показал, что введение изопропилового спирта в состав ВУТ приводит к следующим изменениям:

- количество капель малого размера (до 200 мкм) увеличивается в среднем на 10%;
- количество капель среднего размера (200-400 мкм) практически не меняется;
- количество крупных капель (более 600 мкм) уменьшается в среднем на 7%.



Рис. 2. Угол раскрытия струи ВУТ и СВУТ при соотношении давлений топливо/воздух 0,3 МПа/0,28 МПа: *а* – ВУТ; *б* – ВУТ+3% ИС; *в* – ВУТ+5% ИС; *г* – ВУТ+8% ИС



Рис. 3. Изменение размеров капель ВУТ и СВУТ в области исследования при соотношении давлений топливо/воздух 0,3 МПа/0,28 МПа на отрезках: *а* – 25–50 мм; *б* – 75–100 мм

#### Заключение

1. Проведенные эксперименты позволили установить положительный эффект при замещении доли угля в составе водоугольного топлива изопропиловым спиртом. Свойства и характеристики таких топлив наиболее благоприятны с точки зрения энергетики и экологии.

2. Замещение до 8% по массе угля изопропиловым спиртом приводит к снижению динамической вязкости и плотности до 45,4% и 2,7%, соответственно.

3. Замещение до 8% по массе угля изопропиловым спиртом приводит к увеличению угла раскрытия струи до 11%.

4. Замещение до 8% по массе угля изопропиловым спиртом приводит к снижению количества крупных капель (более 600 мкм) до 7%.

### Литература

1. IEA. World energy outlook 2019. International Energy Agency, 2019. – 810 p.

2. Kucukvar M., Haider M. A. and Onat N. C. Exploring the material footprints of national electricity production scenarios until 2050: The case for Turkey and UK // Resour. Conserv. Recycl. 2017. Vol. 125. P. 251–263.

3. Rios-Ocampo J. P., Arango-Aramburo S. and Larsen E. R. Renewable energy penetration and energy security in electricity markets // Int. J. Energy Res. 2021. Vol. 45, No. 12. P. 17767–17783.

4. Deng S., Shi Y., Liu Y., Zhang C., Wang X., Cao Q., Li S. and Zhang F. Emission characteristics of Cd, Pb and Mn from coal combustion: Field study at coal-fired power plants in China // Fuel. Process. Technol. 2014. Vol. 126. P. 469–475.

5. Farfan J. and Breyer C. Structural changes of global power generation capacity towards sustainability and the risk of stranded investments supported by a sustainability indicator // J. Clean. Prod. 2017. Vol. 141. P. 370–384.

6. Staron A., Kowalski Z., Staron P. and Banach M. Analysis of the useable properties of coal-water fuel modified with chemical compounds // Fuel. Process. Technol. 2016. Vol. 152. P. 183–191.

7. Maltsev L. I., Kravchenko I. V., Lazarev S. I. and Lapin D. A. Combustion of black coal in the form of coal-water slurry in low-capacity boilers // Therm. Eng. (English translation of Tep-loenergetika). 2014. Vol. 61, No. 7. P. 486–490.

8. Nour M., Attia A. and Nada S. Combustion, performance and emission analysis of diesel engine fuelled by higher alcohols (butanol, octanol and heptanol)/diesel blends // Energy Convers. Manage. 2019. Vol. 185. P. 313–329.

9. Wang Z., Xu H., Jiang C. and Wyszynski M.L. Experimental study on microscopic and macroscopic characteristics of diesel spray with split injection // Fuel. 2016. Vol. 174. P. 140–152.

# УДК 621.1

# ТЕПЛОМАССООБМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ В БИОЭНЕРГОКОМПЛЕКСАХ В ЦИКЛАХ РЕНКИНА

# А. В. Дмитренко<sup>1,2</sup>, М. И. Колпаков<sup>2</sup>, С. А. Закутнов<sup>2</sup>

### <sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, г. Москва, Россия <sup>2</sup>Российский университет транспорта (МИИТ), г. Москва

Одним из главных процессов биоэнергокомплексов очистных сооружений является обработка и утилизация образовавшихся осадков. Уменьшение его объема с целью снижения эксплуатационных затрат на его утилизацию – важнейшая задача.

Биомасса производится в больших количественных показателей. Одним из способов использования биомассы – производство энергии. Биотопливо имеет относительно низкую плотность. Двигатели с внешним источником энергии (как установка с органическим циклом Ренкина) вполне подходят для использования биотоплива. Стоимость биотоплива значительно ниже стоимости ископаемого топлива.

Использование ископаемого топлива не всегда оправдано с экономической точки зрения. Для автономных источников электричества более целесообразно использовать

биотопливо в цикле отопления с выработкой электроэнергии и получением тепловой энергии или в цикле тригенерации. Возможность получения тепла из ОЦР в качестве побочного продукта при производстве электроэнергии или при сжигании биотоплива можно считать преимуществом.

Реально уменьшить расход энергии возможно в случае повышения энергетической эффективности биогазовых установок путем совершенствования системы теплоснабжения биогазовой установки, обеспечивающей эффективное выполнение процесса при минимальных затратах энергии на собственные нужды установки.

Эффективное производство энергии на биогазовой установке возможно лишь в случае, когда суммарная энергия полученного биогаза будет значительно превышать расходы энергии на его производство, т. е. должно выполняться условие

$$\frac{V_r \lambda}{\left(\frac{E_{CH}}{\eta_{\scriptscriptstyle 9\pi}} + \frac{Q_{CH}}{\eta_{\scriptscriptstyle T}}\right) \cdot 3600} \gg 1,$$

где  $V_r$  – общее количество полученного биогаза, м<sup>3</sup>/сут;  $\lambda$  – теплотворная способность биогаза, кДж/м<sup>3</sup>;  $E_{CH}$  – расход электроэнергии на собственные нужды установки, кВт·ч;  $\eta_{3Л}$  – к.п.д. преобразовании энергии биогаза в электроэнергию;  $Q_{CH}$  – расход тепловой энергии на собственные нужды установки, кВт·ч;  $\eta_T$  – к.п.д. преобразовании энергии биогаза в тепловую энергию.

Количество товарного (неиспользованного на собственные нужды установки) биогаза [м<sup>3</sup>/сут] может быть представлено как

$$V_{\rm T} = V_r - \frac{\frac{E_{CH}}{\eta_{\rm DT}} + \frac{Q_{CH}}{\eta_{\rm T}}}{\lambda} \cdot 3600 \, .$$

Расход тепловой энергии на собственные нужды установки равен

$$Q_{CH} = Q_H + Q_K - Q_P,$$

где  $Q_H$  – расход энергии на предварительный нагрев субстрата до температуры брожения, кВт·ч;  $Q_K$  – суточный расход энергии на компенсацию теплопотерь от ограждающих конструкций и трубопроводов, кВт·ч;  $Q_P$  – количество рекуперированной энергии, кВт·ч.

Расход тепла на предварительный нагрев субстрата [кВт·ч] определяется как

$$Q_H = \frac{c_H \rho_H V_H \left(T_H - T_1\right) n}{24 \cdot 3600},$$

где  $C_H$  – теплоемкость субстрата, кДж/(кг °С);  $\rho_H$  – плотность осадка, кг/м<sup>3</sup>;  $V_H$  – суточная доза загрузки, м<sup>3</sup>/сут;  $T_H$  – конечная температура нагрева сброженного осадка, °С;  $T_1$  – исходная температура смеси активного ила и сырого осадка, °С; n – число часов работы теплового насоса в сутки, ч/сут.

Среднесуточный расход тепла [кВт·ч], необходимый для компенсации теплопотерь через ограждающие поверхности биореактора при среднегодовой температуре наружного воздуха [2]

$$Q_{\rm K} = kF \left( T_{\rm H} - T_{\rm B} \right) \cdot 10^{-3} \cdot 24$$
,

где k – коэффициент теплопередачи, Вт/(м<sup>2</sup>·K); F – площадь ограждающих поверхностей биореактора, м<sup>2</sup>;  $T_H$  – температура субстрата в биореакторе, °C;  $T_B$  – температура наружного воздуха, °C [3; 7].

Максимальное суточное количество низкопотенциальной теплоты сброженного осадка, кВт:

$$Q_{eff}^{\max} = \frac{c_{H} \rho_{H} V_{H} \left( T_{H} - T_{OX\min} \right) \cdot 10^{-3}}{24 \cdot 3600},$$

где  $T_{OX min}$  – температура сброженного осадка в выгрузочном трубопроводе, необходимая для прекращения остаточного газовыделения, °C [1].

Среднесуточное количество рекуперируемого тепла [кВт·ч]:

$$0 \leq Q_P < Q_{eff}^{\max} \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} n ,$$

где є – коэффициент преобразования теплового насоса с учетом изоэнтропического и механического КПД компрессора теплового насоса.

Математическая модель и алгоритм выбора параметров теплообменных аппаратов и компрессора теплового насоса. Целью моделирования параметров теплообменных аппаратов и компрессора теплового насоса системы теплоснабжения биогазовых установок является оценка параметров и условий работы теплообменников и компрессора применительно к различным температурным режимам работы биогазовой установки, суточным дозам загрузки и физическим свойствам обрабатываемого осадка и хладагента.

Основные расчетные зависимости

 $N_{\rm k} = f({\rm параметров}),$  $N_{\rm то \ 6\pi} = f({\rm параметров}),$  $N_{\rm то \ orc} = f({\rm параметров}).$ 

Первая основная расчетная зависимость в таком случае будет выглядеть как

 $N_{\rm K} = f(\phi$ из. св-ва хладагента;  $V_{\rm H}$ ;  $t_{\rm H}$ ;  $G_{6\pi}$ ;  $G_{\mu 1}$ ;  $G_{\mu 2}$ ; тип ТО;  $\phi$ из. св-ва субстрата)

где  $N_{\kappa}$  – мощность компрессора, кВт; физ. св-ва хладагента – физические свойства хладагента, включающие в себя теплоемкость, вязкость, критические температура и давление;  $V_{\rm H}$  – суточная доза загрузки биореакторов, м<sup>3</sup>/сут;  $t_{\rm H}$  – температура анаэробного процесса;  $G_{6\pi}$  – подача насоса загрузки, м<sup>3</sup>/ч;  $G_{\mu 1}$ ,  $G_{\mu 2}$  – подача насосов циркуляции теплоносителя, м<sup>3</sup>/ч; тип ТО – типы теплообменных аппаратов; физ. св-ва субстрата – физические свойства осадка, включающие в себя теплоемкость, вязкость и плотность [11; 13];

$$V_{\rm H} = f(t_{\rm H}; V_{\rm p}),$$

физ. св-ва субстрата = f(влажность субстрата),

$$G_{\delta \pi} = f(V_{\rm H}),$$
  

$$G_{\pi 1} = f(d_1; Q_H; t_{\rm H}),$$
  

$$G_{\pi 2} = f(d_2; Q_0; t_{\rm H})$$

при  $W_{onr}$  – оптимальной скорости в трубопроводе равной 1 м/с; где  $V_p$  – объем реактора, м<sup>3</sup>;  $d_1$  – диаметр трубопровода к теплообменнику бака преднагрева, м;  $Q_H$  – расход энергии на предварительный нагрев субстрата до температуры брожения, Вт;  $d_2$  – диаметр трубопровода к теплообменнику отстойника эффлюента, м;  $Q_0$  – расход энергии, отбираемой от эффлюента, Вт.

Вторая основная расчетная зависимость в таком случае будет выглядеть как

$$F_{\text{то бл}} = \frac{Q_{\text{H}}}{k_{\text{то бл}} \Delta t_1},$$

где  $F_{\text{то бп}}$  – площадь теплообменника бака преднагрева, м<sup>2</sup>;  $k_{\text{то бп}}$  – коэффициент теплопередачи теплообменника бака преднагрева, Вт/м<sup>2</sup>·К;  $\Delta t_1$  – средний температурный напор через стенку теплообменника бака преднагрева, °С;

$$Q_{\rm H} = f(V_{\rm H}; t_{\rm H}; t_{\rm I}),$$

где  $t_1$  – температура исходного субстрата, °C;

$$\Delta t_1 = f(t_{\rm H}),$$

$$k_{\text{то бп}} = f(G_{\text{бп}}; G_{\text{ц1}}; \text{тип TO}; \phi$$
из. св-ва субстрата).

Третья основная расчетная зависимость в таком случае будет выглядеть как

$$F_{\rm to \, orc} = \frac{Q_o}{k_{\rm to \, \delta m} \Delta t_2},$$

где  $F_{\text{то отс}}$  – площадь теплообменника отстойника эффлюента, м<sup>2</sup>;  $k_{\text{то отс}}$  – коэффициент теплопередачи теплообменника отстойника эффлюента, Вт/м<sup>2</sup>·K;  $\Delta t_2$  – средний температурный напор через стенку теплообменника отстойника эффлюента, °C;

$$Q_{\rm o} = f(V_{\rm H}; t_{\rm H}; t_{\rm ox}),$$

где  $t_{ox}$  – температура, необходимая для прекращения остаточного газовыделения, °С;

$$\Delta t_2 = f(t_{\rm H}),$$

 $k_{\text{то отс}} = f(G_{\text{ц2}}; \text{тип TO}; \phi \text{из. св-ва субстрата}).$ 

Из теплового баланса:

$$Q_{\rm o} = Q_{\rm H} - N_{\rm K} + Q_{\rm nor1} + Q_{\rm nor2} + Q_{\rm K},$$

где  $Q_{\text{пот}}$  – потери теплоты от трубопроводов в окружающую среду, Вт;  $Q_{\kappa}$  – теплота, используемая для компенсации теплопотерь в окружающую среду от ограждающих поверхностей биореактора, Вт.

В результате проведенных теоретических исследований была составлена методика расчета энергетического баланса биогазовой установки с рекуперацией теплоты эффлюента при помощи компрессионного теплового насоса, согласно которому теплота, затрачиваемая на собственные нужды установки, полностью компенсируется за счет рекуперируемой теплоты с получением дополнительной товарной тепловой энергии.

### Литература

1. Отчет лаборатории биоэнергетических установок ГНУ ВИЭСХ РАСХН за 2006-2010 гг.

2. Рей Д., Макмайкл Д. Тепловые насосы. М.: Энергоиздат, 1982.

3. Шевелуха, В. С., Калашникова Е. А., Кочиева Е. З. и др. Сельскохозяйственная биотехнология. М.: Высш. школа, 2008.

4. Ковалёв А. А., Ковалёв Д. А., Харченко В. В. Сравнительные показатели тепловых насосов в системе теплоснабжения биогазовых установок // Механизация и электрификация сельского хозяйства. 2012. № 4.

5. Гюнтер Л. И., Гольдфарб Л. Л. Метантенки. М.: Стройиздат, 1991.

6. Баадер В., Доне Е., Бренндерфер М. Биогаз: теория и практика. М.: Колос, 1982.

7. Богданов П. Обеспечение теплового режима в биогазовой установке // Сб. науч. тр. Эстонский НИИ животноводства и ветеринарии. 1986. № 58; сельскохозяйственная литература СССР. 1988. № 1.

8. Варфоломеев С. Д., Калюжный С. В.Применение метода математического моделирования для изучения процессов конверсии биомассы в биогаз // Советско-финский симпозиум "Биогаз-85": Проблемы и решения. М., 1985.

9. Ковалев А. А., Марсагишвили Г. П.Режимы работы биогазовых установок в сельскохозяйственном производстве // Науч. тр. ВИЭСХ "Совершенствование методов эксплуатации с.х. установок. М., 1995. Т. 82.

### УДК 621.1

### МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПЕРЕНОСА ТЕПЛА В КОНДЕНСАТОРЕ ТЕПЛОВОЙ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ, РАБОТАЮЩЕЙ ПО ОРГАНИЧЕСКОМУ ЦИКЛУ РЕНКИНА

# А. В. Дмитренко<sup>1,2</sup>, М. И. Колпаков<sup>2</sup>, С. А. Закутнов<sup>2</sup>

### <sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, г. Москва, Россия <sup>2</sup>Российский университет транспорта (МИИТ), г. Москва

Ряд действующих энергетических предприятий на текущий момент нуждаются в проведении мероприятий, способствующих утилизации вторичных энергетических ресурсов. Это можно осуществить применением органического цикла Ренкина (ОРЦ). Однако это решение имеет существенный недостаток: высокие капитальные затраты на нетехнологичное теплообменное оборудование [1, 2].

Технически модернизацию котельных можно реализовать следующим образом: вместо обычных подогревателей исходной воды предлагается комбинированная установка, выступающая как конденсатор для ОРЦ генератора и водоподогреватель водоподготовительной установки (ВПУ).

Горячий источник в ОРЦ генераторе – отходящие газы (ОГ) котлоагреатов с температурой 200 °С. Холодный источник – вода, подаваемая на ВПУ, с температурой 10 °С, нагреваемая до 20 °С. Давление перед турбиной 2,4 МПа, перед конденсатором 0,15 МПа. Температура перед турбиной 457 К, после конденсатора 321,2 К. Рабочее тело – изопентан. Теплофизические свойства фреона приведены в таблице.

Характерные точки	Температура <i>t</i> <sub>i</sub> , К	Давление Р <sub>і</sub> , МПа	Плотность <sub>рi</sub> , кг/м <sup>3</sup>	Энтальпия h <sub>i</sub> , кДж/кг	Энтропия S <sub>i</sub> , кДж/(кг*К)
1	457	2,4	72,916	592,98	1,472
2	378,66	0,15	3,5525	487,87	1,492
3	321,22	0,14998	4,3023	376,48	1,1735
4	321,22	0,14998	597,33	28,822	0,091184
5	322,09	2,4	600,03	32,59	0,091214
6	447,84	2,4	402,39	395,91	1,0327
7	447,84	2,4	82,762	560,23	1,3996

Результаты расчета в характерных точках ОРЦ на пентане

КПД цикла Ренкина составит 0,181. Электрическая мощность 100 кВт при расходе фреона 0,987 кг/с. Проектируемый конденсатор-подогреватель ВПУ кожухотрубной конструкции. По математической модели конденсатор разбивается на две зоны: зона охлаждения I и зона конденсации II с рассчитанными тепловыми потоками  $Q_i$ , кВт.

Для определения температурных напоров для каждой из зон требуется найти среднелогарифмический температурный напор, °С:

$$\theta_{\rm i} = \frac{\Delta t_{\rm max} - \Delta t_{\rm min}}{\ln \frac{\Delta t_{\rm max}}{\Delta t_{\rm min}}},$$

где  $\Delta t_{max}$  и  $\Delta t_{min}$  – наибольшая и наименьшая разность температур на концах участка, °С.

Диаметр оребренных медных трубок  $d_{nap} = 20$  мм, толщина стенки трубки  $\delta_{cr} = 1$  мм, ее длина l = 2 м. Шаг ребер относительно друг друга  $S_p = 2$  мм, диаметр ребра  $D_p = 24$  мм, толщина ребра  $\delta_p = 0.5$  мм. Условная высота ребра, м, составит

$$h_p = 0,785 \; rac{D_{
m p}^2 - d_{
m Hap}^2}{D_{
m p}^2}$$
 .

Площадь оребренной трубки равна, п.м,

$$F_{op} = \pi d_{\mu ap} \left(1 - \frac{\delta_{p}}{S_{p}}\right) + \pi \left(D_{p} \frac{\delta_{p}}{S_{p}}\right) + \frac{D_{p}^{2} - d_{\mu ap}^{2}}{2 S_{p}}.$$

Коэффициент оребрения рассчитывается по формуле

$$\beta = \frac{F_{op}}{F_{H}},$$

где F<sub>н</sub> – площадь погонного метра гладкой трубы, м<sup>2</sup>

В первом приближении задается скорость воды в трубках, м/с, далее находится число трубок, шт:

$$n_x = \frac{4 G_2}{\rho w_{\mathrm{G}_2} d_{\scriptscriptstyle \mathrm{GH}}^2 \pi},$$

і-й коэффициент теплоотдачи по охлаждающей воде находится по формуле

$$\alpha_{\text{in}_{i}} = 0.024 \text{ Re}^{0.8} \text{ Pr}^{0.43} \frac{\lambda_{\text{in}_{i}}}{d_{_{6H_{i}}}}$$

где Nu<sub>ini</sub> – число Нуссельта по воде при турбулентном течении (если Re > 10000);  $\lambda_{out(in)i}$  – коэффициент теплопроводности воды, Вт/м, Рг – критерий Прандтля, в соответствии с REEPROP ver.8.0;

$$\operatorname{Re}_{i} = \frac{w_{G1(G2)} d_{_{6H}(e)_{i}}}{\vartheta_{i}},$$

*w*<sub>G1 (G2)</sub> – скорость теплоносителя, м/с; *d*<sub>вн (e);</sub> – диаметр трубок/межтрубного пространства, м;  $\vartheta_i$  – кинематическая вязкость, м<sup>2</sup>/с.

В первой итерации коэффициент теплоотдачи со стороны пара к трубкам выражается

$$\alpha_{\text{out}_{i_1}} = 0.728 \sqrt[4]{\frac{g \rho_{i_f}(h_i - h_{i-1}) \lambda^3}{\vartheta_{i_f} \theta_i d_{map}}} (1.0393 \sqrt{\frac{\pi n}{2}})^{-0.167} (1.3 \frac{F_e}{F_{op}} (\frac{d_{map}}{h_p})^{0.25} + \frac{F_e}{F_{op}})$$

Коэффициент теплоотдачи, Bt/(С м<sup>2</sup>), для каждого из участков находится по формуле

$$K_i = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{\text{out}_i}} + \frac{\delta_{cm}}{\lambda_c} + r_3 + \frac{1}{\alpha_{\text{in}_i}}},\tag{1}$$

 $r_3$  – сопротивление загрязнения м<sup>2</sup>·К/Вт;  $\lambda_c$  – теплопроводность стенки трубки, м<sup>2</sup>·К/Вт. Площадь і-го участка конденсатора, м<sup>2</sup>, вычисляется

$$F_{i} = \frac{Q_{i}}{K_{i} \theta_{i}}.$$
(2)

Вторая и последующие итерации ведутся с учетом геометрии аппарата, влияющие на критериальные параметры.

Расчёт второй итерации начинается с нахождения числа трубок в конденсаторе, м,

$$n_{\rm i} = \frac{F_{\rm sum_{\rm i}} l}{F_{op}}.$$
(3)

Проходное сечение рассчитывается, исходя из условия, что движение фреона продольно-поперечное:

$$f_{i} = 0.2 \ (0.593 \ \psi \sqrt{\frac{F_{sum_{i}} d_{hap}}{l \eta_{rp}}}) \ \left(1 - \left(\frac{d_{hap}}{1.3 \frac{d_{hap} + D_{p}}{2}}\right) \ 0.830\right), \tag{4}$$

где S – расстояние между осями трубок, м;  $\psi$  – относительный шаг треугольной разбивки трубок;  $\eta_{mn}$  – коэффициент заполнения трубной доски.

В следующих итерациях коэффициент теплоотдачи фреона по зонам выражается

$$\alpha_{\text{out}_{i_j}} = 0.43 \, \alpha_{\text{out}_{i_{j-1}}} \, (\text{Re}_{\text{I}})^{0.12} \, (\text{Pr}_{\text{I}})^{-0.33} \, .$$
(5)

После нахождения значений в формуле (5) вновь рассчитываются значения параметров (1)-(4). Критериями сходимости представленной модели являются: сходимость по числу трубок и минимальному расхождению параметров в конечной итерации и предыдущей. Полученные геометрические параметры конденсатора:

Единичная длина трубки <i>l</i> , м	2
Расстояние между осями трубок <i>S</i> , м	0,023
Внутренний диаметр трубок $d_{\rm BH}$ , м	0,018
Наружный диаметр трубок <i>d</i> <sub>нар</sub> , м	0,020
Циаметр ребра трубки $D_{p}$ , м	0,024
Шаг ребра трубки S <sub>p</sub> , м	0,002
Голщина ребра трубки δ <sub>р</sub> , м	0,001
Внутренний диаметр обечайки конденсатора $D_{\rm BH}$ , м	0,408
	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·

Составленная методика, основанная на работах [3–5], применима для предварительных тепловых расчетов и может быть дополнена зависимостями, основанными на базе стохастической теории турбулентности и теории эквивалентности мер [6, 7].

При движении среды в межтрубном пространстве, коэффициент теплоотдачи, полученный в уравнении (5) парожидкостной среды выражается

$$\alpha_{\rm is} = f(\alpha_{\rm k}; \ \alpha_{\rm out_{\rm i}}), \tag{6}$$

где  $\alpha_{\text{out}_{i_j}}$  – коэффициент теплоотдачи для потока пара при конденсации, Вт/(С м<sup>2</sup>). Значение  $\alpha_k$  для однофазного потока жидкости при турбулентном режиме течения выражается как

$$\alpha_{\rm k} = \frac{\lambda_{\rm f} \, {\rm Nu}_{\rm f_i}}{f_{\rm i}},\tag{7}$$

$$Nu_{f_{i}} = 0.021 \operatorname{Pr}_{L}^{0.43} \operatorname{Re}_{d}^{0.8} ({}^{\mathrm{Pr}_{L}} / \operatorname{Pr}_{w})^{0.25}, \qquad (8)$$

где Nu<sub>fi</sub>, Pr<sub>L</sub>, Re<sub>d</sub> – критерии Нуссельта, Прандтля и Рейнольдса, показатели *L*, *W* характеризуют ядро потока поток на стенке,  $f_i$  – диаметр трубы конденсатора,  $\lambda_f$  – теплопроводность жидкой фазы рабочего тела. Известно, что для числа Нуссельта отклонение от экспериментальных данных составляет ±20–25%. Выражения, полученные в (1), (6), (7) учитывают характеристики турбулентности потока, влияющие на процессы, фазового перехода.

#### Литература

1. Dmitrenko A. V. and Kolosova M. A. The possibility of using low-potential heat based on the organic Rankine cycle and determination of hydraulic characteristics of industrial units based on the theory of stochastic equations and equivalence of measures // J. of Heat and Mass Transfer. 2020. Vol. 21(1). P. 125–132.

2. Дмитренко А. В., Колосова М. А. Модернизация энергетических комплексов железнодорожных станций и возможности использования низкопотенциальной теплоты на основе органического цикла Ренкина // Наука и техника транспорта. 2017. № 3. С. 39–45.

3. Данилова Г. Н. Теплообменные аппараты холодильных установок. 2-ое изд., перераб. и доп. Л.: Машиностроение, 1986.

4. Берман С. С. Расчет теплообменных аппаратов. М.: Госэнергоиздат, 1962.

5. Баркластов А. М., Горбенко В. А., Удыма П. Г. Проектирование, монтаж и эксплуатация тепло- массообменных установок. М.: Энергоиздат, 1981

6. Dmitrenko A.V. Uncertainty relation in turbulent shear flow based on stochastic equations of the continuum and the equivalence of measure s// Continuum Mech. and Thermodyn. 2019. https://doi.org/10.1007/s00161-019-00792-0.

7. Dmitrenko A. V. Stochastic equations for continuum and determination of hydraulic drag coefficients for smooth flat plate and smooth round tube with taking into account intensity and scale of turbulent flow // Continuum Mech. and Thermodyn. 2017. Vol. 29, No. 1. P. 1–9.

8. Dmitrenko A. V. Theoretical solutions for spectral function of the turbulent medium based on the stochastic equations and equivalence of measures // Continuum Mech. and Thermodyn. 2021. Vol. 33. P. 603–610.

# УДК 621.311.22

# ОЦЕНКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ ТЭЦ С УЧЕТОМ ВЫРАБОТКИ ЭЛЕКТРОЭНЕРГИИ НА ТЕПЛОВОМ ПОТРЕБЛЕНИИ

### М. М. Замалеев, Р. И. Камалова, М. А. Малешина, В. А. Трусова

Ульяновский государственный технический университет, г. Ульяновск, Россия

Рассмотрены существующие методы определения энергетической эффективности тепловых электростанций. Описаны разработанные авторами методики расчета техникоэкономических показателей ТЭЦ при изменении тепловых схем и режимов работы оборудования, совмещающие в себе метод удельной выработки электроэнергии на тепловом потреблении и нормативную методику расчета показателей тепловой экономичности энергетического оборудования электростанций в соответствии с РД 34.08.552-93 и РД 34.08.552-95.

В современных условиях регулируемых экономических отношений в сфере тепло- и электроэнергетики формирование тарифов напрямую зависит от показателей тепловой экономичности ТЭЦ.

До 1996 г. на ТЭС РАО «ЕЭС России» применялся балансовый («физический») метод расчета расхода топлива на каждый из видов энергии [1], основанный на расчете балансовых уравнений потоков энергии без учета действия второго закона термодинамики. В основе этого метода лежит принцип качественного равенства производимых на ТЭЦ электрической и тепловой энергии. При таком расчете допускается, что количество теплоты, отданной паром в конденсаторе, и такое же количество теплоты, полученной в энергетическом котле, равноценны. Расчеты основываются на законе сохранения и превращения энергии, т. е. первом законе термодинамики. В соответствии с этим методом вся экономия топлива от теплофикации относится к электрической энергии, а себестоимость производства теплоты соответствовала отпуску ее непосредственно от энергетических котлов. Высокие тарифы на теплоту (зависящие от ее себестоимости) обусловили в 1992–1994 гг. массовое строительство на промышленных предприятиях индивидуальных котельных [2].

Применение «физического» метода условиях развала системы государственного планирования и бессистемного принятия решений о строительстве котельных вызвало отток потребителей тепла от ТЭЦ и перевод промышленных потребителей на собственные источники теплоснабжения. За период с 1985 по 1995 г. отпуск тепла от ТЭЦ снизился на 164 млн. Гкал, или на 23%, что вызвало необходимость перехода отрасли на действующий в настоящее время метод раздельного производства энергии [3]. На электростанциях этот метод часто называют «пропорциональным».

Начиная с 1996 г., метод [3] стал применяться в качестве официально признанного в электроэнергетике. В отличие от физического метода распределения затрат топлива, метод раздельного производства энергии учитывает ценность пара из отборов турбин, которые

обеспечивают отпуск тепловой энергии по комбинированному циклу. В итоге внедрение метода раздельного производства привело к тому, что значение удельного расхода условного топлива (УРУТ), относимое на отпуск тепла от ТЭС, снизилось в целом по отрасли на 29 кг/Гкал (со 175 до 146 кг/Гкал), а значение УРУТ на отпуск электроэнергии возросло на 34 г/(кВт·ч) – с 312 до 346 г/(кВт·ч) [4].

Недостатками описанных выше методов оценки тепловой экономичности ТЭС в соответствии с РД 34.08.552 является необходимость значительного количества исходных данных и трудоемких вычислений.

Для оценки энергетической эффективности структурных изменений в тепловых схемах ТЭС в научно-исследовательской лаборатории «Теплоэнергетические системы и установки» (НИЛ ТЭСУ) Ульяновского государственного технического университета разработана методика [5], основанная на использовании такого показателя тепловой экономичности как удельная выработка электроэнергии на тепловом потреблении (УВЭТП). При расчете показателей энергетической эффективности методом УВЭТП учитывается величина удельной выработки электроэнергии за счет отборов пара турбины и регенеративного подогрева конденсата пара, используемого для подогрева теплоносителей.

Применение методики УВЭТП позволяет быстро и с достаточной для технических расчетов точностью оценить изменение тепловой экономичности ТЭЦ в тоннах условного топлива с использованием минимального количества исходных данных. Однако основным недостатком рассмотренной методики является отсутствие возможности оценки значений удельных расходов условного топлива на отпуск тепловой и электрической энергии, а также основных технико-экономических показателей (ТЭП) ТЭС. Этот недостаток был исключен в разработанной авторами методике расчета технико-экономических показателей ТЭЦ, совмещающей метод удельной выработки электроэнергии на тепловом потреблении [5] и методики оценки энергетической эффективности работы ТЭЦ в соответствии с РД 34.08.552-93 «Методические указания по составлению отчета электростанций и акционерного общества энергетики и электрификации о тепловой экономичности оборудования» и РД 34.08.552-95 «Методические указания по составлению отчета электростанции и акционерного общества энергетики и электрификации о тепловой экономичности оборудования».

Разработанный авторами метод позволяет производить расчёты технико-экономических показателей ТЭЦ в соответствии с официально признанными в электроэнергетике методиками. Основным преимуществом является возможность быстрой оценки величины выработки электроэнергии на тепловом потреблении при изменении схемы или режима работы ТЭЦ с последующим учетом этой величины при расчете ТЭП в соответствии с РД 34.08.552-93 или РД 34.08.552-95.

Для автоматизации расчетов разработанная методика реализована в виде программных комплексов для ЭВМ:

1. Расчет показателей тепловой экономичности ТЭЦ в соответствии с РД 34.08.552-93 «Методические указания по составлению отчета электростанции и акционерного общества энергетики и электрификации о тепловой экономичности оборудования» [6].

2. Расчет показателей тепловой экономичности ТЭЦ в соответствии с РД 34.08.552-95 «Методические указания по составлению отчета электростанции и акционерного общества энергетики и электрификации о тепловой экономичности оборудования» [7].

Отличительная особенность расчетной модели для РД 34.08.552-95 в сравнении с «физическим» методом (РД 34.08.552-93) заключается в необходимости расчета дополнительных показателей, таких как

- коэффициенты ценности теплоты, отпускаемой из отборов турбин;

 увеличение расхода тепла на производство электроэнергии при условном отсутствии отпуска тепла внешним потребителям из отборов и от конденсаторов турбин;  – коэффициент увеличения расхода топлива котлами при условном отсутствии отпуска тепла внешним потребителям из отборов и от конденсатора турбин;

 коэффициент увеличения расхода тепла на производство электроэнергии при условном отсутствии отпуска тепла внешним потребителям из отборов и от конденсатора турбин;

– коэффициент отнесения затрат топлива энергетическими котлами на производство электроэнергии.

В настоящее время расчет показателей тепловой экономичности на ТЭЦ, как правило, выполняется по обеим методикам как в соответствии с РД 34.08.552-93, так и РД 34.08.552-95.

Для анализа сопоставимости результатов расчетов показателей тепловой экономичности ТЭЦ, проведенных по методике РД 34.08.552-93, РД 34.08.552-95 и УВЭТП, рассмотрим технологию использования инфраструктуры ТЭЦ для утилизации снега [8]. Плавление снега происходит в стационарной снегоплавильной установке, теплоносителем для которой является поток обратной сетевой воды. Расход обратной сетевой воды, проходящей через теплообменную установку, составляет 3500 т/ч, количество утилизируемого снега – 650 т/ч. Принятое число часов работы снегоплавильной установки – 500 ч. В расчете учитывалось изменение выработки электроэнергии на тепловом потреблении за счет увеличения расхода пара из отопительного отбора турбины.

Проведенные в соответствии с РД 34.08.552-93 и РД 34.08.552-95 расчеты показали, что внедрение на ТЭЦ новой технологии утилизации снега за счет использования обратной сетевой воды позволяет улучшить удельные расходы условного топлива на отпуск электроэнергии более чем на 6 г/кВтч, а на отпуск теплоты – на 0,26 кг/Гкал. В абсолютных значениях годовая экономия условного топлива, относимая на отпуск электроэнергии, составляет 3369 т и 620 т – относимая на отпуск теплоты.

Расчет экономии условного топлива для новой технологии утилизации снега на ТЭЦ за счет обратной сетевой воды, проведенный по методике УВЭТП, показал, что годовое снижение расхода условного топлива на отпуск электроэнергии составляет 3392 т.

Отклонение результатов расчета экономии условного топлива рассмотренными методами составляет 0,7%. Сходимость результатов расчета экономии топлива также подтверждается и для других вариантов оптимизации тепловых схем и режимов работы ТЭЦ. Таким образом, полученные результаты позволяют сделать вывод, что расчеты абсолютных значений экономии условного топлива, проведенные по методике РД 34.08.552-93, РД 34.08.552-93 и УВЭТП, дают сопоставимый результат.

Использование разработанных программных комплексов позволяет оценить тепловую экономичность ТЭЦ двумя методами с минимальными затратами времени на выполнение расчетов. Особенностью разработанных программ является возможность выполнения верификации расчетных математических моделей для существующего режима работы ТЭЦ (до внесения изменений в тепловую схему или режим работы). Последующие расчеты для новых тепловых схем или режимов работы выполняются с использованием верифицированной математической модели, что позволяет получить достоверные значения изменения показателей экономичности ТЭЦ.

Следует отметить, что в настоящее время разработанные авторами программные комплексы используются в филиале «Ульяновский» ПАО «Т Плюс» при ежемесячных и ежесуточных расчетах показателей тепловой экономичности оборудования в рамках подготовки ценовых заявок для оптового рынка электроэнергии и мощности, а также для оценки влияния структурных и режимных изменений в схемах ТЭЦ на ТЭП.

### Выводы

1. Разработана методика расчета технико-экономических показателей ТЭЦ при изменении тепловых схем и режимов работы оборудования, совмещающая в себе метод удельной выработки электроэнергии на тепловом потреблении и нормативную методику расчета показателей тепловой экономичности энергетического оборудования электростанций в соответствии с РД 34.08.552-93 и РД 34.08.552-95.

2. Для автоматизации расчетов разработанная методика реализована в виде программных комплексов для ЭВМ:

– расчет показателей тепловой экономичности ТЭЦ в соответствии с РД 34.08.552-93 «Методические указания по составлению отчета электростанции и акционерного общества энергетики и электрификации о тепловой экономичности оборудования»;

– расчет показателей тепловой экономичности ТЭЦ в соответствии с РД 34.08.552-95 «Методические указания по составлению отчета электростанции и акционерного общества энергетики и электрификации о тепловой экономичности оборудования».

3. Предложенная методика и разработанные на ее основе программные комплексы позволяют производить расчёты технико-экономических показателей работы ТЭЦ, в том числе удельных расходов условного топлива, для существующих и перспективных режимов, а также производить быструю оценку влияния величины выработки электроэнергии на тепловом потреблении при изменении схемы или режима работы ТЭЦ на тепловую экономичность при расчете ТЭП в соответствии с РД 34.08.552-93 и РД 34.08.552-95.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Соглашение № 075-15-2021-584).

### Литература

1. Методические указания по составлению отчета электростанции и акционерного общества энергетики и электрификации о тепловой экономичности оборудования: РД 34.08.552-93. М.: СПО ОРГРЭС, 1993.

2. Буров В. Д. и др. Тепловые электрические станции: учебю для студ. вузов / Под ред. В. М. Лавыгина, А. С. Седлова, С. В. Цанева. 3-е изд. М.: Издательский дом МЭИ, 2009. – 466 с.

3. Методические указания по составлению отчета электростанции и акционерного общества энергетики и электрификации о тепловой экономичности оборудования: РД 34.08.552-95. М.: ОРГРЭС, 1995. – 124 с.

4. Калмыков М. В. О возможных подходах к методологии распределения затрат сжигаемого топлива на отпуск электрической и тепловой энергии // Энергетик. 2010. № 6. С. 13–15.

5. Шарапов В. И. Методика оценки энергетической эффективности структурных изменений в тепловых схемах ТЭС // Труды Академэнерго. 2015. № 2. С. 27–37.

6. Свид. 2016662635 Российская Федерация. Свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ. Расчет показателей тепловой экономичности ТЭЦ в соответствии с РД 34.08.552-93 / М. М. Замалеев, В. И. Шарапов, И. В. Губин, В. А. Павлов, И. В. Япаров; заявл. 22.09.16; опубл. 16.11.16. Реестр программ для ЭВМ.

7. Свид. 2016662634 Российская Федерация. Свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ. Расчет показателей тепловой экономичности ТЭЦ в соответствии с РД 34.08.552-95 / М. М. Замалеев, В. И. Шарапов, И. В. Губин, В. А. Павлов, И. В. Япаров; заявл. 22.09.16; опубл. 16.11.16. Реестр программ для ЭВМ.

8.Замалеев М. М., Шарапов В. И., Губин И. В., Павлов В. А. Использование энергетического потенциала ТЭЦ для нужд коммунального хозяйства // Труды Академэнерго. 2016. № 2. С. 46–57.

### УДК 621.187.12

### ОЦЕНКА МИНИМАЛЬНОГО СБРОСНОГО КОЛИЧЕСТВА ВЫПАРА ТЕРМИЧЕСКОГО ДЕАЭРАТОРА

#### М. В. Золин, О. В. Пазушкина, А. В. Марченко

#### Ульяновский государственный технический университет, г. Ульяновск, Россия

Задачи исследования. Качество и надежность десорбции из воды коррозионноагрессивных газов при термической деаэрации, ее массообменная и энергетическая эффективность в значительной мере определяются эффективностью отвода выпара. Выпар представляет собой смесь удаляемых из воды неконденсирующихся газов и несконденсировавшейся части десорбирующего агента – греющего пара или перегретой воды из деаэратора.

Выпар является весьма ценным теплоносителем, содержащим преимущественно насыщенный пар при рабочих параметрах деаэратора. Так, при расходе питательной воды на теплоисточнике 1000 м<sup>3</sup>/ч и нормативном расходе выпара с отводимой паровоздушной смесью из деаэратора удаляется около 5 ГДж/ч теплоты и 1,5 т конденсата. Расчеты показывают, что при номинальной нагрузке атмосферного деаэратора с удаляемым выпаром теряется более 11% подаваемого греющего пара, а при 30% нагрузке деаэратора – до 40% подаваемого пара.

Попыток теоретического обоснования технологически необходимого расхода выпара никогда не предпринималось. Даже строгого обоснования установленных стандартом величин удельного расхода выпара не существует.

Знание величины минимально возможного количества выпара (назовем его теоретически необходимым) нужно как для оценки массообменной эффективности существующих конструкций термических деаэраторов, так и для поиска путей повышения качества и экономичности деаэрации и всего теплоисточника в целом [1].

Объектом исследования являются термические деаэраторы. Предметом исследования является процесс физической десорбции растворенного кислорода из воды.

Задача исследования заключается в разработке математического описания процесса физической десорбции газа (на примере растворенного кислорода) при решении балансовых уравнений деаэрации и определении величины минимально возможного количества выпара термического деаэратора.

Разработка математического описания процесса десорбции коррозионных газов. Теоретический удельный расход выпара  $d_{guin}^{min}$ , кг/т, необходимый для удаления растворенного кислорода O<sub>2</sub>, можно определить, приняв, что на выходе из деаэратора достигается равновесие между жидкой и газовой фазами [2, 3]. Уравнение материального баланса процесса деаэрации можно записать в виде

$$G_{u,e}X_{u,e} + D_nY_n = G_{\partial,e}X_{\partial,e} + D_{ebin}Y_{ebin},\tag{1}$$

где  $G_{\partial.6}$  – количество деаэрированной воды, т/ч;  $D_n$ ,  $D_{6bin}$  – расходы греющего пара, подаваемого в деаэратор, и выпара на выходе из него, т/ч;  $X_{u.6}$ ,  $X_{\partial.6}$  – концентрации кислорода в воде на входе в деаэратор и на выходе из него, мкг/дм<sup>3</sup>;  $Y_n$ ,  $Y_{6bin}$  – содержание O<sub>2</sub> в греющем паре на входе в деаэратор и в выпаре на выходе из деаэратора, мкг/дм<sup>3</sup>.

Количество воды, образовавшейся в результате процесса деаэрации, с учетом конденсации части греющего пара рассчитывается по формуле

$$G_{\partial,e} = G_{u,e} + D_n - D_{ebin}.$$
 (2)

Из уравнения теплового баланса деаэратора

$$G_{u,s}i_{u,s} + D_n i_n = G_{\partial,s}i_{\partial,s} + D_{sbin}i_{sbin}, \tag{3}$$

необходимое количество греющего пара составляет

$$D_n = \frac{G_{u,s}(i_{\partial,s} - i_{u,s}) + D_{\delta \cup n}(i_{\delta \cup n} - i_{\partial,s})}{i_n - i_{\partial,s}},\tag{4}$$

где  $i_{u.s}$ ,  $i_{\partial.s}$ ,  $i_n$ ,  $i_{sbin}$  – энтальпии соответственно исходной и деаэрированной воды, греющего пара и выпара, кДж/кг.

Выразим У через концентрации газа в воде.

Согласно закону Дальтона общее давление газовой или парогазовой смеси равно сумме парциальных давлений газов и паров, составляющих смесь. Отсюда следует, что парциальное давление  $O_2$  в паре  $p_{o_2}$ , Па, равно

$$p_{o_2} = pY,\tag{5}$$

где p – общее давление смеси, Па; Y – мольная доля O<sub>2</sub>, мкг/дм<sup>3</sup>.

Из закона Генри концентрация газа, растворенного в воде, пропорциональна давлению этого газа над поверхностью воды. Парциальное давление  $O_2$  над раствором  $p_{o_2}$ , Па, составляет

$$p_{o_2} = K_2 X, \tag{6}$$

где  $K_2$  – коэффициент Генри, Па; X – мольная доля O<sub>2</sub> в воде, мкг/дм<sup>3</sup>.

С учетом выражения (6) мольная доля О2 в парогазовой смеси У равна

$$Y = \frac{K_c X}{p}.$$
(7)

Концентрация кислорода в греющем паре на входе в деаэратор  $Y_n$  равна нулю. Концентрация  $O_2$  в выпаре, покидающем деаэратор, зависит от схемы движения воды и пара в аппарате.

Рассмотрим противоточную, наиболее эффективную [3, 4], организацию движения воды и пара в деаэраторе. При противоточном движении воды и пара в деаэраторах содержание О<sub>2</sub> выражается как

$$Y_{6bin} = \frac{K_c X_{u.6}}{p}.$$
(8)

В работах [1, 2] авторами установлено, что при определении удельного расхода выпара  $d_{sbin}$ , кг/т, правильнее расход выпара относить не к производительности деаэратора  $G_{\partial.s}$ , т/ч, как регламентируется [5], а к расходу исходной деаэрируемой воды  $G_{u.s}$ , т/ч:

$$d_{6bin} = \frac{D_{6bin}}{G_{u.6}},\tag{9}$$

поскольку отношение общего расхода выпара к производительности деаэратора подразумевает необходимость поддержания при эксплуатации деаэрационной установки постоянного расхода выпара, соответствующего номинальной производительности деаэратора. Очевидно, что при частичных нагрузках деаэратора, при которых, как правило, и эксплуатируются деаэраторы, это приводит к неоправданному понижению экономичности термической деаэрации из-за избыточного расхода выпара. С учетом сказанного выше минимальный удельный расход выпара, кг/т, можно определить как

$$d_{gbin}^{min} = \frac{10^{3} [X_{u,e} - X_{\partial,e} \frac{l_{n} - l_{u,e}}{i_{n} - i_{\partial,e}}]}{X_{u,e} \frac{K_{2}}{p} - X_{\partial,e} \frac{l_{n} - l_{ebin}}{i_{n} - l_{\partial,e}}}.$$
(10)

Ниже приведен пример расчета [6] минимального теоретически необходимого расхода выпара (рис. 1, 2). Для расчета приняты параметры работы широко распространенного атмосферного деаэратора типа ДА-25.

🖕 Расчет минимального удельного расхода выпара			$\times$
Сервис			
Расход	25,00	Ŀ	H
Температура исходной воды (°C)	67	L.	8
Температура деаэрированной воды (°C)	104	4	8
Температура выпара (°C)	101	ł	
Концентрация О₂ в исходной воде (мг/кг)	13	l.	8
Концентрация О₂ в деаэрированной воде (мкг/кг)	30	ŀ	3
Общее давление смеси (МПа)	0,120	le.	H
Энтальпия пара	3014,5		
Энтальпия пара	3014,5		
Энтальпия выпара	2677,9		
Энтальпия исходной воды	280,4 435,95		
Энтальпия деаэрированной воды			
Коэффициент Генри для системы вода-кислород (Па*10⁵)	6577,022		
Минимальный удельный расход выпара, кг/т Противоток	0.017829	3355823	5
Расход пара на производство дзарированной воды, кг	0,445733	3895590	4
	Запись в	журнал	

Рис. 1. Окно программы «Расчет минимального удельного расхода выпара



Рис. 2. График зависимости минимального удельного расхода выпара от температуры исходной воды

Значения фактического расхода выпара при полностью открытом трубопроводе отвода выпара определяются по формуле

$$d_{GBIR} = \frac{3600\rho vS}{G_{\partial.6}},\tag{11}$$

где  $\rho$  – плотность парогазовой смеси, кг/м<sup>3</sup>; v – скорость отвода выпара, м/с; S – площадь сечения трубопровода отвода выпара, м<sup>2</sup>;  $G_{\partial, \beta}$  – производительность деаэратора, т/ч.

При этом скорость отвода выпара определяется по уравнению

$$\nu = \frac{1}{\sqrt{1+\zeta}} \sqrt{\frac{2(p_{\partial} - p_{am_{\mathcal{M}}})}{\rho}},\tag{12}$$

где  $p_{amm}$  – атмосферное давление, Па;  $p_{\partial}$  – давление в деаэраторе, Па;  $\rho$  – плотность пара в состоянии насыщения, кг/м<sup>3</sup>;  $\zeta$  – коэффициент гидравлического сопротивления. Формула получена без учета упругости водяных паров. Обычно скорость выпара принимается в деаэраторах атмосферного давления 50–60 м/с.

Оценивая значение расхода выпара по сечению патрубка выпара термического деаэратора, можно заключить, что удельный расход выпара для деаэратора ДА-25 с рабочим давлением 0,12 МПа и диаметром трубопровода отвода выпара 50 мм при полностью открытом запорном органе на трубопроводе выпара может составлять 8,5 кг/т. Таким образом, фактический расход выпара превышает нормативный в 4 раза.

Результаты нашего обследования [7] и экспериментального исследования [8] ряда теплоисточников показали, что на многих теплоисточниках сбросная теплота и масса выпара не утилизируются, а расход выпара никак не регулируется. Обычно это объясняется низкой надежностью устройств для отвода и утилизации выпара из-за коррозионных повреждений их поверхностей нагрева. В этих условиях повышенный расход выпара приводит к ощутимому понижению экономичности теплоисточника.

Заключение. Существующее различие значений нормативного (для атмосферного деаэратора 2 кг/т) и теоретически необходимого удельного расхода выпара  $d_{\rm BbIII}^{min}$  объясняется тем, что теоретический расход соответствует деаэратору с бесконечно большой поверхностью контакта жидкой и газовой фаз. В реальных аппаратах массообмен протекает при ограниченной поверхности контакта фаз и в течение ограниченного времени, поэтому принятое при расчете равновесие между водой и паром не может быть достигнуто. Кроме того, помимо кислорода  $O_2$ , с выпаром удаляется и диоксид углерода  $CO_2$ . Тем не менее, столь значительное различие между значениями расхода выпара говорит о настоятельной необходимости его снижения.

Действительный расход выпара, как правило, еще и в несколько раз превышает нормативный. Запорный орган на трубопроводе выпара обычно поддерживается в полностью открытом состоянии, т. е. расход выпара соответствует пропускной способности трубопровода. Потери сбросной теплоты и конденсата выпара при этом весьма значительны.

Выполненная авторами экспериментальная проверка [1, 7] работы деаэратора показала, что в деаэраторах современных конструкций существуют реальные технологические возможности для радикального снижения удельного расхода выпара.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-584).

#### Литература

1. Sharapov V. I. The vapor of thermal deaerators as a factor of their energy efficiency // Power Technology and Engineering. 2020. Vol. 54, No. 1. P. 96–100.

2. Шарапов В. И., Малинина (Пазушкина) О. В. Определение теоретически необходимого количества выпара термических деаэраторов // Теплоэнергетика. 2004. № 4. С. 63–66.

3. Sharapov V. I., Malinina (Pazushkina) O. V. Determining the theoretically required vaporventing rate for thermal deaerators // Thermal Engineering. 2004. Vol. 51, No. 4. P. 321–324.

4. Leduhovsky G. V. Modeling the water decarbonization processes in atmospheric deaerators // Thermal Engineering. 2017. Vol. 64, No. 2. P. 127–133.

5. Расчет и проектирование термических деаэраторов. РТМ 108.030.21-78 / В. А. Пермяков, А. С. Гиммельберг, Г. М. Виханский, Ю. М. Шубников. Л.: НПО ЦКТИ. 1979. – 130 с.

6. Расчет минимального удельного расхода выпара / О. В. Пазушкина, В. С. Врясов. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ № 2021613479. Рег. от 09.03.2021.

7. Шарапов В. И., Пазушкина О. В. Исследование и разработка технологий термической деаэрации воды на теплоисточниках // Труды Академэнерго. 2008. № 1. С. 84–98.

8. Ледуховский Г. В. Экспериментальные исследования и моделирование процессов удаления из воды углекислоты в деаэраторах атмосферного давления // Вестн. ИГЭУ. 2016. Вып. 3. С. 5–13.

УДК 621.1.016

### ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫНОСНОГО КОНТАКТНОГО ПОДОГРЕВАТЕЛЯ ЖИДКОСТИ

#### Д. Г. Калишук, Н. П. Саевич, А. А. Ковалева, А. Э. Левданский

Белорусский государственный технологический университет, г. Минск

Контактные теплообменники достаточно широко применяются в химической, горноперерабатывающей и пищевой промышленности и других сферах человеческой деятельности для нагрева чистых жидкостей, а также растворов и суспензий [1–3]. Теплообмен в таких аппаратах протекает более интенсивно по сравнению с поверхностными, а сами теплообменники обладают меньшей материалоемкостью и стоимостью, они проще по конструкции и в эксплуатации. Недостатком контактных теплообменников является то, что они применимы в случаях, когда допускается смешение нагреваемой технологической среды с греющим агентом.

Высокая интенсивность теплообмена в контактных подогревателях по сравнению с поверхностными объясняется непосредственным вводом острого пара в нагреваемую среду. Нагрев острым паром имеет следующие преимущества по сравнению с нагревом глухим паром:

 при использовании острого пара отсутствует термическое сопротивление твердой разделяющей стенки;

– движение и конденсация паровых пузырей вызывает дополнительное перемешивание и активную турбулизацию жидкости, что интенсифицирует теплопередачу;

– эксплуатация оборудования более стабильна во времени, так как требуется меньше остановок аппаратуры на очистку.

В большинстве случаев при нагреве острым паром используются контактные подогреватели жидких сред барботажного и струйного типов.

В настоящее время проявляется значительный интерес к применению струйных теплообменников на объектах энергетики. Эти аппараты привлекательны прежде всего низкими капитальными и эксплуатационными затратами по сравнению с кожухотрубчатыми, пластинчатыми и другими поверхностными подогревателями. Струйные аппараты широко рекламируются и активно продвигаются на рынке теплотехнического оборудования, в частности в Российской Федерации массово производятся струйные теплообменники смешения марок ПСА, ТСА, «Фисоник», «Транссоник», СФА, «Коссет», УМПЭУ [4, 5]. Струйные теплообменники-подогреватели по сравнению с барботажными компактны, они легко встраиваются в технологическое оборудование (реакторы, растворители и т. д.) и трубопроводы. Однако установка и эксплуатация их внутри емкостных или колонных аппаратов во многих случаях нежелательна из-за динамических воздействий высокоскоростной струи пара на элементы конструкции, а также из-за негативных эффектов, сопряженных с кавитацией, возникающей при конденсации острого пара в нагреваемой жидкой среде. При указанных обстоятельствах применим вариант использования вынесенного контактного теплообменника с вводом пара в жидкость. Он не требует установки насоса для организации циркуляции жидкости и, следовательно, дополнительного расхода энергии на его привод. В учебной и в фундаментальной научной литературе [3, 6–10] информация о расчетах, конструировании и режимах работы подобных струйных контактных теплообменников смешения отсутствует.

Авторами был разработан образец циркуляционного контактного теплообменникаподогревателя, а также экспериментальная установка для его исследований. Схема установки представлена на рис. 1. Установка включает емкость 4, соединенную циркуляционными трубами 2 и 3 с корпусом теплообменного аппарата 1. Внутри корпуса 1 устанавливалось эжекционное устройство 5. Для контроля и измерения текущих значений температуры в различных зонах теплообменника были установлены термометры T1–T3, для определения давления пара – манометры M3 и M4. Корпус теплообменника, циркуляционные трубы и емкость были изготовлены из прозрачного материала, что позволяло вести визуальные наблюдения процессов в аппарате в ходе эксперимента.

При проведении опытов емкость 4, корпус теплообменного аппарата 1, циркуляционные трубы 2 и 3 заполнялись водой. Через сопло эжекционного устройства 5 в жидкость подавался острый пар. При работе аппарата устанавливалась активная направленная циркуляция жидкости по замкнутому контуру «емкость 4 – холодная труба 3 – корпус теплообменного аппарата 1 – горячая труба 2 – емкость 4».

В ходе эксперимента определялась динамика изменения температуры среды в различных точках теплообменника и циркуляционных труб установки. Кроме того, проводилась видеосъемка зоны взаимодействия пара с жидкостью и картины течения трассера в циркуляционной трубе 3 при измерении скорости циркуляции. Визуальными наблюдениями оценивался характер взаимодействия пара и жидкости в аппарате.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *l* – корпус теплообменного аппарата; *2* – горячая труба циркуляционного контура; *3* – холодная труба циркуляционного контура; *4* – емкость; *5* – труба эжектора (эжектор); *6* – парогенератор; *7* – термостат; М1 и М2 – пьезометры; М3 – манометр образцовый; М4 – манометр; T1–T3 – термометры; Вн1– Вн3 – вентили; Кр1 – кран При выполнении опытов расчетное значение скорости истечения острого пара из сопла составляло от 20 до 125 м/с.

В ходе обработки опытных данных определялись количество тепла на нагрев жидкости, скорость циркуляции, скорость пара на выходе из сопла (скорость истечения), удельный объемный теплосъем и объемный коэффициент теплопередачи и динамика изменения температуры нагреваемой среды.

Визуальные наблюдения за характером взаимодействия острого пара и нагреваемой жидкости в теплообменном аппарате и горячей трубе циркуляционного контура выявили следующие тенденции. При скорости истечения пара, не превышавшей 50 м/с, теплообменник работал нестабильно и малоинтенсивно. При этом пар из сопла зачастую выходил в виде крупных пузырей и их агломератов. Многие пузыри и агломераты не успевали сконденсироваться в аппарате для подвода острого пара и в горячей трубе циркуляционного контура. При высоких скоростях истечения пара из сопла образовывался устойчивый, отчетливо видимый парожидкостный факел, включавший в свой состав мелкие, диаметром не более 1,5 мм, пузырьки пара. За пределами данного факела объемная концентрация пузырьков несконденсировавшегося пара была незначительной, и нагреваемая жидкость не теряла прозрачности. Проскок несконденсировавшегося пара на свободную поверхность жидкости в емкости 4 при этом не наблюдался.

На рис. 2 изображены графики, отражающие изменение объемного коэффициента теплопередачи  $K_V$  при различных давлениях пара и исполнениях узла ввода острого пара. При скоростях истечения 80–125 м/с значение  $K_V$  составляет от 70 до 130 кВт/( $M^3 \cdot K$ ). Значение коэффициента теплопередачи при этом возрастает с ростом скорости истечения острого пара. Объемная плотность теплового потока в аппарате для подвода острого пара  $q_V$  достигала 3,75 МВт/ $M^3$ .



Рис. 2. Зависимость объемного коэффициента теплопередачи  $K_{\rm V}$  от продолжительности нагрева т

Установка дополнительно к соплу трубы эжектора 5 (см. рис. 1) существенно не повлияла на интенсивность теплообмена в подогревателе. Это подтверждается практически совпадающими кривыми, соответствующими избыточному давлению пара 20 кПа с эжектором и без него (рис. 2). На рис. 3 представлена зависимость объемной плотности теплового потока  $q_V$ , MBт/м<sup>3</sup>, от скорости истечения острого пара  $w_D$ , м/с, для различных вариантов исполнения узла ввода острого пара (с эжектором и без него).



Рис. 3. Зависимость объемной плотности теплового потока  $q_{\rm V}$  от скорости истечения острого пара  $w_{\rm D}$ 

Анализ полученных данных позволил сделать следующие выводы:

– эффективность работы контактного теплообменника зависит от скорости истечения острого пара в нагреваемую жидкость;

– интенсивность теплообмена скачкообразно возрастает при достижении скорости истечения пара из сопла 80 м/с;

– при скорости истечения пара более 80 м/с объемная плотность теплового потока может составлять до 3,75 MBт/м<sup>3</sup>.

Скорость циркуляции нагреваемой жидкости (ее движения в циркуляционных трубах), определялась методом трассирования. При избыточном давлении греющего пара на входе в сопло 30–40 кПа она составляла от 0,3 до 0,6 м/с. Это позволяет рекомендовать применение исследованного теплообменника для нагревания жидкости с механическими включениями.

Исследованный контактный подогреватель имеет простую конструкцию и легко встраивается в существующие емкостные или колонные аппараты. Выносное исполнение теплообменника позволяет исключить влияние динамических воздействий высокоскоростной струи острого пара на элементы конструкции основного аппарата, а также минимизировать негативное влияние кавитационных эффектов. Наличие устойчивой циркуляции позволяет использовать предлагаемую конструкцию для нагрева жидких сред с механическими включениями.

#### Литература

1. Касаткин А. Г. Основные процессы и аппараты химической технологии. М.: Альянс, 2004. – 751 с.

2. Теплотехника: учеб. для вузов / В. Н. Луканин [и др.]; под ред. В. Н. Луканина. М.: Высш. шк., 2000. – 671 с.

3. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача. М.: Энергоатомиздат, 1981. – 416 с.

4. Белевич А. И., Крупцев А. В., Малофеев В. А. О применении паровых инжекторов в теплоснабжении // Энергетик. 2001. № 11. С. 20–22.

5. Недугов А. Ф., Куркулов М. А. Водоструйный паровой эжектор с камерой предварительного смешения // Промышленная энергетика. 2007. № 1. С. 20–23.

6. Ермолов В. Ф. и др. Смешивающие подогреватели паровых турбин. М.: Энергоиздат, 1982. – 208 с.

7. Таубман Е.И. и др. Контактные теплообменники. М.: Химия, 1987. – 256 с.

8. Соколов Е. Я., Зингер Н. М. Струйные аппараты. М.: Энергоатомиздат, 1989. – 352 с.

9. Цегельский В. Г. Двухфазные струйные аппараты. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2003. – 408 с.

10. Соснин Ю. П. Контактные водонагреватели. М.: Стройиздат, 1974. – 359 с.

### УДК 620.91

### РАСЧЁТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ КОТЛЕ ПРИ ВНЕДРЕНИИ СХЕМЫ СТУПЕНЧАТОГО СЖИГАНИЯ

# В. А. Кузнецов<sup>1,2</sup>, А. А. Дектерев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, Россия <sup>2</sup>Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

В структуре мирового потребления топливно-энергетических ресурсов доля угля попрежнему остаётся большой. Основным негативным моментом использования этого вида топлива является тот факт, что уголь является самым неэкологическим энергоносителем [1]. В связи с этим угольная энергетика требует применения экологически чистых, энергоэффективных и ресурсосберегающих технологий.

При сжигании угля одним из основных негативных воздействий на окружающую среду являются выбросы оксиды азота (NO<sub>x</sub>). Применение схемы стадийного сжигания пылеугольного топлива для снижения содержания оксидов азота в уходящих дымовых газах показало положительный эффект [2-6]. Традиционно на котлах в виде восстановительного топлива используют рядовое пылеугольное топливо. В ряде исследований в качестве топлива для дожигания используется уголь микропомола (micronized coal). Дожигание угля микропомола позволяет не только снизить механический недожёг, но также снизить выбросы NOx. В работе [5] на основе экспериментальных и теоретических исследований показана эффективность использования угля микропомола при дожигании по сравнению с дожиганием обычного угля. Рассмотрены два механизма снижения образования NO, связанных именно с маленьким размером угольных частиц (6,82–25,10 мкм). Изучено превращение NO в цианистый водород (HCN) при взаимодействии с различными углеводородными фрагментами, а также окисление HCN за счет объединения с кислородсодержащими группами. Влияние наличия высокой концентрации CO<sub>2</sub> при дожигании угля супертонокого микропома на снижение NO<sub>x</sub> показано в работе [6]. В работе [7] приведено численное исследование влияния дожигания угля микропомола и механоактивированного угля микропомола на снижение NO<sub>x</sub> и уровень не сгоревшего твердого углерода в котле с тангенциальной топкой. Показано, что использование механоактивированного угля микропомола позволяет снизить NO<sub>x</sub> на 49% от варианта

без использования схемы ступенчатого сжигания. Таким образом, использование измельчённого угля при дожигании в топочном пространстве является перспективным способом по снижению NO<sub>x</sub>. Однако использование угля микропомола сопряжено с повышенной вероятностью его самовозгорания и взрыва в процессе измельчения и транспортировке к горелочным устройствам.

Настоящая работа посвящена расчетному исследованию возможности применения водоугольного топлива как топлива в восстановительной ступени при трехступенчатой схеме сжигания.



Рис. 1. Котел паровой Е-500-13,8-560 БТ (БКЗ 500-140-1)

Рассматривается котел типа Е-500-13,8-560 БТ (БКЗ 500-140-1) с производительностью пара 500 т/ч при давлении P == 140 бар и температуре T = 560 °C. Котел предназначен для работы на березовском и других бурых углях Сибири. Котел вертикально-водотрубный с естественной циркуляцией, однобарабанный, однокорпусный, закрытой П-образной компоновки, в газоплотном исполнении, с уравновешенной тягой. Топка оборудована 12 прямоточными пылеугольными горелками, расположенными в углах топки в три яруса, а также соплами нижнего дутья. Конструкция топочно-горелочного устройства обеспечивает нормативные выбросы вредных веществ за котлом. Принципиальная схема трехступенчатого котла сжигания показана на рис. 1. Топочная камера имеет сечение 11,26×10,26 м и высоту 34,8 м, общий объем 3770 м<sup>3</sup>. В базовом варианте котла горелки расположены в углах топки в три яруса.

Для описания процессов в топочной камере предложена комплексная математическая модель совместного сжигания пылеугольного топлива и водоугольного топлива (ВУТ), включающая: модель движения многокомпонентной неизотермической газовой среды (несущей фазы) на основе RANS подхода; модель переноса излучения на основе метода дискретных ординат; модель движения капель/частиц на основе подхода Лагранжа; модель горения в газовой фазе на основе гибридной модели, сочетающей механизмы химического реагирования и турбулентного обмена; модель выгорания коксового остатка. Подаваемое в топку распыляемое форсункой водоугольное топливо представляется дискретным набором капель, которые состоят из комплекса воды и угольных частиц. Под водой подразумевается внешняя влага, которая добавляется при изготовлении ВУТ. Внутренняя влага, определяемая при техническом анализе топлива, входит в состав топлива. В модели капель/частиц процессы воспламенения и горения происходят стадийно. Для капли ВУТ вначале происходит испарение внешней влаги, для описания этого процесса используется модель испарения капли, потом из остатка формируются одна или несколько угольных частиц. Для описания выгорания угля используется модель воспламенения и горения угольных частиц: прогрев частицы, выход внутренней влаги и летучих компонент топлива, горение коксового остатка. Летучие компоненты выгорают в газовой фазе.
Для моделирования распыла водоугольного топлива использовался метод Лагранжа с добавлением модели вторичного распада капель. Характерный угол раскрытие факела 20°, скорость 90-150 м/с и размер капель 50-300 мкм.

Результаты тестовых расчётов сжигания водоугольного топлива сопоставлялись с экспериментальными данными на стендовой установке, представленные в работе [8]. Было получено хорошее количественное соответствие с экспериментом по температуре и концентрации кислорода на оси камеры сгорания.

Для котла БКЗ-500 проведены расчёты для базового варианта и вариантов применения системы стадийного дожигания топлива, где было произведено перераспределение топлива и окислителя между основными горелками и дополнительными. Основным топливом котла БКЗ-500 является бурый уголь Канско-Ачинского бассейна. В качестве топлива для восстановительной зоны использовался тот же рядовой уголь и ВУТ приготовленный на основе Канско-Ачинского угля (50% воды).

Для базового котла проведено сопоставление результатов расчёта и данных опытного сжигания угля [9]. Распределения температуры на разной высоте топки хорошо согласуются с экспериментом (рис. 2).



Рис. 2. Распределение температуры вблизи горелочного устройства (а) и перед ширмами (б)

На рис. 3 представлены результаты расчёта поля концентрации NOx в виде распределения концентрации оксидов азота в центральном сечении котла для двух вариантов, стандартной топки и топки с трехступенчатой схемой сжигания и использованием ВУТ в качестве топлива востановителя.



Рис. 3. Концентрация NO<sub>2</sub> в центральном сечении (а - базовый вариант,  $\delta$  – ступенчатое сжигание с ВУТ), мг/м<sup>3</sup>

217

Для полученных температурных режимов основной вклад в образующиееся оксиды азота, дают топливные и термические механизмы. Для базового варианта уровень NOx составляют примерно 480 мг/м<sup>3</sup>, что согласуется с данными опытного сжигания на котле БКЗ-500. При реализации схемы трехступенчатого сжигания с применением ВУТ, происходит снижение NOx перед ширмами до 267 мг/м<sup>3</sup>.

На основе численного моделирования проведены исследования влияния применения схемы трехступенчатого сжигания и технологии капельно-факельного сжигания ВУТ на физико-химические процессы в топочной камере и экологические показатели котла. При реализации схема трехступенчатого сжигания показано влияние способа подачи ВУТ на формирование структуры течения в верхней части топочной камеры. Результаты расчёта продемонстрировали, что использование ВУТ в качестве топлива в восстановительной зоне позволяет снизить количество вредных выбросов NOx относительно базового варианта котла на 42.5%.

Разработка и апробация численной методики расчёта процессов горения пылеугольного топлива в полномасштабном котле выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (рег. номер АААА-А17-117022850029-9); численные исследования процессов в опытно-промышленном котле получены в лаборатории низкоуглеродной металлургии и энергетики в рамках государственного задания ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет» организации-участника НОЦ «Енисейская Сибирь» в рамках национального проекта «Наука и университеты», номер проекта FSRZ-2021-0010».

# Литература

1. Munawer M. E. Human health and environmental impacts of coal combustion and postcombustion wastes // J. of Sustainable Mining. 2018. Vol. 17(2). P. 87–96.

2. Li D., Liu X., Feng Y., Wang C., Lv Q., Zha Q., Che D. Effects of oxidant distribution mode and burner configuration on oxy-fuel combustion characteristics in a 600 MW e utility boiler // Applied Thermal Engineering. 2017. Vol. 124. P. 781–794.

3. Fan W., Li Y., Guo Q., Chen C., Wang Y. Coal-nitrogen release and NOx evolution in the oxidant-staged combustion of coal // Energy. 2017. Vol. 125. P. 417–426.

4. Sung Y., Moon C., Eom S., Choi G., Kim D. Coal-particle size effects on NO reduction and burnout characteristics with air-staged combustion in a pulverized coal-fired furnace // Fuel. 2016. Vol. 182. P. 558–567.

5. Zhang H., Liu J., Shen J. et al. A combined experimental and theoretical study of micronized coal reburning. Front // Energy. 2013. Vol. 7. P. 119–126.

6. Ma J., Shen J., Liu J., Ma Y., Jiang X. Reburning study of superfine pulverized coal in high CO<sub>2</sub> concentration // Fuel. 2018. Vol. 220. P. 25–31.

7. Chernetskiy M., Dekterev A., Chernetskaya N., Hanjalić K. Effects of reburning mechanically-activated micronized coal on reduction of NOx : computational study of a real-scale tangentially-fired boiler // Fuel. 2018. Vol. 214. P. 215–229.

8. Bogomolov S. V., Kozlov S. G., Alfimov E. G., Felker A. A., Burning coal-water suspension of Yerkovets coal on a fire setup. Collection of scientific papers: Improving the efficiency and environmental safety of burning coal in Siberian power plants. Krasnoyarsk, 1995.

9. SibVTI. Experimental combustion coal Berezovsky on pilot of industrial boilers BKZ-500 and TPE-427. All-Russian Research Thermal Engineering Institute (Siberian branch). Int. Rep. Number – 0187.0035177.

#### УДК 662.638

# СЖИГАНИЕ ПОБОЧНЫХ ПРОДУКТОВ ФАНЕРНОГО ПРОИЗВОДСТВА В ТЕПЛОГЕНЕРИРУЮЩИХ УСТАНОВКАХ МОЩНОСТЬЮ ОТ 6.6 ДО 30 МВт

# В. К. Любов, А. Н. Попов, Е. И. Мухамедзянова

# Северный (Арктический) федеральный университет им. М. В. Ломоносова, г. Архангельск, Россия

Ежегодно в России образуется порядка 35.5 млн. пл. м<sup>3</sup> вторичных древесных ресурсов, а общемировой прирост биомассы в виде древесных отходов составляет 220 млрд. т. Лесопильно-деревообрабатывающие и целлюлозно-бумажные производства используют в качестве топлива для выработки тепловой и электрической энергии собственные отходы. При этом одновременно решаются проблемы получения дешёвой энергии и утилизация свалок в городской черте. Помимо утилизируемых отходов на территории Архангельской области ежегодно образуется 3.8 млн. пл. м<sup>3</sup> неиспользуемых отходов лесозаготовки и деревообработки, ещё 1.2 млн. пл. м<sup>3</sup> – это запасы древесины в рамках санитарных рубок. Иными словами, в распоряжении области в общей сложности имеется порядка 1.3 млн. т условного топлива [1, 2].

В последние десятилетия хозяйствующие субъекты РФ подавляющего большинства отраслей промышленности обратили свое внимание на экономию затрат. Энергия, которая стала составлять значительную часть стоимости продукта, стала ключевым аспектом.

Актуальность исследований данной работы связана с наличием многотоннажных отходов, образующихся в технологическом цикле производства клееной фанеры, и обосновывается необходимостью повышения энергетических показателей работы котлов по причине недостаточной их паропроизводительности, связанной со сложным составом топливной смеси, значительно различающимся как по теплотехническим характеристикам (влажности, зольности, теплотворной способности), так и по технологическим показателям (сыпучести, взрывоопасности), но особенно сильно гранулометрическим составом.

В 1969 г. был введен в эксплуатацию Архангельский фанерный завод (АФЗ) как один из цехов Архангельского целлюлозно-бумажного комбината (АЦБК) производительностью 50 тыс. м<sup>3</sup> клееной фанеры в год. Для обеспечения технологических процессов производства энергоносителями на предприятии действует производственная котельная, использующая в качестве топлива побочные продукты, получаемые из технологического сырья.

Индивидуальная производственная котельная с тремя котлоагрегатами Danstoker вырабатывает насыщенный пар рабочим давлением 1.2 МПа. Паровые котлы ст. №№ 1, 2 паропроизводительностью 10 т/ч (6.6 МВт) и котел ст. № 3 – 13 т/ч (8.6 МВт), смонтированные в ней, работали на топливе, состоящем из щепы шпона-рванины и березовой коры. На заводе в тот момент не использовались мелкофракционные отходы: опилок с линии обрезки и древесно-шлифовальная пыль (ДШП). Исходя из этого, появилась необходимость утилизировать данные побочные продукты производства, которые добавлялись к топливной смеси на топливном складе. Снижение теплотехнических и гранулометрических показателей топливной смеси, а также недостаточная степень её перемешивания, привели к ухудшению условий эксплуатации котлов. Периоды между остановками котлоагрегатов на чистку снизились до 2 месяцев.

Было принято решение произвести модернизацию котла ст. № 3 на основе рекомендаций, разработанных после комплексных испытаний. В ходе модернизации была реконструирована система ввода вторичного воздуха с организацией вихревого движения газов в надслоевой области топки, выполнен ремонт обмуровки и металлоконструкций колосникового полотна и рамы решетки, проведена оптимизация логической схемы у автоматической системы управления котлоагрегатом. Выполненная модернизация позволила поднять эффективность работы и снизить выбросы вредных веществ в атмосферу от котла, работающего на новой топливной смеси, даже в сравнении с режимами его работы на смеси из шпонарванины с березовой корой. Котлоагрегаты ст. №№ 1, 2 не были модернизированы, поэтому производственная котельная не обеспечивала номинальную выработку пара, которую приходилось компенсировать иными способами.

Сложившаяся ситуация вынудила АФЗ приобретать энергоносители у АЦБК, что стало поводом для строительства новой котельной с паровым котлом ст. № 4 PRD 22000 австрийской фирмы «Polytechnik Luft- und Feuerungstechnik GmbH номинальной паропроизводительностью 34 т/ч (22.4 MBt), 3 т/ч из которых используются на собственные нужды.

В топочной камере котлоагрегата ст. № 4 для производства насыщенного пара было решено сжигать еще более сложную топливную смесь, которая помимо березовой коры, обрезков шпона, древесно-шлифовальной пыли и опилок с линии обрезки фанеры содержала дробленку обрезков фанеры. Размеры частиц в данной топливной смеси различались более чем в тысячу раз, что делало ее «уникальной» и очень сложной для обеспечения эффективного и взрывобезопасного энергетического использования. ДШП и опилки с линии обрезки фанеры являются мелкофракционным материалом и относятся к IV группе взрывоопасности. Критерий взрываемости для них имеет большие значения (коэффициенты взрываемости ДШП и опилок с линии обрезки соответственно  $K_{\rm T}^{\rm ДШП} = 10.85; K_{\rm T}^{\rm опил} = 9.66)$  [3, 4].

Таким образом, состав сжигаемого древесного топлива максимально усложнил условия эксплуатации котлоагрегата PRD 22000. Отделение мелкодисперсной фракции от транспортирующего агента проводилось в рукавных фильтрах, после которых она направлялась в топливный тракт котла. При этом периодически наблюдалась запрессовка канала, обеспечивающего подачу мелкодисперсной фракции, и отсутствовала возможность ее равномерного поступления в топливный тракт. При сжигании данной топливной смеси кампания котлоагрегата между остановами на очистку поверхностей нагрева снизилась до 1 месяца.

Одним из путей увеличения периода эксплуатации между чистками поверхностей нагрева котлоагрегата и повышения его энергоэкологических показателей является отказ от ввода в сжигаемую топливную смесь опилок с линии обрезки и ДШП. Данные мелкофракционные отходы следует использовать для производства топливных брикетов. На АФЗ были смонтированы вспомогательное оборудование и прессы гидравлического типа, на которых изготавливаются брикеты Нестро цилиндрической формы.

Добавление брикетов к топливной смеси не позволило решить проблему эффективной утилизации ДШП и опилок с линии обрезки по причине того, что их цилиндрическая форма приводила к скатыванию брикетов по наклонной решетке. Они быстро преодолевали зоны горения, не успевая проходить стадии термического разложения и выгорания, и попадали в систему золошлакоудаления, где продолжали гореть, что приводило к повышенным потерям с механической неполнотой сгорания и создавало условия для возникновения пожаров.

На следующем этапе было приобретено и смонтировано оборудование по изготовлению евробрикетов RUF. С этого момента на АФЗ началось производство брикетов призматической формы, которые нашли повышенный спрос среди местных предпринимателей и населения, что исключило потребность в их энергетическом использовании в теплогенерирующем оборудовании АФЗ.

Таким образом, проблема утилизации мелкофракционных отходов была решена. Кампания между чистками поверхностей нагрева котлоагрегата ст. № 4 при исключении из состава топливной смеси опилок с линии обрезки и ДШП немного увеличилась. Однако главным фактором, сдерживающим дальнейшее увеличение кампании котла, являлась подача в топливную смесь дробленых обрезков фанеры, содержащих в своем составе смолы. Вывод данного компонента из топливной смеси позволил обеспечить стабильную работу котлоагрегата между остановами на чистку до 6 месяцев. Дробленка обрезков фанеры нашла свое энергетическое использование на объектах малой энергетики, оборудованных водотрубными котлами со слоевым сжиганием топлива.

Другим направлением энергетического использования побочных продуктов фанерного производства является их сжигание с целью получения тепловой и электрической энергии, необходимой в технологическом цикле данного производства. Так в НАО «CBE3A Усть-Ижора» в 2020 г. были смонтированы и запущены в работу два котлоагрегата Е-40-2.25-305OP, разработанные Барнаульским филиалом ОАО «Красный котельщик». Котлоагрегаты и турбина мощностью 4.5 МВт установлены в здании мини-ТЭЦ. Каждый котел рассчитан на выработку перегретого пара с давлением 2.25 МПа и температурой 305 °C, номинальная паропроизводительность составляет 40 т/ч при температуре питательной воды 125 °C.

Топливом для котлоагрегатов является смесь, состоящая из дробленки обрезков фанеры и карандашей, березовой коры, обрезков сухого и сырого шпона и опилок с линии обрезки фанеры. При этом массовая доля последнего компонента в топливной смеси не должна превышать 3%. В топочной камере реализована слое-факельная схема сжигания. Топливная смесь вдувается горячим первичным воздухом через два сопла, расположенные на фронтовом экране, и попадает на охлаждаемую вибрационную решетку. В надслоевую область топки вводится горячий вторичный воздух. Система очистки дымовых газов от твердых частиц выполнена двухступенчатой. При этом первая ступень – мультициклон – обеспечивает отделение наиболее крупных частиц и их возврат на догорание в топку, а вторая выполнена из рукавных фильтров. Проведенные исследования показали, что котлоагрегаты обеспечивают сжигание побочных продуктов фанерного производства с достаточно высокими энергетическими и экологическими показателями, однако, реализованная система золоочистки, является крайне неудачной. Она ограничивает компанию непрерывной эксплуатации котлоагрегатов между чистками фильтров до 8–24 ч.

Выполненные исследования содержат результаты промышленно-эксплуатационных испытаний, технико-экономические и экологические характеристики теплогенерирующих установок в диапазоне мощностей от 6.6 до 30 МВт, использующих в качестве топлива побочные продукты фанерного производства. Объем промышленно-эксплуатационных испытаний теплогенерирующего оборудования на обследованных объектах определен необходимостью выявления всех составляющих теплового баланса котлов, присосов воздуха, аэродинамического сопротивления воздушного и газового трактов, температуры газов и воздуха в контролируемых сечениях трактов, удельных выбросов газообразных и твердых вредных веществ, для сведения воздушного и газового балансов.

Замеры основных параметров работы котлоагрегатов выполнялись с помощью штатных контрольно-измерительных приборов, в том числе электронных датчиков, показания которых собирались на автоматизированном рабочем месте оператора котельной, и портативных измерительных приборов и исследовательских установок учебно-научного центра энергетических инноваций Северного (Арктического) федерального университета.

Методы, используемые при промышленно-эксплуатационных испытаниях котельнотопочного оборудования и вспомогательных устройств: электрохимический метод, реализуемый в анализаторах промышленных выбросов, напорный и оптический метод определения объема газо-воздушных потоков, ультразвуковой метод определения расхода жидкостей, аспирационный метод отбора газовых проб, тепловизионный, пирометрический и контактный метод определения температур, относительный, калориметрический и комбинированный методы, дополненные тепловизионной съемкой, весовые и химические методы определления элементного состава топлива, продуктов сгорания и др.

Теплотехнический анализ топлив выполнялся с помощью установок лаборатории термического анализа и калориметра IKA C 2000 basic Version 2 с жидкостным криотермостатом LOIP FT-216-25. Элементный состав сжигаемых топлив и образующихся очаговых остатков исследовался с помощью рентгенофлуоресцентного спектрометра EDX-8000 и анализатора Euro EA-3000. Изучение гранулометрического состава топлив, золы и шлака проводилось с помощью анализаторов «029» и AS 200 Control. Определение полей скоростей и расходов дымовых газов выполнялось с помощью пневмометрической трубки и микроманометра прецизионного прибора Testo-435. Результаты исследования поля скоростей использовались для определения концентрации твердых частиц в дымовых газах после котла. При этом применялся метод внешней фильтрации, для реализации которого использовали аспирационную установка «ОП-442 ТЦ», пылезаборную трубку, фильтродержатель АФА и др. Для исследования состава продуктов сгорания применялся газоанализатор Testo-350 XL. Расход топлива определялся по уравнению обратного теплового баланса. Из газохода до дымовой трубы с помощью метода внешней фильтрации при изокинетических условиях отбирали пробы сажевых и золовых частиц. Уловленные частицы исследовались на электронном растровом микроскопе Vega 3 Tescan. Обработка экспериментальных данных проводилась с помощью многомодульного программно-методического комплекса [5].

Энергохозяйство фанерных заводов позволяет утилизировать различные виды отходов данного производства, вырабатывая энергию на собственные нужды, получать экологически чистое высококалорийное топливо, обеспечить основному производству статус малоотходного и экологически «чистого», повысить культуру производства и получить дополнительную прибыль от реализации брикетированного топлива, обеспечить условия для бесперебойного снабжения топливом объектов малой энергетики. В научных трудах коллектива накоплен и представлен опыт промышленного производства и использования топливных брикетов для теплогенераторов малой мощности [6, 7]. Результаты теплотехнических анализов показали, что брикеты имеют достаточно высокие энергетические показатели: относительную влажность на рабочую массу  $W_t^r = 5.05\%$ ; зольность  $A^r = 0.83\%$ ; низшую теплоту сгорания  $Q^r_i = 17.07$  МДж/кг и кажущуюся плотность 0.974 т/м<sup>3</sup>.

#### Литература

1. Попов А. Н. Совершенствование процесса производства древесных гранул и их энергетического использования: автореф. дис. ... канд. техн. наук. Архангельск, 2017.

2. Попова Е. И. Совершенствование технологии торрефикации вторичных древесных ресурсов: автореф. дис. ... канд. техн. наук. Архангельск, 2018.

3. Lyubov V. K. and Popov A. N. Plywood production wastes to energy // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. Vol. 891. P. 012219.

4. Любов В. К., Попов А. Н., Ивуть А. Е., Кондаков С. О., Седлецкий Н. И. Повышение эффективности энергетического использования отходов фанерного производства // Вестн. ЧГУ. Науч. журн. Техн. науки. Череповец, 2016. № 4. С. 28–32.

5. Любов В. К., Дьячков В. А. Программно-методический комплекс для обработки результатов испытаний теплоэнергетического оборудования и расчета вредных выбросов // Труды 2-й Рос. нац. конф. по теплообмену. Т. 3. Свободная конвекция. Тепломассообмен при химических превращениях. М.: МЭИ, 1998, С. 225–228.

6. Любов В., Попов А., Попова Е. Энергоэкологические показатели водогрейного котла при сжигании биотоплив и торфа // Экология и промышленность России. 2019. Т. 23(3). С. 20–25.

7. Lyubov V., Popov A., Popova E. The energy and ecological performance of the hot water boiler burning linden bark and wood briquettes // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 2020. Vol. 408. P. 012003.

УДК 544.3:544.45:536.7:661.487

# НАУЧНЫЕ ОСНОВЫ ПРОМЫШЛЕННОЙ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ ФТОРИДА ВОДОРОДА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ГЕКСАФТОРИДА УРАНА С ВОДОРОДСОДЕРЖАЩИМИ ВЕЩЕСТВАМИ И КИСЛОРОДОМ В РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ

# Д. С. Пашкевич<sup>1,6</sup>, А. Р. Зимин<sup>1</sup>, Ю. И. Алексеев<sup>2</sup>, Д. А. Мухортов<sup>2</sup>, П. С. Камбур<sup>1,6</sup>, В. Б. Петров<sup>3</sup>, Д. А. Баженов<sup>4</sup>, В. В. Капустин<sup>1,6</sup>, П. А. Попов<sup>5</sup>, В. А. Талалов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>ООО "Новые химические продукты", г. Санкт-Петербург, Россия <sup>3</sup>Российский научный центр "Прикладная химия", г. Санкт-Петербург, Россия <sup>4</sup>Акционерное общество "Сибирский химический комбинат", г. Северск, Россия <sup>5</sup>Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург, Россия <sup>6</sup>Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Фторид водорода HF является одним из ключевых веществ в ядерном топливном цикле (ЯТЦ) – с его использованием получают гексафторид урана UF<sub>6</sub>, единственное известное стабильное, летучее соединение урана, которое необходимо в процессах центрифужного изотопного обогащения урана. Фторид водорода производят сернокислотным разложением концентрата природного плавикового шпата CaF<sub>2</sub>. В России запасы этого минерала необходимого качества исчерпаны, поэтому его приходится импортировать.

При изотопном обогащении урана образуются два потока UF<sub>6</sub> – обогащённый и обеднённый (ОГФУ) по изотопу U-235. Первый поток направляют на производство ядерного топлива, а ОГФУ – на длительное хранение. На текущий момент в мире накоплено более 2 млн. т ОГФУ, и более половины из этих запасов сосредоточены в России. Ежегодный прирост запасов составляет от 40 до 60 тыс. т, в том числе в России около 15 тыс. т. ОГФУ хранят в стальных контейнерах на открытых площадках на предприятиях ГК «Росатом». ОГФУ является веществом первого класса опасности и его хранение может быть опасно для окружающей среды. При этом в его составе присутствует фтор, который целесообразно регенерировать и направить вновь на производство фторидов природного урана, замкнув тем самым ЯТЦ по фтору.

В настоящее время известен единственный промышленный способ переработки ОГФУ – его двустадийный гидролиз, разработанный французской компанией «Орано». Главным недостатком этого метода является очень высокая себестоимость производимого HF – примерно в 3 раза выше, чем в методе сернокислотного разложения CaF<sub>2</sub>.

Авторами предложен способ переработки ОГФУ в пламени водородсодержащего топлива и O<sub>2</sub> с получением UO<sub>x</sub> и HF без избытка воды в продуктах реакции, например:

$$UF_{6 ra3} + 3H_{2 ra3} + O_{2 ra3} \rightarrow UO_{2 rb} + 6HF_{ra3} - 583 кДж;$$
 (1)

$$UF_{6 ra3} + 1.5CH_{4 ra3} + 2.5O_{2 ra3} \rightarrow UO_{2 rb} + 6HF_{ra3} + 1.5CO_{2 ra3} - 1050 кДж.$$
 (2)

На основе расчетов термодинамически равновесного состава веществ в системах элементов U-F-H-O и U-F-H-O-C показано, что при температуре выше 1150 K, когда  $n_H \ge n_F$ ,  $2n_O \ge n_U$ , где  $n_H$ ,  $n_F$ ,  $n_O$ ,  $n_U$  – количества атомов H, F, O, U соответственно, основным фторсодержащим веществом является HF, а основным урансодержащим –  $UO_x$  [1]. При температуре выше указанной и соотношении количеств атомов элементов 1U-6F-6H-2O и

1U-6F-6H-5O-1,5C основным урансодержащим веществом является UO<sub>2</sub>, содержание UF<sub>4</sub> и UO<sub>2</sub>F<sub>2</sub> составляет менее 1 и 0,1 мол.% соответственно или менее 0,1 мас.% фтора в твёрдой урансодержащей фазе. Концентрация HF в его смеси с водой в этом случае составляет более 95 мол.%. Температура выше 1150 К может быть получена при проведении процессов (1) и (2) в режиме горения – температура продуктов этих процессов, оцененная с учётом теплового излучения гетерогенного факела по литературным данным и без учёта конвекции и диссоциации, составляет около 1650 и 2100 К соответственно. Расчёты выполнены с помощью программы собственной разработки, основанной на методе минимизации энергии Гиббса при вариации соотношения веществ в их смеси, а также программых комплексов «ACT-PA.4» и «Chemical Workbench», основанных на методе поиска максимума энтропии.

Для экспериментального исследования состава продуктов процесса переработки ОГФУ по уравнениям (1) и (2), была создана пилотная установка [2], основным элементом которой являлся вертикальный реактор типа «туннельная горелка», длиной 2,5 м с рубашкой охлаждения, куда подавали воду при температуре 90 °С. В реакторе были смонтированы термопары для наблюдения за формированием и стабильностью фронта пламени и охлаждением продуктов реакции. Для инициирования процесса горения использовали самовоспламеняющуюся пару фтор–аммиак, расход фтора составлял 0,5 мас.% от расхода ОГФУ. Твёрдые продукты процесса горения отделяли от потока газа в гравитационном сепараторе, циклоне и блоке металлокерамических фильтров при 100 °С. В опытах расход ОГФУ варьировали от 1 до 7 г/с. При всех исследованных расходах ОГФУ, H<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, O<sub>2</sub> факел надежно формировался и стабильно горел при инициировании фтор-аммиачных факелом.

При исследовании порошка, полученного в процессе, было установлено, что это оксиды урана – в основном  $UO_2$  и  $U_3O_8$ , в которых присутствует фтор в двух видах – ковалентно связанный с ураном (в составе  $UF_4$  и  $UO_2F_2$ ) и ковалентно не связанный. Не связанный с ураном фтор присутствует в порошке в виде HF, образующего с  $UO_x$  соединение внедрения или клатратное соединение в результате обратимой реакции интеркаляции.

Сконденсированная жидкость представляла собой высоконцентрированную (более 90 мас.% НF) плавиковую кислоту, содержание урана в которой не превышало 0,15 мас.%.

В таблице приведены результаты экспериментов – концентрация фтора в оксидах урана, ковалентно связанного с ураном, концентрация фтора, ковалентно не связанного с ураном, концентрация плавиковой кислоты, рассчитанная по составу соединений урана и степень регенерации фтора из ОГФУ, рассчитанная по формуле  $R_F = (1 - 1/6(\Sigma C_{UF}N_{UF}))\cdot 100\%$ , где  $C_{UF}$  – мольная концентрация фторидов и оксифторидов урана,  $N_{UF}$  – количество атомов фтора во фторидах и оксифторидах урана, в зависимости от расхода ОГФУ и соотношения расходов исходных компонентов ( $W_{UF6}$  – расход ОГФУ,  $C_{F \ ков}$  – количество ковалентно связанного с ураном фтора,  $C_{F \ общ}$  – концентрация фтора определенная с помощью химического анализа,  $C_{HF}$  – концентрация фтористого водорода в плавиковой кислоте, рассчитанная по составу твердой фазы,  $R_F$  – степень регенерации фтора). Из данных, приведённых в таблице, следует, что факел горения UF<sub>6</sub>-H<sub>2</sub>(CH<sub>4</sub>)-O<sub>2</sub> стабилен в широком диапазоне изменения расходов, в том числе и при существенном недостатке водородсодержащего вещества или O<sub>2</sub> – опыты 9 и 10 соответственно.

Для опытов, в которых соблюдаются соотношения  $n_H \ge n_F$ ,  $2n_O \ge n_U$ , концентрация ковалентно связанного с ураном фтора составляет около 1 мас.%, концентрация HF в плавиковой кислоте – более 95 мас.%, степень регенерации фтора – более 95%. Хорошее совпадение результатов термодинамического расчёта и экспериментов по составу веществ свидетельствует о том, что температура в зоне пламени превышала 1150 К.

Были проведены эксперименты по снижению концентрации фтора в оксидах урана их нагреванием в присутствии паров воды. Показано, что остаточное содержание фтора менее 0,5 мас.% удаётся получить при температуре 600 °С примерно за 1 ч. Это свидетельствует о

том, что, если разделять твёрдую фазу и газовый поток при температуре выше 1150 К, то на стадии пламенной конверсии ОГФУ удастся получить остаточное содержание фтора в оксидах урана на уровне 10<sup>-1</sup> мас.%.

N⁰	W <sub>UF6</sub> , г/с	Соотношение компонентов	<i>С</i> <sub>F ков</sub> , мас.%	<i>С</i> <sub>F общ</sub> , мас.%	<i>С</i> <sub>НF</sub> , мас.%	$R_{\rm F}, \%$
1	3,00	$UF_6 + 3,40H_2 + 1,20O_2$	3,28	12,20	94,90	87,90
2	4,43	$UF_6 + 3,1H_2 + 1,00O_2$	1,86	10,20	96,30	92,00
3	3,00	$UF_6 + 3,30H_2 + 1,20O_2$	1,35	11,50	94,60	93,80
4	6,00	$UF_6 + 3,40H_2 + 1,00O_2$	1,18	10,60	100,00	95,30
5	3,00	$UF_6 + 3,40H_2 + 1,30O_2$	1,17	9,70	96,20	95,30
6	7,00	$UF_6 + 3,40H_2 + 1,20O_2$	0,98	10,30	94,20	95,80
7	6,00	$UF_6 + 3,40H_2 + 1,00O_2$	0,91	6,60	98,20	96,00
8	1,50	$UF_6 + 4,70H_2 + 1,20O_2$	0,12	13,10	98,50	99,50
9	3,00	$UF_6 + 0,76CH_4 + 2,50O_2$	12,30	14,50	_	_
10	3,00	$UF_6 + 1,6CH_4 + 0,12O_2$	8,07	18,50	_	_
11	3,00	$UF_6 + 1,50CH_4 + 2,50O_2$	1,40	6,10	98,30	93,00
12	3,00	$UF_6 + 1,50CH_4 + 2,50O_2$	0,91	6,10	98,50	96,50
13	3,00	$UF_6 + 1,60CH_4 + 2,90O_2$	0,79	5,80	95,60	96,60

Результаты экспериментов

Для расчёта полей температуры, скорости потока, концентрации веществ и т. п. была разработана математическая модель процесса взаимодействия UF<sub>6</sub>, CH<sub>4</sub>, O<sub>2</sub> (2) в режиме диффузионного турбулентного горения, которая включает уравнения движения, неразрывности, переноса кинетической энергии турбулентности, переноса удельной скорости диссипации кинетической энергии турбулентности, диффузии, переноса интенсивности излучения и энергии [3]. Для описания кинетики химического взаимодействия использовали модель дробления вихрей для расчета скорости реакции CH<sub>4</sub> и O<sub>2</sub> и полагали, что скорость реакции гидролиза UF<sub>6</sub> гораздо выше скорости окисления CH<sub>4</sub>.

Для расчёта параметров турбулентного течения использовали k-w SST модель турбулентности, полагая, что частицы UO<sub>2</sub>, имеющие характерный размер порядка единиц микрометров, движутся «вмороженными» в поток газа.

Главной особенностью разработанной математической модели являлся модуль расчета теплообмена излучением, в котором учтён перенос излучения частицами  $UO_2$  на основе модели взвешенной суммы серых газов. Модуль лучистого теплообмена реализовали с помощью User Defined Function, верифицируя его на основе существующих литературных данных по излучению пламён  $CH_4$ - $O_2$  и степени черноты  $UO_2$ , которая составила величину порядка 0,6, и экспериментальных данных по измерению температуры в пилотном реакторе.

С помощью математической модели были рассчитаны поля скорости, температуры, концентраций компонентов и др., для пилотного реактора. Выполнено масштабирование и рассчитаны поля параметров для промышленного реактора для переработки ОГФУ в пламени СН<sub>4</sub> и O<sub>2</sub> мощностью 6000 т ОГФУ в год.

На рисунке приведено распределение температуры в радиальном направлении для различных сечений пилотного и промышленного реакторов. Согласно результатам математического моделирования, максимальная температура, достигаемая в зоне горения, составляет 2294 и 2310 К, длина прикорневого вихря, стабилизирующего фронт пламени – порядка 0,4 и 3 м, среднемассовая температура потока на уровне 1150 К реализуется на расстоянии 0,4 и 3 м от устья форсунки для пилотного и промышленного реактора соответственно. Рассчитанная максимальная температура в зоне горения существенно выше 1150 К и близка к ранее полученному оценочному значению для (2).

Диаметр промышленного реактора выбирали так, чтобы обеспечить скорость смеси исходных компонентов не выше, чем при испытаниях пилотного реактора, когда факел горения был стабилен. Этот диаметр составил 1100 мм. Диаметр осевого канала коаксиальной форсунки, по которому подавали смесь UF<sub>6</sub> и O<sub>2</sub>, выбирали минимально возможным с точки зрения получения приемлемого перепада давления в форсунке, чтобы получить максимально возможную турбулизацию осевой струи и температуру в зоне реакции. Значение этого диаметра составило 16 мм. Было показано, что площадь сечения кольцевого канала для подачи CH<sub>4</sub> практически не влияет на значение максимальной температуры в зоне горения.



Распределение температуры в зависимости от радиуса в различных сечениях пилотного (3 г/с UF<sub>6</sub>) (слева) и промышленного (справа) реакторов

На основе проведённой работы была разработана принципиальная технологическая схема установки по получению НF из ОГФУ мощностью 18 тыс. т в год по UF<sub>6</sub> с тремя реакторами типа «туннельная горелка». Выполненная технико-экономическая оценка позволила сделать вывод, что производственная себестоимость HF в 1.5–2 раза ниже аналогичного показателя для сернокислотного метода.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках проекта FSWW-2020-0020.

#### Литература

1. Пашкевич Д. С., Зимин А. Р., Капустин В. В., Петров В. Б. Получение фторида водорода при взаимодействии гексафторида урана с водородом и кислородом в режиме горения. Термодинамический анализ // ИФЖ. 2021. Т. 94, № 4. С. 987–994.

2. Пашкевич Д. С., Алексеев Ю. И., Мухортов Д. А., Камбур П. С., Петров В. Б., Баженов Д. А., Зимин А. Р., Смолкин П. А., Капустин В. В. Получение фторида водорода при взаимодействии гексафторида урана с водородом и кислородом в режиме горения. Эксперимент // ИФЖ. 2021. Т. 94, № 5. С. 1335.

3. Popov P. A., Talalov V. A., Pashkevich D. S., Kambur P. S., Kapustin V. V., Zimin A. R. and Alekseev Yu. I. Numerical simulation of the interaction of uranium hexafluoride with methane and oxygen in turbulent flame // J. Phys. Conf. Ser. Special Issue Physic A. SPb, 2020. Vol. 1697.

УДК 621.311.031 (478)

# ФАКТОРЫ ВЛИЯНИЯ НА ПРОЦЕСС ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛИТЕЛЬНЫХ СЕТЕЙ 0,4 кВ

#### В. С. Попеску

#### Кишиневский государственный аграрный университет Молдовы, г. Кишинев vspopescu@mail.ru

**Введение.** Распределительные электрические сети 0,4 кВ в Республике Молдова имеют большое количество отказов, которые влияют на надежность электроснабжения всех потребителей, в том числе в аграрном секторе. Определение причин этих прерываний и оценка их уровня влияния на надежность оборудования, установленного в электрических сетях, позволяет обеспечить механизм бесперебойного электроснабжения потребителей [1]. Причины отказов и их влияние на надежность электрических сетей в настоящее время не изучены на уровне, предусмотренном действующими документами по показателям надежности. Обеспечение непрерывности поставок качественной электроэнергии потребителям может быть достигнуто только на основе глубокого знания явлений, сопровождающих этот процесс, что позволяет технически и экономически обоснованно планировать меры и действия служб эксплуатации сети, с целью обеспечения стандартных показателей надежности [2, 3].

Статья посвящена определению факторов влияния на надежность сетей электроснабжения потребителей в Республике Молдова. Основные ее объективы заключаются в разработке критериев обработки экспериментальных данных об отказах в работе соответствующих сетей с целью определения влияния различных факторов на процесс функционирования и определение возможностей для прогнозирования и планирования мер по обеспечению уровня непрерывности электроснабжения потребителей

Методика исследования. Для определения факторов, влияющих на электроснабжение потребителей, были зафиксированы все отказы, имевшие место в распределительных сетях 0,4 кВ в Республике Молдова. Исследования проводились в течение последних 4 лет (2016–2019). Были исследованы 7 секторов сети общей протяженностью 14126 км и обработано 48 357 отказа.

Для определения причин перебоев была разработана концепция анализа и систематизации экспериментальных данных об отказе электрических сетей и схема классификации перебоев, что позволило выделить факторы влияния на процесс поставки электроэнергии. Были рассмотрены 10 случайных факторов влияния, которые привели к отказу в работе распределительных сетей и оказали влияние на энергоснабжение потребителей всех категорий надежности.

Исходя из изложенных выше обоснований, случайные факторы были рассмотрены с учетом частоты появления условных отказов в электрических сетях для каждого сезона.

Для обработки характерной информации об условных отказах в исследуемых электрических сетях на основе стандартного процесса анализа и расчета, была предложена концепция оценки поведения факторов влияния с использованием концепции удельной

единицы длины (сеть 100 км). Данная концепция позволяет определить и сравнить влияние этих факторов на истинный уровень надежности всех электрических сетей, независимо от их общей длины.

При оценке надежности электрических сетей и определении поведения факторов влияния использовались: теория графов и матриц; теория вероятностей; методы статистического анализа и обработки экспериментальных данных об отказах в электрических сетях; математическое моделирование; вычисления с использованием программ «Microsoft Excel», «StatGraphics», «Curve Expert», «EasyFit 5.5 Professional».

**Результаты исследования.** На основе обработки прерываний была определена частота возникновения отклонений, вызванных каждым случайным фактором на протяженность 100 км линий для каждой системы в зависимости от сезона. Все это позволило упростить расчет и определить распределения прерываний для всех случайных факторов влияния в зависимости от частоты появления в системе и времени года, что позволяет определять сложные структуры и разрабатывать меры для повышения надежности в распределительных системах.

Установлено, что для прогнозирования поведения случайных факторов в отношении надежности систем распределения электроэнергии абсолютно необходимо определить законы распределения отказов, вызванных соответствующими факторами, и параметры этих распределений. В соответствии с изложенными выше факторами экспериментальные и теоретические распределения были рассмотрены по следующим показателям: частота системных и сезонных отказов, продолжительность отказов и количество отключенных потребителей. Чтобы определить параметры распределений отказов в соответствии с их появлением в системе и в соответствии со временем года, была проанализирована частота их появления на 100 км сети для всех факторов влияния. В таблице показаны результаты процесса случайных отказов, которые имели место в исследуемых сетях для каждого сезона (в соотношении на 100 км сети).

Все это позволило упростить расчет и определить количество прерываний для всех случайных факторов влияния в зависимости от частоты возникновения по секторам и сезонам, которые позволяют проводить сложные структурные определения и принимать меры для повышения надежности распределительных электрических сетей 0,4 кВ.

В процессе оценки надежности исследуемых сетей было реализовано следующее:

– используя предложенную методику, была обработана информация о перебоях, произошедших между распределительными сетями (всего 7 секторов), за 4-летний период эксплуатации (2016–2019);

– на основе разработанной схемы классификации были выбраны все случайные прерывания, что позволило структурировать и классифицировать информационные блоки по 10 факторам влияния в зависимости от географического расположения и сезонности;

– была предложена концепция равномерности первичной информации по соотношению к 100 км сети, что обеспечивает возможность сравнения интенсивности отказов, обусловленных различными факторами влияния для любого сектора, независимо от длины сетей, на основе стандартного процесса анализа и расчета.

Согласно результатам, полученным на основе предложенного метода, следует, что наибольшее количество отказов в распределительных сетях 0,4 кВ в Республике Молдова, которые влияли на электроснабжение потребителей всех категорий надежности, были вызваны климатическими условиями и дефектами оборудования. Результаты исследования дают возможность прогнозировать ожидаемое количество факторов, обусловленных отказами, что позволяет технически и экономически обоснованно планировать меры и действия служб эксплуатации распределительной сети с целью обеспечения нормированных показателей надежности.

Факторы		Сезонное количество отказов на 100 км сети									
		Зима		Весна		Лето		Осень		Ежегодная	
		Итого	%	Итого	%	Итого	%	Итого	%	Итого	%
1	Климатические условия	2,73	18,19	2,14	15,27	1,74	10,24	1,19	11,86	7,8	13,9
2	Дефекты в оборудовании	4,45	29,65	3,37	24,10	5,73	33,68	2,19	21,88	15,7	28,1
3	Воздействие животных и птиц	0,94	6,25	0,46	3,30	0,72	4,22	0,38	3,84	2,5	4,5
4	Воздействие различных механизмов	4,56	30,40	5,17	36,94	5,83	34,27	4,62	46,18	20,2	36,0
5	Повреждения, вызванные растительностью	0,18	1,23	0,39	2,79	0,45	2,63	0,26	2,63	1,3	2,3
6	Качество электрической энергии	0,25	1,66	0,29	2,08	0,26	1,55	0,26	2,56	1,1	1,9
7	Эксплуатационные ошиб- ки	1,04	6,96	1,16	8,27	1,08	6,35	0,63	6,25	3,9	7,0
8	Дефекты, вызванные при- чинами со стороны по- требителей	0,08	0,52	0,32	2,28	0,37	2,17	0,31	3,13	1,1	1,9
9	Акты вандализма	0,11	0,76	0,19	1,37	0,18	1,04	0,16	1,63	0,6	1,2
10	Ошибки в транспортных сетях	0,20	1,33	0,36	2,59	0,30	1,76	0,35	3,48	1,2	2,2
ИТОГО		14	100	13	100	16	100	10	100	53	100

Результаты обработки отказов, вызванных случайными факторами влияния для каждого сезона

# Выводы

Обработка экспериментальных данных относительно потоков отказов в распределительных сетях 0,4 кВ в Республике Молдова, позволила выявить 10 факторов влияния и позволила оценить количество отказов, вызванных по каждому сектору, в зависимости от сезона.

На основании полученных результатов было установлено, что наибольшее количество отказов в распределительных сетях 0,4 кВ Республики Молдова было вызвано климатическими условиями и дефектами оборудования.

# Литература

1. Erhan T. Major factors, which influence on levels value of short circuit currents in electrical power systems // Bulletin of the Politechnical Institute of Iassy. România, 2002. T. XLVIII (LII). Fasc. 5A. P. 303–311.

2. Dobrea V., Popescu V. Electrotehnică, sisteme de electronică.UASM., Chișinău, 2012. - 96 p.

3. Попеску В. Анализ надежности электрических распределительных систем // Проблемы региональной энергетики. АНМ, Кишинев, 2012. № 1 (17).

4. Georgescu O., Sarchiz D., Bucur D., maintenance based on reliability with applications to components of transmission and distribution power lines // J. of Sustainable Energy. Oradea, 2010. Vol. 1.

## УДК 67.05: 66.040.287

# ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ ТЕРМОХИМИЧЕСКОМ РАЗЛОЖЕНИИ РАСТИТЕЛЬНЫХ ОТХОДОВ

#### Р. Г. Сафин, В. Г. Сотников, Д. Г. Рябушкин

Казанский национальный исследовательский технологический университет, г. Казань, Россия

Растительные отходы – отходы, основу которых составляют такие компоненты как целлюлоза, гемицеллюлоза и лигнин. Под данную категорию подпадают отходы лесопромышленного комплекса, пищевые, текстильные, бытовые (картон, бумага) отходы. Растительные отходы хорошо поддаются термической переработке. В результате воздействия высоких температур отходы разлагаются на простые компоненты, присутствующие в их химическом составе. Наиболее универсальным способом термохимического разложения является кондуктивный пиролиз.

Продукты пиролиза – это углерод и горючий газ, и смесь различных жидких компонентов, имеющая различный состав в зависимости от сырья.



Рис. 1. Установка для переработки отходов в активированный уголь

На кафедре переработки древесных материалов Казанского национального исследовательского технологического университета была разработана энерго- и ресурсосберегающая непрерывно действующая установка, предназначенная для производства активированного угля, изображенная на рис. 1.

Конструктивно установка производства активированного угля представляет собой вертикальную реторту, где измельченные в зоне 1 отходы непрерывно движутся сверху вниз и по мере прохождения зон сушки 2, пиролиза 3, активации 4, охлаждения 5, укупорки 6 превращаются в готовый продукт [1].

В зонах установки 2–5 происходят эндотермические процессы сушки, пиролиза, активации поддерживаемые экзотермическими процессами горения и охлаждения в результате которых образуются пар необходимый для активации угля и топочные газы – выгоревшие горючие газы с температурой около 1000 °C.

Для вычисления масс конечных продуктов, полученных в установке, необходимо задать промежуточные состояния угля, газа и жидкости. Схема массообменных процессов в установке производства активированного угля представлена на рис. 2.

Теплообменные процессы, протекающие при производстве активированного угля, описываются уравнениями теплопереноса Фурье [2–9]:

$$W_{M} \rho_{cn} c_{M} \frac{\partial T_{cn}}{\partial h} = \frac{\partial T_{cn}}{\partial l} \left( \lambda_{cn} \frac{\partial T_{cn}}{\partial l} \right) + q_{xp}$$



Рис. 2. Схема массообменных процессов в установке производства активированного угля

Массообменные процессы в зонах сушки и охлаждении описываются уравнениями А. В. Лыкова [2–9]:

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} = a_m \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + a_m \delta \frac{\partial^2 T_y}{\partial x^2}$$

При пиролизе происходят более сложные массообменные процессы, чем при сушке, поскольку происходит разложение отходов на уголь и парогазовую смесь. Этот процесс описывается дифференциальными уравнениями химической кинетики [2–7]:

$$\frac{\partial \rho_{\partial p}}{\partial \tau} = -k_{\partial p} \rho_{\partial p}; \quad \frac{\partial \rho_{y}}{\partial \tau} = \varphi k_{\partial p} \rho_{\partial p}; \quad \frac{\partial m_{y}}{\partial \tau} = (1-\varphi) k_{\partial p} \rho_{\partial p}.$$

Изменение плотности угля и перегретого пара в зоне активации записывается соотношениями [8]

$$w_{y}\frac{\partial\rho_{y}}{\partial h} = -k_{a}\rho_{y}; \quad w_{\Pi}\frac{\partial\rho_{\Pi}}{\partial h} = -k_{a}\rho_{\Pi}; \quad w_{\Gamma A}\frac{\partial\rho_{\Gamma A}}{\partial h} = k_{a}\rho_{\Pi}.$$

По представленной математической модели можно рассчитать время процесса производства активированного угля, массу активированного угля, воды, пара, газов. На рис. 3 и 4

представлены кривые изменения удельной массы и температуры угля во времени для всего технологического цикла производства активированного угля в непрерывно действующей установке.



Рис. 3. Кинетические зависимости изменения массы сырья в зонах: I – сушки; II – пиролиза; III – активации; IV – конвективного/испарительного охлаждения; V – сушки и охлаждения с понижением давления среды (1 – твердый остаток, 2 – вода, 3 – пиролизные газы, 4 – газы активации)



Рис. 4. Кинетическая зависимость изменения температуры сырья в зонах: І – сушки; ІІ – пиролиза; ІІІ –активации; ІV – конвективного/испарительного охлаждения; V – сушки и охлаждения с понижением давления среды

Разработанная математическая модель позволяет отследить динамику массы, температуры всех компонентов, образующихся при производстве активированного угля, и определить конструктивные размеры узлов установки.

Анализ зависимостей изменения массы и температуры слоя частиц при производстве активированного угля от времени показал, что выход полезных продуктов составляет: активированного угля – 10%, дистиллята (жижки) – 25%. Остальная часть (65%) участвует в производстве самого активированного угля.

#### Литература

1. Пат. РФ № 2694347, 11.07.2019 МПК С 10 В 53/00. Способ получения активированного угля. Р. Г. Сафин [и др.].

2. Лыков А. В. и др. Теория сушки. М.: Энергия, 1968. – 472 с.

3. Сафин Р. Г., Зиатдинов Р. Р., Сотников В. Г., Рябушкин Д. Г., Тимербаева А. Л. Методика расчета пиролизной зоны в установке производства активированного угля // Вестн. ИжГТУ им. М. Т. Калашникова. 2021. Т. 24, № 3. С. 26–35.

4. Сафин Р. Г., Зиатдинов Р. Р., Сотников В. Г., Рябушкин Д. Г., Гумеров Д. Р., Чжан С. В. Моделирование процесса измельчения и транспортирования органических отходов в установке производства активированного угля // Системы. Методы. Технологии. 2021. № 2 (50). С. 152–157.

5. Сотников В. Г. Моделирование процесса измельчения и транспортировки органических отходов для установки по производству активированного угля // Системы. Методы. Технологии. 2021. № 3 (51). С. 92–97.

6. Сафин Р. Г., Зиатдинов Р. Р., Степанова Т. О., Рябушкин Д. Г., Гумеров Д. Р., Сотников В. Г. Моделирование процесса охлаждения в установке производства активированного угля // Деревообрабатывающая пром-сть. 2021. № 3. С. 78–86.

7. Сафин Р. Г., Степанова Т. О., Зиатдинов Р. Р., Рябушкин Д. Г., Петров В. И., Сотников В. Г. Конструктивный расчет пиролизной зоны установки производства активированного угля // Деревообрабатывающая пром-сть. 2020. № 3. С. 45–55.

8. Сафин Р. Г., Зиатдинов Р. Р., Сотников В. Г., Рябушкин Д. Г. Методика расчета зоны активации в установке производства активированного угля // Изв. вузов. Сев.-Кавк. регион. Техн. науки. 2021. № 4. С. 43–50.

9. Сафин Р. Г., Зиатдинов Р. Р., Сотников В. Г., Рябушкин Д. Г., Ахметова Д. А. Моделирование процесса сушки древесных отходовв установке производства активированного угля // Системы. Методы. Технологии. 2021. № 4. С. 79–86.

УДК 664.723.047

#### КРИТЕРИИ КИРПИЧЕВА, КОССОВИЧА И РЕБИНДЕРА ПРИ КОНВЕКТИВНОЙ СУШКЕ ЗЕРНА

#### В. Ф. Сорочинский

#### ВНИИЗ – филиал ФГБНУ «ФНЦ пищевых систем им. В. М. Горбатова» РАН, г. Москва

Целью исследования является изучение зависимости критериев Кирпичева, Коссовича и Ребиндера от начальной влажности и температуры зерна, температуры и скорости фильтрации агента сушки применительно к сушке зернобобовых культур, а также зерна других зерновых культур, подверженных образованию трещин при сушке, для обеспечения и сохранения их качества и снижения энергопотребления при сушке. Эти исследования являются продолжением ранее проведенных исследований полей влагосодержания и температуры на модельном теле зерновки нута, для увеличения области определения и получения новых расчетных зависимостей. Сведения об экспериментальной установке, объектах и методах исследования приведены в [1]. Значения критериев Кирпичева, Коссовича и Ребиндера получены расчетным путем с использованием ранее проведенных и новых экспериментальных исследований. При этом при определении критерия Коссовича использовалось значение температуры центра зерновки измеренной медь-константановыми термопарами в течение первых 10 мин. Расчет этой температуры (°C) определялся в зависимости от начальной влажности зерновки, температуры и скорости фильтрации агента сушки:

$$\Theta = 0.914\tau - 0.267W_{\rm H} + 0.898t_{\rm a,c} + 5.67V_{\rm \phi} - 5.15, \qquad \text{R2} = 0.9832. \tag{1}$$

Исследования проведены на зерновках нута при начальной влажности зерна  $W_{\rm H} = 18,9-40,7\%$ , температуре агента сушки  $t_{\rm a.c.} = 35,50$  и 70 °C, скорости его фильтрации  $V_{\rm p} = 0,3-1,0$  м/с. При этом в указанном диапазоне параметров температура зерновки через 10 мин

практически сравнивалась с температурой агента сушки. Продолжительность сушки составляла от 90 до 240 мин в зависимости от параметров зерна и агента сушки. Тепло-емкость (кДж/кг К) зерновки определяли по соотношению [2]

$$C = 1,08 + 0,0184Wc + 0,0117\Theta.$$
 (2)

В отличии от критерия Коссовича, критерий Ребиндера определялся по приращению изменения температуры и влажности зерна в процессе сушки рассчитанному через каждую минуту в течение первых 10 мин, удельная теплота испарения влаги при этом была принята одинаковой и составляла r = 2514 кДж/кг.

Установлено, что для высоковлажной зерновки скорость фильтрации агента сушки при определении критерия Кирпичева не играет существенной роли [1]. При примерно одинаковой начальной влажности зерна значения массообменного критерия Кирпичева при одинаковой продолжительности сушки близки друг к другу. При этом с увеличением продолжительности сушки и снижением влажности зерна значение массообменного критерия Кирпичева вначале увеличивается вследствие снижения коэффициента диффузии влаги, а затем уменьшается вследствие снижения общего потока испаряемой влаги и уменьшения разницы во влагосодержании между центром и поверхностью зерновки. Установлено, что с увеличением начальной влажности до  $W_{\rm H} = 38,7-40,7\%$  время достижения максимального значения критерия Кирпичева составляет 70–90 мин при значении Кі<sub>м(max)</sub> = 0,65–0,7, что свидетельствует об увеличении разницы во влагосодержании между центром и поверхностью зерновки и наибольшей опасности трещинообразования зерна. На величину массообменного критерия Кирпичева и времени его наступления существенное влияние оказывает влажность зерна (рис. 1).



Рис. 1. Изменение массообменного критерия Кирпичева в процессе сушки при разной начальной влажности зерна: 1 – начальная влажность  $W_{\rm H} = 18,9\%$ ; 2 – 22,3; 3 – 30,8; 4 – 36,2. Температура агента сушки  $t_{\rm a.c.} = 50$  °C, скорость его фильтрации  $V_{\rm \varphi} = 0,5$  м/с

При скорости фильтрации агента сушки 0,5 м/с, его температуре 50 °С и начальной влажности зерна от 18,9 до 36,2% максимальное значение массообменного критерия Кирпичева изменяется соответственно от 0,25 до 0,7 и время его наступления сокращается с 105 до 70 мин, т. е. происходит смещение максимального значения критерия к началу процесса сушки.

Температура агента сушки, определяющая температуру нагрева зерна, также влияет на время наступления максимального значения массообменного критерия Кирпичева и с ростом температуры агента сушки это значение существенно уменьшается (рис. 2), т. е. с ростом температуры агента сушки при максимальном значении критерия Кирпичева быстрее наступает опасность трещинообразования и ухудшение качества зерна.



Рис. 2. Изменение массообменного критерия Кирпичева в процессе сушки при разной температуре агента сушки: 1 – температура агента сушки  $t_{a.c.} = 35$  °C, начальная влажность зерна  $W_{\rm H} = 23,6\%$ ;  $2 - t_{a.c.} = 70$  °C и  $W_{\rm H} = 21,7\%$ . Скорость фильтрации агента сушки  $V_{\rm \phi} = 0,3$  м/с

Для максимального значения массообменного критерия Кирпичева в процессе сушки получено уравнение регрессии

$$Ki_{m(max)} = 0.012W_{H} + 0.011t_{c.a.} + 0.65V_{\Phi} - 0.83, R^{2} = 0.9661.$$
 (3)

Увеличение максимального значения критерия Кирпичева с ростом влажности зерна, температуры и скорости фильтрации агента сушки связано с увеличением интенсивности испарения влаги и градиента влагосодержания между центром и поверхностью зерновки.

Для расчета времени достижения (мин) в процессе сушки максимального значения массообменного критерия Кирпичева также получено уравнение

$$\tau_{\rm max} = 239.8 - 1.98 W_{\rm H} - 1.51 t_{\rm c.a.} - 44.0 V_{\rm \varphi}, \quad {\rm R}^2 = 0.9155. \tag{4}$$

Как видно из этого уравнения, время достижения максимального значения массообменного критерия Кирпичева уменьшается как с ростом начальной влажности зерна, так и с ростом температуры и скорости фильтрации агента сушки, т. е. опасность трещинообразования в процессе сушки с увеличением этих параметров наступает раньше. Следует отметить существенное влияние скорости агента сушки на достижение максимального значения критерия Кирпичева. Для предотвращения снижения энергии прорастания и всхожести семян нута была определена температура семян нута, которая не должна превышать 32,5 °C.

Для оценки эффективности процесса сушки исследована зависимость критерия Коссовича от параметров процесса сушки: начальной влажности зерна, температуры агента сушки и скорости его фильтрации.

Установлено, что с ростом начальной влажности зерна значение критерия Коссовича в процессе сушки увеличивается, так как увеличиваются затраты теплоты на испарение влаги (рис. 3). При этом увеличение температуры агента сушки приводит к уменьшению этого значения вследствие увеличения затрат на нагрев зерна. Таким образом, с точки зрения энергетических затрат по значению критерия Коссовича наиболее эффективна низкотемпературная сушка зерна, однако она не всегда возможна, в связи с длительностью процесса и его низкой производительности, а также возможного ухудшения качества при сушке высоковлажного зерна в связи с длительностью процесса и возможного развития биохимиических процессов.

С ростом скорости фильтрации агента сушки значение критерия Коссовича несколько уменьшается, так как увеличивается скорость нагрева зерна и количество теплоты, пошедшей на его нагрев. При этом с увеличением начальной влажности зерна он увеличивается при

прочих равных условиях. Во всех случаях с увеличением продолжительности сушки критерий Ко растет, так как увеличивается количество испаренной влаги при уже нагретом зерне. Вместе с тем, по мере высушивания зерна темпы этого роста снижаются, так как снижается количество испаренной влаги. Полученные экспериментальные данные обобщены уравнением регрессии, позволяющим рассчитать значение критерия Коссовича в зависимости от параметров и продолжительности сушки:

$$K_{0} = 0.675 W_{\rm H} - 0.26 t_{\rm a.c.} + 5.02 V_{\rm b} + 0.11 \tau - 10.7, \quad R^{2} = 0.9227. \tag{5}$$

Как следует из уравнения и области определения показателей, наибольшее влияние на значение критерия Коссовича оказывает влажность зерна, с увеличением которой он увеличивается. Значение критерия также незначительно увеличивается в процессе сушки и с увеличением скорости фильтрации агента сушки и несколько уменьшается с увеличением температуры агента сушки за счет увеличения теплоты, пошедшей на нагрев зерна. Однако при всех значениях параметров уже через 3–8 мин значение критерия Коссовича становится больше единицы, что свидетельствует о том, что зерно прогрелось и, в дальнейшем, подведенная теплота пойдет на испарение влаги.



Рис. 3. Изменение значений критерия Коссовича при сушке в зависимости от температуры агента сушки и влажности зерна: 1, 3 – влажность зерна  $W_{\rm H} = 38,7$  и 23,6%, температура агента сушки  $t_{\rm a.c.} = 35$  °C; 2, 4 – влажность зерна  $W_{\rm H} = 39,8$  и 21,7%, температура агента сушки  $t_{\rm a.c.} = 70$  °C. Скорость фильтрации агента сушки  $V_{\rm d} = 0,3$  м/с

Значение критерия Ребиндера, являясь важной характеристикой кинетики процесса сушки, определяет соотношение локальных значений затрат теплоты на нагрев материала и на испарение влаги, также зависит от режимов сушки (рис. 4). Критерий Ребиндера резко снижается в первые 1-2 мин сушки, так как в это время происходит интенсивный нагрев зерновки, причем его значение с ростом начальной влажности зерновки уменьшается вследствие увеличения затрат теплоты на испарение влаги. В дальнейшем значения критерия Ребиндера стабилизируются в периоде постоянной скорости сушки, однако по определению должны уменьшатся по мере высушивания зерна при условии недопущения его перегрева.

В этом периоде значение критерия Ребиндера можно определить по уравнению регрессии

$$Rb = 1,44 - 0,019W_{\rm H} - 0,0074t_{\rm a.c.} - 0,21V_{\rm b}, \quad R^2 = 0,9744.$$
(6)

Как видно из этого уравнения, критерий Ребиндера уменьшается с ростом начальной влажности зерна, температуры и скорости фильтрации агента сушки, что свидетельствует о повышении интенсификации процесса и увеличении скорости сушки с увеличением этих параметров, т. е. затраты теплоты на испарение влаги в каждый момент времени превышают

затраты теплоты на его нагрев. В то же время критерий Коссовича увеличивается с повышением начальной влажности зерна и скорости фильтрации агента сушки и уменьшается с ростом температуры агента сушки, что в целом характеризует весь процесс сушки и экономику этого процесса.



Рис. 4. Изменение критерия Ребиндера при сушке в зависимости от начальной влажности зерна: 1 – начальная влажность зерна  $W_{\rm H} = 21,7\%$ , 2 – 39,8. Температура агента сушки  $t_{\rm a.c.} = 70$  °C, скорость фильтрации  $V_{\rm \varphi} = 0,3$  м/с

Результаты исследования служат основанием для разработки режимов сушки зерна, прежде всего подверженного трещинообразованию, и определения направлений интенсификаций процесса сушки в шахтных прямоточных и рециркуляционных зерносушилках при их проектировании для снижения энергозатрат при сушке и сохранения качества зерна.

#### Обозначения

Wc – влажность зерна на сухую массу, %;  $\Theta$  – температура центра зерновки, °C,  $W_{\rm H}$  = 21,1–40,7%,  $t_{\rm a.c.}$  = 35–70 °C,  $V_{\rm \phi}$  = 0,3–1,0 м/с – соответственно начальная влажность зерна, температура и скорость фильтрации агента сушки.

#### Литература

1. Sorochinsky V. F. The influence of convective drying on the change jf Kirpichev massexchange criterion // J.of Physics: Conference Series – APITECH-2019. Polytechnical Justitute of Siberian Federal University, 2019. C. 22012.

2. Гинзбург А. С. Технология сушки пищевых продуктов. М.: Пищевая пром-сть, 1976. – 248 с.

3. Инструкция по сушке продовольственного, кормового зерна, маслосемян и эксплуатации зерносушилок № 9-3-82. М.: ЦНИИТЭИ Минзага СССР, 1982. – 61 с.

4. Сорочинский В. Ф., Догадин А. Л. Изменение полей влагосодержания и температуры в зерне при сушке // Хранение и переработка сельхозсырья. 2019. № 1. С. 47–56.

5. ГОСТ 12038-84. Семена сельскохозяйственных культур. Методы определения всхожести. М.: Стандартинформ, 2011. – 64 с.

6. Сорочинский В. Ф. Снижение расхода топлива в прямоточных зерносушилках // Комбикорма. 2007. № 7. С. 51–52.

УДК 662.76

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, ПРИВОДЯЩИХ К СЕКВЕСТРОВАНИЮ АНТРОПОГЕННЫХ ПРОДУКТОВ ГОРЕНИЯ ДРЕВЕСНО-УГОЛЬНЫХ ТОПЛИВ

# С. В. Сыродой<sup>1</sup>, Г. В. Кузнецов<sup>1</sup>, В. В. Саломатов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Томский государственный политехнический университет, г. Томск, Россия <sup>2</sup>Инстиут теплофизики им. С. С. Кутателадзе, г. Новосибирск, Россия

По результатам экспериментальных и теоретических исследований известно, что при совместном сжигании угля и древесины выбросы антропогенных оксидов в атмосферу [1] существенно меньше, чем при горении однородного угля. Однако адекватно описывающей этот эффект гипотезы до настоящего времени не разработано. По результатам математического моделирования установлено, что водяной пар, формирующийся при испарении внутрипоровой влаги, является адсорбирующим SO<sub>x</sub> и NO<sub>x</sub> агентом [2, 3]. В результате формируется азотная и серная кислоты, которые поглощаются оксидами металлов. Это приводит к существенному снижению выбросов SO<sub>x</sub> и NO<sub>x</sub> (рисунок).



Зависимость массовой концентрации компонентов газовой смеси в малой окрестности топливных частиц в период воспламенения

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 18-79-10015-П).

# Литература

1. Emissions of SO<sub>2</sub>, NO<sub>x</sub>, CO<sub>2</sub> and HCl from Co-firing of coals with raw and torrefied biomass fuels / Emad Rokni, Xiaohan Ren, Aidin Panahi, Yiannis A. Levendis // Fuel. 2018. Vol. 211. P. 363-374.

2. Syrodoy S. V. Mathematical modeling of the thermochemical processes of nitrogen oxidessequestration during combustion of wood-coal mixture particles / S. V. Syrodoy, G. V. Kuznetsov, N. Y. Gutareva, N. A. Nigay // J. of the Energy Institute. 2021. Vol. 96. P. 1–14.

3. Syrodoy S. V. Mathematical modeling of the thermochemical processes of sequestration of SOx when burning the particles of the coal and wood mixture / S. V. Syrodoy, G. V. Kuznetsov, N. Y. Gutareva, N. A. Nigay // Renewable energy. 2022. Vol. 185. P. 1392–1409.

УДК 691.54: 62-932.4

# МОДЕЛИРОВАНИЕ МАССОПЕРЕНОСА В СИСТЕМЕ "ЖИДКОСТЬ–РЕЗЕРВУАР" ПРИ ЖИДКОСТНОЙ КОРРОЗИИ БЕТОНОВ МЕТОДОМ МИКРОПРОЦЕССОВ

С. В. Федосов<sup>1,4</sup>, В. Е. Румянцева<sup>2,4</sup>, И. В. Красильников<sup>2,4</sup>, И. А. Красильникова<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный строительный университет, г. Москва, Россия <sup>2</sup>Ивановский государственный политехнический университет, г. Иваново, Россия <sup>3</sup>Владимирский государственный университет, г. Владимир, Россия <sup>4</sup>Научно-исследовательский институт строительной физики РААСН, г. Москва, Россия

Предметом настоящей публикации является демонстрация и анализ модели массопереноса при жидкостной коррозии первого вида цементных бетонов. Указанные процессы протекают практически во всех системах «твердая фаза—жидкость». Типичным примером могут являться обычные железобетонные сооружения, такие как резервуары для хранения жидкостей (рисунок, *a*).



Схема резервуара для хранения жидкости (*a*), общая схема моделируемого процесса (*б*): І – внешняя среда; ІІ – бетон; ІІІ – жидкость

Известно, что за стабильность существования высокоосновных соединений бетона (алита, белита, трехкальциевого алюмината, четырехкальциевого алюмоферрита) отвечает «свободный гидроксид кальция», содержащийся в порах бетона. Именно «свободный

гидроксид кальция» определяет массоперенос в системе «цементный бетон-жидкая среда», изменения содержания которого в теле бетона приводят к коррозии первого вида [1], а в конечном итоге – к негативным необратимым последствиям для долговечности конструкций. Ранее нашей научной школой были опубликованы работы по теоретическому исследованию процессов массопереноса при коррозии первого вида цементных бетонов, описывающих процесс на начальной стадии [2], учитывающих наличие внутреннего источника массы «свободного гидроксида кальция» [3] и нелинейность кривой равновесия [4]. В наших многолетних исследованиях создан научный задел, касающийся центрального вопроса долговечности железобетонных конструкций – коррозионного повреждения в них структуры бетонов и деструктивной эволюции функциональных свойств [3]. Приведенные в работах [2–5] математические модели основаны на теории массопереноса академика А. В. Лыкова [8].

На рисунке, *б* показана иллюстрация физической модели процесса массопереноса «свободного гидроксида кальция» из стенки резервуара в жидкость, обусловленная диффузией переносимого компонента из твердой фазы в жидкую. После завершения монтажа резервуара, пуска в эксплуатацию и заполнения жидкостью, начинается взаимодействие фаз, характеризуемое началом диффузии гидроксида кальция по толщине конструкции в направлении координаты *x* к границе раздела фаз  $\delta$ , переходом через эту границу и распределением в объеме жидкости. При этом поток переносимого компонента будет определяться вектором  $\vec{j}_m(\tau)$ .

Процесс твердения бетона на цементном вяжущем сопровождается химическими реакциями гидратации алита (C<sub>3</sub>S) и белита (C<sub>2</sub>S), приводящими к тому, что в бетоне образуется «свободный гидроксид кальция». Именно наличие «свободного гидроксида кальция» и является первопричиной коррозии первого вида, поскольку именно он «вымывается» из бетона жидкой средой. Этот процесс обусловлен диффузией «свободного гидроксида кальция» из толщи бетона к его поверхности, граничащей со средой, переходом вещества через границу раздела фаз «твердое тело–жидкость» и растворением в жидкой среде.

Согласно теории массопереноса А. В. Лыкова [6–8] в общем случае для коррозии первого и второго вида диффузия «свободного гидроксида кальция» в пористой структуре бетона описывается нелинейным дифференциальным уравнением массопроводности параболического типа с источниковым членом:

$$\frac{\partial C(x,\tau)}{\partial \tau} = \operatorname{div}\left[k\left(x,\tau\right)\operatorname{grad}C(x,\tau)\right] + q_{v}\left(x,\tau\right)/\rho_{\delta em}.$$
(1)

При отсутствии источника массы ( $q_{\nu}(x,\tau) = 0$ ) уравнение (1) переходит в уравнение массопроводности, которое описывает массоперенос при жидкостной коррозии бетона первого вида.

Уравнение массопроводности в виде (1) позволяет производить расчеты при изменяющихся по времени и координате параметров процесса: коэффициентов массопроводности и массоотдачи, мощности объемного источника массы вследствие фазовых и химических превращений, что очень важно для большинства практических расчетов физической картины процессов массопереноса и конечных результатов расчетов. Получить аналитическое решение нелинейного дифференциального уравнения крайне затруднительно. Для решения задач массопереноса подобного рода в течение многих лет применяется численно-аналитический метод «микропроцессов» [5, 9]. Особенность метода заключается в том, что время всего процесса представляется непрерывной цепью «микропроцессов»:

$$\tau = \sum_{i=1}^{n} \tau_i \,. \tag{2}$$

240

Начальным условием для каждого «микропроцесса», начиная со второго, является конечное распределение концентраций, полученное по результатам расчета предыдущего этапа.

Такой подход позволяет проводить расчеты, полагая коэффициенты переноса и физикохимические характеристики системы постоянными для рассматриваемого «микропроцесса», но скачкообразно изменяющимися при переходе от одного этапа к последующему.

Для *i*-го «микропроцесса» краевая задача массопереноса с начальными и граничными условиями может быть представлена в виде

$$\frac{\partial C(x,\tau)}{\partial \tau} = k \frac{\partial^2 C(x,\tau)}{\partial x^2}, \qquad \tau > 0, \qquad 0 \le x \le \delta,$$
(3)

$$C(x,\tau)|_{\tau=0} = C(x,0) = C_0(x),$$
 (4)

$$\frac{\partial C(0,\tau)}{\partial x} = 0, \tag{5}$$

$$\beta \left[ C(\delta, \tau) - C_p \right] = -k \frac{\partial C(\delta, \tau)}{\partial x}.$$
(6)

Начальное условие (4) показывает, что в момент времени, принимаемый за начало расчета *i*-го «микропроцесса», концентрация переносимого компонента (гидроксида кальция) распределена по толщине конструкции неравномерно. При этом начальное распределение концентрации переносимого компонента в твердой фазе должно быть описано какой-либо математической функцией [12]. Условие (5), называемое "условием непроницания", показывает отсутствие массопотока через границу конструкции, контактирующей с окружающей средой с левой стороны неограниченной пластины. Поскольку на левой границе происходит взаимодействие по схеме «твердое тело–жидкость», то необходимо учитывать конвективный перенос вещества, т. е. применить граничные условия третьего рода, описанные уравнением (6).

Специфической особенностью математической модели (3), (4) от классической теории массопереноса [6] является непостоянство величины равновесной концентрации на поверхности твердого тела  $C_p$ , а ее зависимость от концентрации компонента в жидкой фазе:

$$C_{p}(\tau) = f[C_{\mathcal{H}}(\tau)]. \tag{7}$$

Простейшей формой этой зависимости является закон Генри [10, 11]:

$$C_{p}(\tau) = mC_{\mathcal{H}}(\tau). \tag{8}$$

Отличительной чертой такого процесса является то, что переход переносимого компонента – «свободного гидроксида кальция» – из твердой фазы в жидкую происходит при условиях ограниченного объема жидкой фазы, и концентрация вещества в последней меняется во время процесса. Согласно закону сохранения масс поток массы вещества, выходящего с поверхности бетона, должен быть равен количеству вещества, прибывающему в жидкую фазу:

$$-S\rho_{\delta em}k\frac{\partial C(\delta,\tau)}{\partial x} = V_{\mathcal{H}}\rho_{\mathcal{H}}\frac{\partial C_{\mathcal{H}}(\tau)}{\partial \tau}.$$
(9)

В этом уравнении левая часть – количество переносимого компонента через внутреннюю поверхность резервуара, а правая часть – приращение массы компонента в объеме жидкости резервуара.

Решение задачи массопереноса в процессах коррозии первого вида цементных бетонов для замкнутой системы «жидкость-резервуар» успешно проводится нами методом интегрального преобразования Лапласа. Суть метода решения краевых задач с помощью интегрального преобразования Лапласа заключается в отображении исходного дифференциального уравнения и краевых условий в комплексную область, в выполнении математических операций для получения решения в области изображений и последующего перевода изображения в область оригиналов [5].

Таким образом, сформулированная выше система дифференциальных уравнений массопереноса вместе с начальными и граничными условиями является математической моделью реального процесса массопереноса при коррозии первого вида цементных бетонов для замкнутой системы «жидкость-резервуар». Решение этой системы позволяет получить полную картину распределения вещества с течением времени и проанализировать кинетику и динамику процесса. Это, в свою очередь, позволяет организовать мониторинг изменения прочности материала железобетонной конструкции в течение ее жизненного цикла эксплуатации.

#### Обозначения

 $C(x,\tau)$  – концентрация гидроксида кальция в поровой структуре бетона в момент времени  $\tau$  в произвольной точке с координатой x, кг<sub>Са(OH)2</sub>/кг<sub>бетона</sub>;  $C_0(x)$  – распределение концентрации гидроксида кальция в поровой структуре бетона в начале *i*-го «микропроцесса», кг<sub>Са(OH)2</sub>/кг<sub>бетона</sub>;  $C_p(\tau)$  – равновесная концентрация переносимого компонента на поверхности твердого тела, кг<sub>Са(OH)2</sub>/кг<sub>бетона</sub>;  $C_{\mathcal{H}}(\tau)$  – концентрация гидроксида кальция в жидкости в момент времени  $\tau$ , кг<sub>Са(OH)2</sub>/кг<sub>жидкости</sub>;  $k(x,\tau)$  – коэффициент массопроводности (диффузии), м<sup>2</sup>/с;  $\beta$  – коэффициент массоотдачи в жидкой среде, м/с;  $q_v(x,\tau)$  – мощность объемного источника массы вследствие фазовых и химических превращений, кг<sub>Са(OH)2</sub>/(м<sup>3</sup>·с); *m* – константа равновесия Генри, кг жидкости/кг бетона;  $\delta$  – толщина стенки конструкции, м; *x* – координата, м;  $\tau$  – время, с;  $\rho_{\delta em}$ ,  $\rho_{\mathcal{H}}$  – плотности бетона и воды, кг/м<sup>3</sup>; *S* – площадь поверхности резервуара, контактирующая с жидкостью, м<sup>2</sup>;  $V_{\mathcal{H}}$  – объем жидкости в резервуаре, м<sup>3</sup>.

# Литература

1. Мчедлов-Петросян О. П. Химия неорганических строительных материалов. М.: Стройиздат, 1988. – 303 с.

2. Федосов С. В., Румянцева В. Е., Красильников И. В., Касьяненко Н. С. Нестационарный массоперенос в процессах коррозии второго вида цементных бетонов. Малые значения чисел Фурье с внутренним источником массы // Изв. высших учебных заведений. Серия: Химия и химическая технология. 2015. Т. 58, № 1. С. 97–99.

3. Федосов С. В., Румянцева В. Е., Красильников И. В., Касьяненко Н. С. Теоретические и экспериментальные исследования процессов коррозии первого вида цементных бетонов при наличии внутреннего источника массы // Строительные материалы. 2013. № 6. С. 44–47.

4. ФедосовС. В., Румянцева В. Е., Красильников И. В., Касьяненко Н. С. Моделирование массопереноса в процессах коррозии первого вида цементных бетонов в системе «жидкость-резервуар» при наличии внутреннего источника массы в твердой фазе // Вестн. гражданских инженеров. 2013. № 2 (37). С. 65–70.

5. Федосов С. В., Румянцева В. Е., Красильников И. В. Методы математической физики в приложениях к проблемам коррозии бетона в жидких агрессивных средах. М.: АСВ, 2021. – 246 с.

6. Лыков А. В. Явления переноса в капиллярно-пористых телах. М.: Гостехиздат, 1954. – 296 с.

7. Лыков А. В., Михайлов Ю. А. Теория тепло- и массопереноса. М.; Л.: Госэнерго-издат, 1963. – 536 с.

8. Лыков А. В. Тепломассообмен: справ. М.: Энергия, 1971. – 560 с.

9. Федосов С. В. Тепломассоперенос в технологических процессах строительной индустрии. Иваново: ПресСто, 2010. – 364 с.

10. Тимофеев Д. П. Кинетика адсорбции. М.: Академия наук СССР, 1962. – 252 с.

11. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.

12. Fedosov S. V., Roumyantseva V. E., Krasilnikov I. V., Konovalova V. S., Evsyakov A. S. Monitoring of the penetration of chloride ions to the reinforcement surface through a concrete coating during liquid corrosion // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. Electron. ed. Vladivostok, 2018. P. 042048.

# ТЕПЛОВЫЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМАХ С НАНО- И МИКРОСТРУКТУРАМИ

УДК 536.4

# ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНЫХ ФРАГМЕНТОВ, ПОЛУЧАЕМЫХ ПРИ МИКРОВЗРЫВНОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ КАПЕЛЬ СУСПЕНЗИЙ

#### Д. В. Антонов, Г. С. Няшина, П. А. Стрижак

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Фрагментация капель многокомпонентных топлив в процессе нагрева приводит к образованию большого количества вторичных капель, размеры которых зачастую не превышают нескольких десятков микрон [1, 2]. При этом такие капли имеют скорости движения после микровзрыва, как правило, от 0.5 до 5 м/с. Как следствие, их принято считать быстро перемещающимися и, соответственно, интенсивно испаряющимся в высокотемпературной среде. Такие эффекты позволяют многократно увеличить площадь поверхности жидкости и скорости фазовых превращений, интенсифицировать смешение горючего с окислителем при формировании парогазовой смеси, снизить инерционность процесса зажигания, повысить полноту выгорания топлива (т. е. уменьшить недожег), а также способствуют снижению газовых антропогенных выбросов [1, 2].

В большинстве работ, посвященных тематике микровзрывного распада капель и их диспергирования в качестве исследуемых составов, как правило, рассматривают перемешанные капли (например, приготовленные эмульсии, суспензии и растворы) и неперемешанные (двух-, трех- и мультикомпонентные) капли. Также нередко рассматриваются водотопливные эмульсии [3], топливные смеси, в которых микровзрыв реализуется на стадиях прогрева и горения [4], а также различные топливные композиции с добавлением твердых горючих компонентов (натуральных топлив или отходов их переработки).

Размеры элементов дисперсной фазы (капельки воды или твердые частицы) в каплях топливных эмульсий и суспензий могут оказывать влияние не только на характеристики их распада, но также и на характеристики вторичных капель, образующихся в результате частичной фрагментации и микровзрыва.

Цель настоящей работы – экспериментальное исследование влияния концентрации твердых частиц в каплях суспензий на распределения по размерам вторичных фрагментов, получаемых при микровзрывном измельчении, а также на суммарную площадь их поверхности и площадь поверхности образуемого аэрозольного облака.

В проведенных экспериментах в качестве негорючего компонента использовалась дистиллированная вода. В качестве горючего компонента использовано рапсовое масло. Выбор данного типа жидкого горючего компонента обусловлен тем, что при его применении возможен максимальный эффект микровзрывного распада капель в соответствии с результатами сравнительного анализа, приведенными в [1]. В качестве твердых компонентов выбраны бурые и каменные угли для того, чтобы гидрофобность и гидрофильность твердых частиц существенно отличались. Основные свойства твердых компонентов капель представлены в таблице.

Компонент	λ, Βτ/(м·°C)	<i>С</i> , Дж/(кг∙°С)	ρ, кг/м <sup>3</sup>	$v \cdot 10^6, m^2/c$	σ, Н/м	$a \cdot 10^8, \ M^2/c$
Вода	0.6	4200	1000	19.8	0.072	_
Рапсовое масло	0.167	2000	907	31.2	0.067	_
Бурый уголь	0.15	1400	1527	_	_	7.017
Каменный уголь	0.26	1280	1376	_	_	14.762

Основные свойства компонентов капель суспензий при 20 °С

Видеофиксация процессов микровзрывов капель органоводоугольных суспензий осуществлялась с использованием высокоскоростной камеры Phantom Miro M310. Сохранение и обработка полученных видеокадров осуществлялась с использованием специального программного обеспечения Phantom Camera Control. Частота съемки в ходе проведения экспериментов составляла 1000–10000 кадров в секунду [5].

На рис. 1 представлены зависимости времен задержки распада неоднородных капель от температуры воздушного потока при варьировании концентрации твердых частиц в топливной композиции. Минимальные температуры, представленные на рис. 1, соответствуют предельным (необходимым) температурам, при которых реализуются режимы распада. Характерным для всех суспензий на основе бурого и каменного угля является снижение времени задержки распада с увеличением температуры. При этом вид кривых нелинейный, что обусловлено нелинейными зависимостями скоростей испарения компонентов капель органоводоугольных суспензий от температуры. Влияние концентрации твердых частиц бурого и каменного угля было довольно незначительным, максимальные отклонения не превышали 15%. Минимальные времена задержек распада для капель с частицами бурого угля соответствовали составам с минимальной концентрацией твердых частиц.



Рис. 1. Зависимости времен задержки распада неоднородных капель от температуры воздушного потока при варьировании концентрации твердых частиц в капле: a – на основе бурого угля,  $\delta$  – на основе каменного угля

При проведении экспериментов установлено, что составы на основе бурого угля имеют большие значения времен задержки распада по сравнению с суспензиями на основе каменного угля. Данная особенность может быть обусловлена тем, что составы на основе бурого угля являются более вязкими (из-за высокой смачиваемости бурого угля в сравнении с каменным углем). Как следствие, требуется больше энергии для разрушения исходной капли [5]. Теплопроводность и, соответственно, температуропроводность частиц угля выше аналогичных параметров для воды, дизеля и других горючих жидкостей. Поэтому угольные суспензии прогревались существенно быстрее, чем капли без твердых частиц. На рис. 2 представлены зависимости среднего размера вторичных капель от температуры воздуха при варьировании концентрации твердых частиц в капле. Минимальные температуры на рис. 2 соответствуют минимальным температурам, при которых в результате распада исходных капель можно было зарегистрировать достаточное количество вторичных капель. При  $T_a < 300$  °C распад родительских капель протекал достаточно слабо (т. е. времена задержки высоки, количество отрывающихся фрагментов мало и их размеры большие). Доминирующим режимом было монотонное уменьшение размера капли при испарении. Как следствие, количество образованных вторичных капель не превышало 5. Характер кривых для всех составов идентичный – с ростом температуры средний размер вторичных капель существенно уменьшается. Это связано с интенсификацией процесса испарения жидкости.



Рис. 2. Зависимости среднего размера вторичных капель от температуры воздушного потока при варьировании концентрации твердых частиц в капле: a – на основе бурого угля,  $\delta$  – на основе каменного угля

Размеры вторичных капель также уменьшаются при снижении концентрации твердых частиц в капле. Это может быть связано с агломерацией частиц внутри капли в процессе нагрева: чем выше концентрация твердой компоненты, тем более крупные частицы образуются в капле. Из-за того, что более крупные частицы адсорбируют большее количество жидкости, при распаде образуются более крупные вторичные капли. Максимальное изменение размера не превысило 20%. С увеличением температуры влияние концентрации твердых частиц на размеры вторичных капель снижается. Полученный результат может быть обусловлен повышением интенсивности фрагментации с ростом температуры.

Результаты экспериментов по изучению влияния концентрации твердых частиц на инерционность прогрева капель топлив на примере двух составов (с бурым и каменным углями) показали высокую значимость данных факторов. Установлено, что при варьировании концентрации твердых частиц в исследованном диапазоне (0–5 мас.%) максимальные отклонения времен задержки микровзрыва не превышают 15%. Максимальное снижение среднего размера вторичных капель при уменьшении концентрации твердых частиц в капле от 5 до 1 мас.% составляет не более 20%.

Исследование выполнено при поддержке гранта Президента РФ (МД-1616.2022.4).

#### Литература

1. Antonov D. V, Kuznetsov G. V, Strizhak P. A. Characteristics of the aerosol cloud formed during microexplosive fragmentation of a two-component liquid drop // Tech. Phys. Lett. 2019. Vol. 45. P. 805–808.

2. Seifi M. R., Desideri U., Ghorbani Z., Antonelli M., Frigo S., Hassan-Beygi S. R., Ghobadian B. Statistical evaluation of the effect of water percentage in water-diesel emulsion on the engine performance and exhaust emission parameters // Energy. 2019. Vol. 180. P. 797–806.

3. Lif A., Holmberg K. Water-in-diesel emulsions and related systems // Adv. Colloid Interface Sci. 2006. Vol. 123–126. P. 231–239.

4. Wang C. H., Fu S. Y., Kung L. J., Law C. K. Combustion and microexplosion of collisionmerged methanol/alkane droplets // Proc. Combust. Inst. 2005. Vol. 30. P. 1965–1972.

5. Antonov D. V., Kuznetsov G. V., Strizhak P. A. Comparison of the characteristics of micro-explosion and ignition of two-fluid water-based droplets, emulsions and suspensions, moving in the high-temperature oxidizer medium // Acta Astronaut. 2019. Vol. 160. P. 258–269.

УДК 519.216

# МОДЕЛЬ РОСТА КОНЦЕНТРАЦИИ ПАТОГЕННОГО ВИРУСА В ОРГАНИЗМЕ ПРИ СЛУЧАЙНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ВИРУСА В АТМОСФЕРЕ

# И. В. Деревич, А. А. Панова

# Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Многие вирусные заболевания, приводящие к развитию массовых эпидемий, передаются воздушно-капельным путем. В качестве примера укажем на Covid-19 [1], поразивший большую часть населения планеты, африканскую чуму свиней, представляющую угрозу для свиноводства в целых странах [2]. В результате случайных контактов особей, часть из которых может являться носителем вируса, меняется концентрация вируса в атмосфере. Изменение концентрации вирионов вблизи выделенной особи – случайный процесс. Диффузии вирионов в организм из атмосферы и транспорт потоком крови к органам, где происходит активный рост концентрации патогенов, является начальной стадией инфицирования. Активный рост концентрации вирионов в органах может привести к тяжелому поражению организма и смерти особи. Иммунный ответ организма ослабляет степень инфицирования. В докладе предложена качественная математическая модель, учитывавшая транспорт и рост концентрации патогенных клеток, когда концентрация вирионов в атмосфере вблизи особи меняется случайным образом. Использован метод прямого численного моделирования, основанный на решении системы стохастических обыкновенных дифференциальных уравнений (СОДУ) [3], описывающих как случайные флуктуации концентрации в атмосфере, так и динамику роста концентрации патогенов в организме. Показано, что динамика репликации патогенов в организме для детерминированной и случайной концентрации вирионов в атмосфере качественно отличаются [4].

Динамику концентрации вирионов с учетом иммунного ответа организма и транспорта вирионов из атмосферы к поражаемым органам моделируем следующим образом:

$$\frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}t} = \left[\alpha X \left(\frac{X}{X_{\mathrm{cr}} + \gamma X} - 1\right) + \frac{X_{\mathrm{atm}}}{T_{\mathrm{in}}}\right] \left(1 - \frac{X}{X_{\mathrm{max}}}\right) , \quad X(0) = X_0.$$

Здесь  $X_{\rm cr}$  – критическая концентрация;  $\alpha$  – скорость вырождения клеток;  $X_{\rm max}$  – максимальная концентрация, достижение которой приводит к смерти особи,  $X_{\rm max} \gg X_{\rm cr}$ ;  $\gamma$ – степень им-

мунного ответа организма,  $0 \le \gamma \le 1$ ;  $X_{atm}$  – концентрация вирионов в атмосфере;  $T_{in}$  – характерное время транспорта вирионов в область их интенсивного размножения.

Приводим уравнение к безразмерному виду  $X^* = X/X_{cr}$ ,  $X^*_{max} = X_{max}/X_{cr}$ ,  $t^* = \alpha t$ ,  $X^*_{atm} = X_{atm}/X_{cr}$ ,  $T^*_{in} = \alpha T_{in}$ :

$$\frac{dX^*}{dt^*} = \left[ X^* \left( \frac{X^*}{1 + \gamma X^*} - 1 \right) + \frac{X^*_{atm}}{T^*_{in}} \right] \left( 1 - \frac{X^*}{X^*_{max}} \right), \quad X^* \left( 0 \right) = X^*_0.$$
(1)

Уравнение (1) имеет аналитическое решение, что позволяет качественно исследовать влияние параметров на динамику роста концентрации патогенного вируса в органах его интенсивной репликации. На рис. 1, *а* показано изменение концентрации вирионов при непосредственном введении начальной концентрации патогенов в организм. В случае отсутствия иммунного ответа ( $\gamma = 0$ ) при превышении критической начальной концентрации вирионов  $X_0^* > 1$  наблюдается взрывной рост концентрации. При абсолютном иммунитете ( $\gamma = 1$ ) концентрация вирионов монотонно снижается даже для существенной начальной концентрации. Наличие иммунитета  $\gamma > 1$  повышает значение критической концентрации, после которой начинается рост концентрации патогена.

В случае постоянной концентрации вирионов в атмосфере ниже некоторого критического уровня в организме устанавливается постоянная концентрация патогена (рис. 1,  $\delta$ ). Превышение этого критического уровня приводит к монотонному росту концентрации вирионов. Эта тенденция сохраняется и в случае высокой степени иммунитета.



Рис. 1. Изменения концентрации патогенов в организме: a – при нулевой концентрации в атмосфере и заданной концентрации в организме;  $\delta$  – при нулевой концентрации в организме и заданной постоянной концентрации вирионов в атмосфере

Для случайной концентрации вирионов в атмосфере уравнение (1) принимает вид

$$\frac{\mathrm{d}X^*}{\mathrm{d}t^*} = \left[X^* \left(\frac{X^*}{1+\gamma X^*} - 1\right) + \frac{\left\langle X^*_{\mathrm{atm}} \right\rangle + x^*_{\mathrm{atm}}}{T^*_{\mathrm{in}}}\right] \left(1 - \frac{X^*}{X^*_{\mathrm{max}}}\right), \qquad \left\langle x^*_{\mathrm{atm}} \right\rangle = 0.$$
(2)

Здесь  $\langle X_{atm}^* \rangle$  – осредненное значение концентрации вирионов в атмосфере;  $x_{atm}^*$  – флуктуации концентрации;  $\langle \cdots \rangle$  – угловые скобки обозначают результат осреднения по ансамблю случайных реализаций.

Случайные флуктуации концентрации в атмосфере моделируем как случайный процесс Гаусса, реализации которого являются решением СОДУ вида

$$\frac{\mathrm{d}x_{\mathrm{atm}}^*}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{T_{\mathrm{atm}}^*} \left( \eta_{\mathrm{atm}}^* - x_{\mathrm{atm}}^* \right),\tag{3}$$

где  $T_{\text{atm}}^*$  – интегральный временной масштаб флуктуаций концентрации в атмосфере;  $\eta_{\text{atm}}^*$  – источник флуктуаций, дельта-коррелированный во времени случайный процесс Гаусса (белый шум), который генерирует компьютер:

$$\left\langle \eta_{\mathrm{atm}}^{*}\left(t^{*'}\right)\eta_{\mathrm{atm}}^{*}\left(t^{*''}\right)\right\rangle = \left\langle \eta_{\mathrm{atm}}^{*2}\right\rangle\delta\left(t^{*''}-t^{*'}\right).$$

Здесь  $\langle \eta_{atm}^{*2} \rangle$  – дисперсия флуктуаций источника;  $\delta(t)$  – дельта-функция Дирака.

Отметим, что флуктуации концентрации, описываемые уравнением (3), имеют экспоненциально затухающую автокорреляционную функцию.

Система СОДУ (2) и (3) интегрируется численно на основе алгоритма Эйлера – Маруямы (Euler – Maruyama) [5].

На рис. 2 иллюстрируется влияние флуктуаций концентрации вирионов в атмосфере на взрывной рост патогена в инфицированном организме. Из представленных случайных реализаций видно качественное отличие в развитии заражения в детерминированной случае и случайной атмосфере. В детерминированном случае при осредненной концентрации вирионов в атмосфере ниже критического уровня взрывного развития заражения не будет. Однако при том же самом осредненном значении концентрации наличие флуктуаций концентрации патогена в атмосфере обязательно приведет к взрывному росту концентрации патогенных клеток в организме. Таким образом, осредненная концентрация не может служить однозначным критерием стабильного протекания заболевания. Без иммунного ответа (рис. 2, a) время ожидания взрывного роста заметно меньше, чем с учетом иммунитета (рис. 2,  $\delta$ ).



Рис. 2. Рост концентрации патогенов в инфицированном организме при наличии в атмосфере флуктуаций концентрации вируса: *а* – без иммунного ответа; *б* – с учетом иммунитета

На рис. 3 представлено влияние флуктуаций концентрации в атмосфере, когда осредненный уровень концентрации в атмосфере превосходит критическое значение. В этом детерминированном случае реализуется взрывной рост концентрации патогенов в организме. В то же время флуктуации концентрации могут приводить к задержке взрыва по сравнению с детерминированным случаем (рис. 3, *a*). Отметим, что представлена случайная траектория роста концентрации. В большинстве реализаций с учетом флуктуаций концентрации наблюдается более ранний взрывной рост патогенов по сравнению со случаем постоянной концентрации (рис 3,  $\delta$ ).



Рис. 3. Иллюстрация роста патогена в инфицированном организме при стационарной концентрации вирионов в атмосфере ниже критического уровня: *а* – увеличение времени начала взрывного роста; *б* – уменьшение времени начала взрывного роста

В докладе представлены результаты численного моделирования роста концентрации патогенных клеток в инфицированном организме в атмосфере со случайно меняющейся концентрацией вирионов в атмосфере вблизи выделенной особи. Исследование реализовано в рамках подхода Лагранжа, в котором моделируется ансамбль случайных концентраций вирионов в онанизме выделенной особи. Флуктуации концентрации вирионов в атмосфере обусловлены случайными контактами особей в результате их хаотического движения.

Показано, что флуктуации концентрации вирионов атмосфере приводят к качественному изменению роста вирионов оргазма по сравнению. Случайные траектории пресекают критический уровень критической концентрации, даже если в переминированном случае взрывной рост патогенов в организме не наблюдается.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 20-08-01061).

#### Литература

1. Pierre J. T., Gary A. L. Corona and related viruses. Current Concepts in Molecular Biology and Pathogenesis. New York: Springer, 1995.

2. Baoxu Huang, Xianghong Zhang, Xinmiao Rong, Juan Li, Meng Fan, Youming Wang, Xiangdong Sun, Huaiping Zhu. Modeling the outbreak and control of African swine fever virus in large-scale pig farms // J. of Theoretical Biology. 2021. Vol. 526. P. 110798.

3. Burrage K., Burrage P.M. High strong order explicit Runge-Kutta methods for stochastic ordinary differential equations // Applied Numerical Mathematics. 1996. Vol. 22. P. 81–101.

4. Деревич И. В., Панова А. А. Влияние случайной миграции на рост популяции биологической системы // ИФЖ. 2019. Т. 92, № 6. С. 2417–2427.

5. Higham D. J. An algorithmic introduction to numerical simulation of stochastic differential equations // SIAM Review. 2001. Vol. 43, No. 3. P. 525–546.

## УДК 532.517:613.155

# НЕСТАЦИОНАРНАЯ ДИФФУЗИЯ ВИРУСНЫХ ЧАСТИЦ В ИМПУЛЬСНОЙ СТРУЕ, ФОРМИРУЕМОЙ В ПРОЦЕССЕ КАШЛЯ

# М. А. Засимова, Н. Г. Иванов, В. В. Рис

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия zasimova ma@spbstu.ru

В настоящее время важной задачей становится обеспечение эпидемиологической безопасности и одновременно комфортных для человека условий в помещениях. Системы отопления, вентиляции и кондиционирования воздуха позволяют создать заданные параметры микроклимата: поля скорости, температуры, концентрации примесей и т. п. [1]. Для практических оценок широко используются методы численного моделирования воздухораспределения, которые позволяют получить требуемые параметры – как интегральные, так и локальные. Валидация вычислительных методик обычно проводится путем сравнения разработанной численной модели с данными натурных измерений (см., к примеру, [2, 3]). При постановке и решении прикладных задач вентиляции возникают неопределенности, связанные с заданием большого числа заведомо неизвестных параметров: количество людей в помещении, их всевозможные передвижения, точное местоположение человека в пространстве в рабочем состоянии, геометрическая конституция (точная форма) тела, теплоизоляционные свойства одежды и многие другие факторы. Даже при заданных заранее условиях решить задачу, совместно учитывающую все перечисленные параметры, практически невозможно, и обычно влияние осложняющих задачу параметров изучают по отдельности. Так, в [4, 5] проводились исследования, связанные с оценкой геометрической формы манекена, в [6] проводились оценки параметров воздухообмена при перемещении человека в помещении.

К перечисленным неопределенностям в вентиляционных задачах необходимо добавить актуальную в настоящее время проблему (не только в России, но и во всем мире), связанную с оценкой распространения в ограниченных пространствах инфекционных частиц, образующихся при дыхании или кашле зараженного человека. Облака инфекционных частиц, которые долгое время могут оставаться в помещениях, влияют на качество воздуха, и, как следствие, на безопасность людей. В связи с возросшим вниманием к санитарно-эпидемиологическим мерам безопасности активно начали проводиться оценки качества воздуха для прикладных задач вентиляции [7, 8]. Тем не менее базовой методологической основы нет, и получаемые данные могут быть существенно не точными. Для корректного описания сложного турбулентного течения и распространения вредных примесей необходимо построение качественной методики расчета. Интерес представляет разработка методики моделирования распространения инфекционных частиц в типичных вентилируемых помещениях, в которых обычно находится человек.

В настоящей работе представляются основанные на новом эталонном тесте А. Fabregat et al., 2021 г. [9, 10] результаты расчетов нестационарной диффузии инфекционных частиц в импульсной струе, формируемой при однократном кашле. В [9, 10] приведены данные численного моделирования о распространении одиночной воздушной импульсной струи в окружающем пространстве, полученные прямым численным моделированием уравнений Навье– Стокса (т. н. DNS подход). При этом в [9] описаны данные о турбулентном неизотермическом течении, а нестационарное поведение облака частиц представлено в [10]. Отметим, что DNS подход требует колоссальных вычислительных затрат и его применение возможно только для фундаментальных задач аэродинамики при умеренных числах Рейнольдса [11]. Для решения задач на практике в последнее время начали применяться гибридные вихреразрешающие подходы (DES и др.), а также вихреразрешающее моделирование по методу крупных вихрей (LES). Широко используется подход, основанный на решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (URANS), который требует валидации. Цель работы – численное моделирование распространения нестационарной импульсной воздушной струи в неподвижное пространство, выполненное для условий теста А. Fabregat et al., 2021 г, с помощью двух подходов: LES и URANS.

Рассматривается расчетная область, показанная на рис. 1, *a*, *б*, диаметр внешней цилиндрической области (рис. 1, *a*) равен D = 1 м, ее длина – H = 1.6 м. Диаметр входного отверстия равен d = 0.02 м, длина цилиндрической трубки перед входным отверстием равна  $H_p = 0.04$  м.



Рис. 1. Расчетная область (*a*), расчетная сетка вблизи входного отверстия (для URANS) (*б*), изменение скорости на входной границе (*в*)

Физические параметры воздуха заданы постоянными и равными  $\rho = 1.22 \text{ кг/м}^3$ ,  $\mu = 1.95 \cdot 10^{-5} \text{ кг/м} \cdot c$ ,  $\lambda = 0.0277 \text{ Br/(M} \cdot \text{K})$ ,  $C_p = 1010 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{K})$ ,  $\beta = 3.36 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ . В расчетах имитируется процесс кашля, для этого на входной границе задается нестационарное и однородное в каждый момент времени распределение скорости воздуха. Изменение во времени задаваемой на входной границе скорости воздуха показано на рис. 1, *в*. Первые 0.15 с скорость воздуха увеличивается линейно от нулевого значения до значения  $V_{z,max} = 4.8 \text{ м/c}$ , далее скорость на входе линейно уменьшается и при t = 0.4 с принимает нулевое значение. Продолжительность численного эксперимента составляет 1.6 с. Максимальное значение числа Рейнольдса составляет Re =  $\rho d V_{z,max} / \mu = 6 \cdot 10^3$ .

На входной границе задается постоянное значение температуры T = 34 °C (типичное значение температуры воздуха при выдохе человека). Температура воздуха на удалении от входного отверстия полагается равной 15 °C. Твердые поверхности адиабатические.

Проведены расчеты с добавлением сферических водяных капель различного диаметра (от 4 до 256 мкм), которые попадают из входной границы в свободное пространство до момента времени t = 0.4 с (окончание процесса кашля). Относительная влажность выдыхаемого и окружающего воздуха составила 85% и 65% соответственно.

Моделирование течения воздуха осуществляется на основе двух подходов – вихреразрешающего подхода LES (решение отфильтрованных уравнений Навье–Стокса) и URANS подхода с полуэмпирической моделью турбулентности *k*-є RNG. Эффект плавучести учитывается в приближении Буссинеска. Моделирование динамики распространения капель осуществляется на основе лагранжева подхода.
Расчетные сетки построены в сеточном генераторе ICEM CFD. В URANS расчетах использовалась сетка размерностью 0.6 млн ячеек, состоящая из гексагональных ячеек; сетка на поверхности расчетной области вблизи входа показана на рис. 1,  $\delta$  (значение  $y^+ < 1$  вблизи твердых границ).

В LES расчетах использовалась равномерная сетка, состоящая из одинаковых полиэдральных ячеек во внешней области и призматических слоев вблизи твердых границ, общий размер сетки составил 35 млн. Численное решение задачи выполнено с использованием гидродинамического пакета ANSYS Fluent с привлечением ресурсов суперкомпьютерного центра «Политехнический» (http://www.scc.spbstu.ru; LES задача распараллеливалась на 512 ядер, URANS – на 26). Были активированы схемы дискретизации второго порядка точности по пространству и времени.

Нестационарное изменение структуры течения импульсной струи, сопровождающееся выраженными автоколебаниями, показано на рис. 2. На этапе увеличения расхода за входным отверстием формируется круглая струя, опоясанная вихревыми кольцами (рис. 2, a), которые в следующие моменты времени, на этапе уменьшения расхода, разрушаются (рис. 2,  $\delta - d$ ). На протяжении рассматриваемого в численном эксперименте времени 1.5 с температура на границе импульсной струи варьируется в диапазоне от 34 до 20 °C.



Рис. 2. Изоповерхности *Q*-критерия ( $Q = 1 \text{ c}^{-2}$ ), окрашенные в температуру *T*, показанные в несколько моментов времени *t*: a - 0.15 c,  $\delta - 0.2 \text{ c}$ , e - 0.25 c, e - 0.3 c и  $\partial - 0.4 \text{ c}$  (LES pacyet)

Проведено подробное сравнение данных LES и URANS моделирования, на рис. 3 показаны соответствующие поля модуля скорости, полученные в шесть моментов времени.

Расчетные данные показывают, что импульсная струя диссипирует за 1.5 с, за это время фронт струи распространяется на расстояние до 0.5 м (данные URANS) и 0.6 м (данные LES). В начальные моменты времени (при t < 0.2 с) данные URANS существенно отличаются от LES данных (рис. 3, *a*), тем не менее, в последующие временные моменты поля скорости и температуры схожи. Некоторое смещение картины течения относительно вертикального направления (в верхнюю часть пространства), вызванное действием силы плавучести можно отметить лишь при t > 0.7 с, однако эффект естественной тяги для такого течения незначителен.

Отметим, что картина течения, полученная в LES расчетах, качественно согласуется с данными DNS расчетов [9]. Кроме того, полученные в LES и URANS расчетах данные о размере облака водяных капель и его нестационарном изменении соответствуют данным DNS расчетов [10].



Рис. 3. Распределения модуля скорости, V, полученные в LES и URANS расчетах в моменты времени t: a - 0.15 c,  $\delta - 0.25$  c, e - 0.3 c, z - 0.4 c,  $\partial - 0.75$  c и e - 1.5 c

#### Обозначения

 $V_x$ ,  $V_y$ ,  $V_z$  – компоненты вектора скорости, м/с; V – модуль вектора скорости, м/с; T – температура, °С; Q – Q-критерий, с<sup>-2</sup>;  $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>;  $\mu$  – динамический коэффициент вязкости, кг/м·с;  $\beta$  – коэффициент объемного расширения, K<sup>-1</sup>;  $C_p$  – удельная теплоем-кость при постоянном давлении, Дж/(кг·К);  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); t – время, с.

### Литература

6. Гримитлин М. И. Распределение воздуха в помещениях. СПб: «АВОК Северо-Запад», 2004. – 320 с.

7. Hurnik M., Blaszczok M., Popiolek Z. Air distribution measurement in a room with a sidewall jet: a 3D benchmark test for CFD validation // Building and Environment. 2015. Vol. 93. Part 2. P. 319–330.

8. Markov D., Ivanov N., Pichurov G., Zasimova M., Stankov P., Smirnov E., Simova I., Ris V., Angelova R., Velichkova R. On the procedure of draught rate assessment in indoor spaces // Applied Sciences. 2020. Vol. 10. P. 5036.

9. Yan Y., Li X., Yang L., Tu J. Evaluation of manikin simplification methods for CFD simulations in occupied indoor environments // Energy and Buildings. 2016. Vol. 127. P. 611–626.

10. Степашева Е. Д., Засимова М. А., Иванов Н. Г. Влияние формы теплового манекена на течение и теплообмен в модельном помещении с вытесняющей вентиляцией // Науч.-техн. ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2021. Т. 14. № 3. С. 94-111.

11. Feng L., Zeng F., Li R., Ju R., Gao N. Influence of manikin movement on temperature stratification in a displacement ventilated room // Energy and Buildings. 2021. Vol. 234. 12 p.

12. Zhang Z., Capecelatro J., Maki K. On the utility of a well-mixed model for predicting disease transmission on an urban bus // AIP Advances. 2021. Vol. 11. 12 p.

13. Khosronejad A., Kang S., Wermelinger F. A computational study of expiratory particle transport and vortex dynamics during breathing with and without face masks // Physics of Fluids. 2021. Vol. 33. 9 p.

14. Fabregat A., Gisbert F., Vernet A. et al. Direct numerical simulation of the turbulent flow generated during a violent expiratory event // Physics of Fluids. 2021. Vol. 33. 12 p.

15. Fabregat A., Gisbert F., Vernet A. et al. Direct numerical simulation of turbulent dispersion of evaporative aerosol clouds produced by an intense expiratory event // Physics of Fluids. 2021. Vol. 33. 13 p.

16. Гарбарук А. В., Стрелец М. Х., Травин А. К., Шур М. Л. Современные подходы к моделированию турбулентности: уч. пособие. СПб: Изд-во Политехн. ун-та. 2016. – 234 с.

УДК 536.242, 532.72.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ГИДРОГЕЛЕВЫХ МАТЕРИАЛОВ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Н. С. Захаров<sup>1,2</sup>, О. А. Сулягина<sup>1,2</sup>, Д. А. Некрасов<sup>1,2</sup>, Е. В. Солнцева<sup>1</sup>, А. Ю. Терещук<sup>1</sup>, А. А. Мошин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский политехнический университет, г. Москва, Россия <sup>2</sup>МИРЭА – Российский технологический университет, г. Москва

В последнее время огромную популярность набирает такое современное направление науки и техники как тканевая биоинженерия. Одной из ее задач является создание материалов для выращивания трехмерных матриц биологических тканевых структур и органов. В исследовательских центрах по всему миру достижения в области тканевой биоинженерии предоставляют новые возможности для реализации искусственно созданных биоматериалов. Наиболее перспективными в области биоинженерии являются материалы, основанные на применении гелевых систем или паст, с добавками микро- и наночастиц, клеток, питательной среды. Гели позволяют получать объекты сложной конфигурации путем послойного нанесения различной концентраций и составов [1, 2].

Матричная слоистая структура, планируемая к реализации в перспективных устройствах биопечати, требует нестандартного подхода как с точки зрения методики приготовления исходной смеси, так и последующего инструментального контроля. Это важно с учетом аспекта, связанного с изменением геометрии и свойств гидрогелевых систем в процессе их формирования и последующего развития. Данная работа является продолжением исследований гидрогелевых материалов и методов их диагностики, в том числе содержащих иммобилизированные микроорганизмы [3].

Для визуализации и изучения особенностей теплообмена в гидрогелевых материалах был применен отработанный ранее с классическими жидкостями оптический метод голографической интерферометрии. Особенности применения метода измерения тепловых процессов и схема установки были подробно описаны авторами в работе [4]. Суть метода заключается в получении серии интерференционных картин (интерферограмм) исследуемого процесса как в области пограничного слоя, так и во всем объёме исследуемых оптически прозрачных образцов. По результатам расшифровки интерференционной картины определяются характерные температурные поля или линии тока.

Однако, в отличие от классических жидкостей, гели не являются стационарными средами и изменяют свою структуру со временем. Они обладают свойствами синерезиса и тиксотропии за счет протекания в них релаксационных процессов, а также анизотропии, возникающей при гелеобразовании. Поэтому для полноценной реализации метода оптической голографии с целью получения количественных значений полей температур в гелях необходимым условием является наличие зависимости показателя преломления исследуемой среды от температуры. Поскольку оптические исследования теплопереносных процессов производились на длине волны He-Ne лазера, то и зависимость показателя преломления исследовалась на той же длине волны.

Определение зависимости показателей преломления от температуры в чистых и смесевых гелях в исследованиях проводилось с помощью рефрактометра ИРФ-23, принцип действия которого основан на исследовании явлений, происходящих при прохождении света через границу раздела двух сред с разными показателями преломления. Указанный прибор позволяет определять показатели преломления как для прозрачных жидких растворов, так и для гелей. Экспериментальная установка представляет собой теплометрический комплекс (рис. 1) для определения показателей преломления, основными элементами которой являются: гелий- неоновый лазер (He-Ne) с мощностью 20 мВт с длиной волны 0,63 мкм (1), оптический поляризационный фильтр (2) и рефрактометр (3), который включает набор измерительных призм, зрительную трубку, отсчетное устройство и осветительную систему, а также подключенные к нему источник постоянного тока (5) и термостат (6).





Для обеспечения точности измерений испытуемый образец должен быть оптически однородным и иметь взаимноперпендикулярные грани. В эксперименте использовались как чистые, так и смесевые гели. Содержание агарозы в образцах варьировалось в интервале 0,1–0,6 мас.%, а желатина 4,0–8,0 мас.%. Исследуемый образец загружался в цилиндрическую ковету и устанавливался на призме рефрактометра. После подключения источника света, световой луч проходил через образец геля и, преломляясь, отображался в зрительной трубе прибора. По углу преломления соотнесенного со шкалой микроскопа окулярного микрометра определялись зависимости значений показателя преломления от температуры для исследуемых образцов гелей. Выбор температурного диапазона исследования гелей определялся созданием благоприятных условий для культивирования микробиобъектов (клеток) и составлял от 20 до 40 °C.

В результате экспериментов были получены температурные зависимости коэффициента преломления для различных образцов как чистых, так и смесевых гидрогелей, которые позволяют восстановить поле температур в опытах по исследованию динамики полей температур. На рис. 2 в качестве примера показаны характерные зависимости коэффициента преломления для двух чистых гелей и одного смесевого на длине волны He-Ne лазера. Как видно из рисунка, зависимость является довольно сильной в небольшом интервале температур, что оказывает существенное влияние на повышение точности определения разности температур между соседними изолиниями и позволяет свести к минимуму погрешность при решении обратной задачи теплопроводности.



Рис. 2. Зависимость показателя преломления различных гидрогелей от температуры на длине волны He-Ne лазера  $\lambda = 0,63$  мкм: 1 – желатиновый гель 4,0 мас.%, 2 – агарозный гель 0,4мас.%, 3 – смесевой гель из агарозы и желатина, соответственно 0,1 и 4,0 мас.%; точки – экспериментальные данные, линии – расчетные значения

С помощью метода оптической голографии в сочетании с рефрактометрическими измерениями гелей удалось визуализировать и восстановить распределение полей температур во всем объеме кюветы. На основе скоростной видеосъемки нестационарного прогрева гидрогелей были получены интерференционные картины исследуемого процесса. Интерференционные картины представляют собой изображения, на которых фиксировались линии равных температур – изотермы. Для восстановления и расшифровки интерференционных картин необходимо знать температуру минимум в одной точке исследуемого объема жидкости и градиент изменения показателя преломления среды от температуры. В опытах начальная температура гелей измерялась контактным методом при помощи термопар и составляла 20 °C.

В качестве примера на рис. З представлены видеокадры измерения полей температур спустя 60 с от начала нагрева. Здесь же в качестве примера приведена шкала с восстановленными значениями температур для агарозного и желатинового гелей. Тепловая нагрузка, устанавливаемая на источнике тока, составляла N = 1 Вт. Представленные на рис. З изотермы, параллельные поверхности нагрева, характеризуют режим классической нестационарной теплопроводности.

Используя новые экспериментальные зависимости показателей преломления от температуры были рассчитаны значения градиентов температур как для чистых, так и для смесевых гелевых образцов. Полученные зависимости градиентов температур для исследуемых гелей использовались для определения количественного изменения температуры между двумя интерференционными полосами. Значение разности температур между изолиниями проводилось по известной зависимости, приведенной в [5]:

$$S_i = (x_i, y_i) = \frac{L}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T, \qquad (1)$$

где *S* – количество интерференционных полос (изотерм);  $\lambda$  – длина волны источника света (мкм); *L* – длина оптического хода луча, проходящего через исследуемый объект (м);  $\Delta T$  – разность температур между двумя изотермами (°C);  $\frac{\partial n}{\partial T}$  – градиент показателя преломления от температуры.



Рис. 3. Восстановленные значения полей температур в различных гелях: *a* – агарозный гель 0,4 мас.%, *б* – желатиновый гель 4,0 мас.%

В результате были получены новые данные восстановленных значений температур для желатиновых, агарозных и смесевых гидрогелей. Например, для агарозного геля изменение температуры между двумя интерференционными полосами с начальной температурой  $T_{\text{нач}} = 20 \text{ °C}$  при длине волны гелий-неонового лазера  $\lambda = 0,63$ мкм и длине луча *L*, проходящего через кювету 5·10<sup>-3</sup>м, составило  $\Delta T = 1,4$ °C, а для желатинового и смесевого гелей  $\Delta T = 0,8$ °C и  $\Delta T = 1,1$ °C соответственно.

Работа подготовлена в рамках выполнения базовой части государственного задания ФГАОУ ВО "Московский политехнический университет" (№ гос. регистрации АААА-А20-120092190052-9).

#### Литература

1. Chan B. P., Leong K. W. Scaffolding in tissue engineering: general approaches and tissuespecific considerations. // Eur Spine J. 2008. P. 467–479.

2. Wang S., Lee J. M., Yeong W. Y. Smart hydrogels for 3D bioprinting // Int. J. Bioprint. 2015. Vol. 1, No. 1. P. 3–14.

3. Pokusaev Boris, Vyazmin Andrey, Zakharov Nikolay, Karlov Sergey, Nekrasov Dmitry, Reznik Vyacheslav Khramtsov and Dmitry. Non-stationary heat transfer in gels applied to biotechnology // J. Thermal Science. 2017. Vol. 21, No. 5. P. 2237–2246.

4. Покусаев Б. Г., Карлов С. П., Некрасов Д. А., Захаров Н. С. Возникновение конвективных течений в пристенном зернистом слое в процессе нестационарного вскипания жидкости // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40, вып. 16.

5. Хауф В. Хауф В., Григуль У. Оптические методы в теплопередаче. М.: Мир, 1973. – 238 с.

#### УДК 536.75:539.2

## ОХЛАЖДЕНИЕ ПАРОГАЗОВОЙ СМЕСИ ИСПАРЯЮЩИМИСЯ КАПЛЯМИ

#### Н. М. Корценштейн

#### Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

Исследование испарения капель остается актуальным [1], в том числе в связи с возможными приложениями. Среди них – получение наночастиц методом LPSP (low-pressure spray pyrolysis), включающим испарительное охлаждение капель [2]; моделирование процесса горения в двигателях и топках котлов на основе описания нагрева и испарения капель жидкого топлива [3]; испарительное охлаждение газокапельными потоками поверхностей различных аппаратов, включая мощные светодиоды [4]; пожаротушение с помощью «водяного тумана» (water mist fire suppression systems) [5].

Объектом рассмотрения данной работы является поток горячей парогазовой смеси и холодных капель воды. В отличие от [6], где рассматривалось охлаждение газа в облаке испаряющихся капель, будет исследовано влияние состава парогазовой смеси на скорость ее охлаждения испаряющимися каплями. Цель работы – получить соотношения, связывающие время охлаждения парогазовой смеси в заданном температурном интервале с начальными значениями радиуса капель, массовой доли капель и состава парогазовой смеси. Будет использовано обобщение результатов численного моделирования. На основе указанных соотношений, полученных без привязки к конкретному объекту, можно будет оценивать возможности охлаждения потока парогазовой смеси испаряющимися каплями воды в различных приложениях.

Использованная модель процесса установления теплового равновесия (термической релаксации) в потоке горячей парогазовой смеси и холодных капель воды включала уравнения неразрывности и энергии для газа, пара и капель:

$$\frac{dg_g}{dx} = 0, \quad \frac{dg_v}{dx} = -\frac{dg_d}{dx}, \quad \frac{dg_d}{dx} = \frac{3g_d}{r_d}\frac{dr_d}{dx}, \quad (1)$$

$$(g_{v}c_{pv} + g_{g}c_{pg})\frac{dT_{vg}}{dx} = -Q_{vg-d}, \qquad (2)$$

$$g_{\rm d}c_{\rm pd} \frac{dT_{\rm d}}{dx} = \frac{dg_{\rm d}}{dx} \Big( L(T_{\rm d}) + c_{\rm pv} \left( T_{\rm vg} - T_{\rm d} \right) \Big) + Q_{\rm vg-d} \,. \tag{3}$$

Здесь x и u – координата и скорость вдоль оси потока;  $g_i$ ,  $c_{pi}$ ,  $T_i$  – соответственно массовая доля, изобарная теплоемкость, температура *i*-го компонента смеси пар–газ–капли;  $r_d$  – радиус капли,  $L(T_d)$  – теплота испарения при температуре капли,  $Q_{vg-d}$  – количество тепла, передаваемого от пара и газа каплям в единице массы смеси на единице длины потока

$$Q_{\rm vg-d} = \left(\frac{3g_{\rm d}}{\rho_{\rm l} u r_{\rm d}^2}\right) \frac{\rm Nu}{2} \lambda_{\rm vg} \left(T_{\rm vg} - T_{\rm d}\right),\tag{4}$$

где  $\lambda_{vg}$  – коэффициент теплопроводности парогазовой смеси; Nu – число Нуссельта, при использованном односкоростном приближении (капли вморожены в поток) Nu = 2.

Выражение для скорости испарения капель (с начальным радиусом ~10 мкм) в диффузионном режиме с учетом стефановского течения выбрано в виде [7] (см. также [8])

$$\frac{dr_{\rm d}}{dx} = -\frac{\rho_{\rm vg}D}{\rho_{\rm l}ur_{\rm d}} \left( \ln\frac{(1-\alpha_{\rm l})}{(1-\alpha_{\rm 2})} \right),\tag{5}$$

где

$$\alpha_1 = \frac{\rho_{\Sigma} g_v}{\rho_{vg}}, \quad \alpha_2 = \frac{\rho_v^s}{\rho_{vg}}, \quad \rho_{vg} = \rho_{\Sigma} \left( g_v + g_g \frac{\mu_v}{\mu_g} \right), \quad (6)$$

 $\rho_i$  и  $\mu_i$  – плотность и молярная масса *i*-го компонента смеси,  $\rho_v^s$  – плотность пара в состоянии насыщения; Индексы v, g, d, l,  $\Sigma$  относятся соответственно к пару, газу, каплям, веществу капли и смеси в целом.

Принятые допущения в модели термической релаксации и соответствующие им временные ограничения:

1. Быстрое выравнивание температур пара и газа в межмолекулярных столкновениях ( $\tau_{vg} \sim 0.01$  мкс) позволяет использовать для газовой фазы одно уравнение энергии (при  $t > \tau_{vg}$ ).

2. Температурный профиль внутри испаряющихся капель однородный (при  $t > \tau_{0.05}^{c}$ ). Согласно оценкам по формулам нестационарной теплопроводности [9], в капле воды радиусом 10 мкм относительная разность температур меньше 5% достигается за время  $\tau_{0.05}^{c} = 5.5$  мкс.

3. Процесс испарения капель квазистационарный (при  $t > \tau_{0.05}^{\rm D}$ ). Согласно оценкам на основе [7], для капель воды радиусом 10 мкм значение  $\tau_{0.05}^{\rm D}$ , обеспечивающее (при  $t > \tau_{0.05}^{\rm D}$ ) вклад нестационарности в скорость испарения менее 5%, составляет 500 мкс.

Численное моделирование процесса охлаждения на основе системы уравнений (1)–(5) проведено с использованием авторской программы COND-KINET-1 [10] для парогазовой смеси водяной пар–азот с начальным массовым содержанием пара от 0 до 100%. Начальная температура парогазовой смеси 973 К, капель воды – 293 К. Необходимые справочные материалы по свойствам азота, водяного пара и воды взяты из [11]. Варьируемыми величинами были начальные значения радиуса капель  $r_d^0$ , массовой доли капель  $g_d^0$  и водяного пара  $g_v^0$ , что определяло начальную концентрацию водяного пара в газовой фазе  $g_{vgf}^0 = g_v^0 / (1 - g_d^0)$ . Определены временные зависимости (вдоль оси потока) температуры парогазовой смеси, а также массы и температуры капель. Для одного из вариантов расчета они представлены рис. 1.



Рис. 1. Изменение параметров в зоне термической релаксации: I – температура капель, 2 – температура парогазовой смеси, 3 – радиус капель;  $a - g_{vgf}^0 = 0$ ,  $\delta - g_{vgf}^0 = 0.5$ ;  $g_d^0 = 0.5$ 

Видно, что характерные времена процессов нагрева и испарения капель в сравнении с величинами  $\tau_{0.05}^c$  и  $\tau_{0.05}^D$  таковы, что подтверждается справедливость использованных допущений об однородном температурном профиле в каплях и квазистационарном испарении. Отметим, что в случае  $g_{vgf}^0 \neq 0$  (рис. 1,  $\delta$ ) этапу испарения капель предшествует кратковременный этап конденсации пара на каплях с более интенсивным нагревом капель по сравнению со случаем  $g_{vgf}^0 = 0$  (рис. 1, a), поскольку горячий водяной пар изначально пересыщен относительно холодных капель. Работоспособность принятой модели термической релаксации подтверждается совпадением вычисленных стационарных значений (плотности пара, температур парогазовой смеси и капель) и соответствующих равновесных значений, следующих из законов сохранения массы и энергии для смеси пар–газ–капли. На основании результатов расчетов получены времена охлаждения парогазовой смеси в заданном температурном интервале при изменении варьируемых параметров (рис. 2).



Рис. 2. Время охлаждения парогазовой смеси в зависимости от величины температурного интервала (*a*) и массового отношения капли/парогазовая смесь при  $\Delta T = 400$  K ( $\delta$ ) для различных начальных составов парогазовой смеси:  $I - g_{vgf}^0 = 0$ ;  $2 - g_{vgf}^0 = 0.5$ ,  $3 - g_{vgf}^0 = 1$ 

Для выбранного значения  $g_{vgf}^0$  время охлаждения парогазовой смеси (в миллисекундах) от начального значения  $T_{vg}^0$  до заданного значения  $T_{vg}$  в зависимости от начального радиуса капель  $r_d^0$  (нормированного на значение 10 мкм) и массовой доли капель  $g_d^0$  описывается выражением, которое аналогично предложенному в работе [6]:

$$\Delta t_{\rm T} = A \left( r_{\rm d}^{0} \right)^{2} \left( g_{\rm d}^{0} / \left( 1 - g_{\rm d}^{0} \right) \right)^{-n}.$$
<sup>(7)</sup>

В рассмотренном интервале значений  $g_{vgf}^0$  (0; 0.3; 0.5; 0.7; 1) для величин A (мс) и *n* определены коэффициенты разложения полиномами третьей степени по параметру  $Y = (T_{vg}^0 - T_{vg})/1000$ :

$$A = \sum_{i=1}^{i=3} A_i Y^i, \qquad n = 1 + \sum_{i=1}^{i=3} B_i Y^i.$$
(8)

Коэффициенты разложения представлены в таблице. Видно, что по модулю они возрастают с увеличением  $g_{vef}^0$ , что отражает тенденцию увеличения времени охлаждения парога-

зовой смеси при возрастании в ней начальной концентрации паров воды (см. рис. 2). По-видимому, это связано с большим значением теплоемкости паров воды по сравнению с азотом.

Выражения (7), (8) в сочетании с данными, представленными в таблице, реализуют заявленную цель работы.

$g^0_{ m vgf}$	<i>А</i> <sub>1</sub> , мс	<i>—A</i> <sub>2</sub> , мс	А3, мс	$B_1$	$-B_2$	<i>B</i> <sub>3</sub>
0	1.47767	2.427	8.88333	0.28033	0.531	1.21667
0.3	1.79755	3.8865	12.92	0.32267	0.697	1.87333
0.5	2.07817	5.0355	16.0683	0.36552	0.932	2.58833
0.7	2.34845	6.051	19.135	0.53287	1.7755	4.29833
1	2.60592	6.6375	22.34333	1.14815	5.095	10.555

Коэффициенты полиномиальных разложений в выражении (8)

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (ГЗ № 075-01056-22-00 от 24.12.2021 г).

## Литература

1. Duyang Zang, Sujata Tarafdar, Yuri Yu.Tarasevich, Moutushi Dutta Choudhury, Tapati Dutta. Evaporation of a Droplet: From physics to applications // Physics Reports. 2019. Vol. 804. P. 1–56.

2. Fisenko S. P., Wang W. N., Lenggoro I. W., Okuyama K. Evaporative cooling of micronsized droplets in a low pressure aerosol reactor // Chem. Eng. Sci. 2006. Vol. 61. № 18. P. 6029–6034.

3. Sazhin S. S. Modelling of fuel droplet heating and evaporation: Recent results and unsolved problems // Fuel. 2017. Vol. 196. P. 69–101.

4. Khandekar S., Sahu G., Muralidhar K., Gatapova E. Ya., Kabov O. A., Hu R., Luo X., Zhao L. Cooling of high-power LEDs by liquid sprays: challenges and prospects // Appl. Thermal Engineering. 2020. P. 115640.

5. Zhdanova A. O., Volkov R. S., Voytkov I. S., Osipov K. Y., Kuznetsov G. V. Suppression of forest fuel thermolysis by water mist // Int. J. Heat Mass Transf. 2018. Vol. 126. P. 703–714.

6. Корценштейн Н. М. Охлаждение газа в облаке испаряющихся капель // Коллоид. журн. 2021. Т. 83, № 5. С. 548–556.

7. Fuchs N. A. Evaporation and Droplet Growth in Gaseous Media. N. Y.: Pergamon Press, 1959. -63 p.

8. Левашов В. Ю., Крюков А. П. Численное моделирование испарения капли воды в парогазовую среду // Коллоид. журн. 2017. Т. 79, № 5. С. 606–612.

9. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. С. 105–107.

10. Корценштейн Н. М., Герасимов Г. Я., Петров Л. В., Шмельков Ю. Б. Программный комплекс для моделирования физико-химических процессов и свойств рабочих тел // Теплоэнергетика. 2020. № 9. С. 6–19.

11. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.

УДК 536.2

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В СТРУКТУРНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛАХ С ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

#### Г. Н. Кувыркин, И. Ю. Савельева, Д. А. Кувшинникова

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

С каждым годом стремительно растет интерес к материалам, полученным с использованием нанотехнологий. Таким материалам присущи уникальные физико-химические свойства, существенно отличающиеся от свойств монокристаллических материалов. В связи с этим развитие методов математического моделирования, позволяющих устанавливать фундаментальные зависимости макрохарактеристик наноматериалов с их структурой, входит в группу современных проблем нанотехнологии. В частности, активно исследуется вопрос моделирования так называемых «структурно-чувствительных» материалов. К ним относятся материалы, обладающие микро- и наноструктурой, оказывающей существенное влияние на физические характеристики. Как известно, классические модели механики сплошной среды не учитывают особенностей структуры материала [1, 2]. В связи с этим активно развиваются модели обобщенной механики сплошной среды, которые позволяю модифицировать классические математические модели термоупругости для описания новых микро- и наносред. Одна из популярных математических теорий для описания структурно-чувствительных материалов предложена А. К. Эрингеном [3]. Данная теория получила название «нелокальная теория А. К. Эрингена» и активно используется учеными по всему миру [4-6]. В частности, при участии авторов данной статьи были изучены такие важные процессы в нелокальных средах, как теплопроводность и термоупругость [7-11]. Авторами было показано, что построенные математические модели согласуются с экспериментальными данными [6, 11], и учет процессов, происходящих на микро- и наноуровне, оказывает существенное влияние на распределения напряжений и теплоты в структурно-чувствительных материалах.

Уравнение теплопроводности, учитывающее нелокальность среды, имеет вид [9]

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = p_1 \frac{\partial}{\partial x_i} \lambda_{ij}^{(T)} \frac{\partial T(\mathbf{x}, t)}{\partial x_j} + p_2 \lambda_{ij}^{(T)} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_V \varphi(|\mathbf{x}' - \mathbf{x}|) \frac{\partial T(\mathbf{x}', t)}{\partial x_j'} dx_j', \tag{1}$$

где  $p_1, p_2$  – весовые доли влияния нелокальности,  $p_1 + p_2 = 1$ ;  $\phi(|\mathbf{x'} - \mathbf{x}|)$  – функция влияния нелокальности, причем  $\int_{U} \phi(|\mathbf{x'} - \mathbf{x}|) d\mathbf{x'} = 1$ .

Уравнение (1) с заданными граничными и начальными условиями позволяет описать процесс распространения теплоты в структрурно-чувствительных материалах.

Помимо структурно-чувствительных материалов в современном мире в качестве конструкционных и функциональных материалов в различных приборах и устройствах находят широкое применение композиты, состоящие из матрицы и включений различной формы. Исследованию теплофизических свойств композитов посвящено значительное количество работ [12–15], в том числе и при участии авторов данной статьи [15, 17]. Однако на смену традиционным композитам приходят так называемые «нанокомпозиты», т. е. материалы, в которых хотя бы одна фаза снабжена средним параметром зерен в нанодиапазоне (до 100 нм). При таких размерах становится сложным определить понятие "раздел фаз". Но с точки зрения развития математических моделей это продолжение развития моделирования композитов, для которых матрица может быть представлена структурно-чувствительным материалом с различного рода включениями.

Рассмотрим тепловое взаимодействие отдельно взятого эллипсоидального включения с неограниченным объемом окружающей его матрицы. Оценка эффективного коэффициента теплопроводности для такого композита имеет вид [17]

$$\tilde{\lambda}_{k} = \frac{1 + (\overline{\lambda} - 1) \left( D_{k}^{o} + (1 - D_{k}^{o}) C_{V} \right)}{1 + (\overline{\lambda} - 1) D_{k}^{o} \left( 1 - C_{V} \right)}, \quad k = \overline{1, 3},$$

$$(2)$$

где  $\overline{\lambda} = \lambda_0 / \lambda$  – отношение коэффициента теплопроводности включения к коэффициенту теплопроводности матрицы,  $C_v$  – объемная концентарция включений,  $D_k^o$  – отвечает за геометрию включений и может быть вычислена как

$$D_{k}^{o} = \frac{b_{1}b_{2}b_{3}}{2}\int_{0}^{\infty} \frac{du}{\left(b_{k}^{2}+u\right)f(u)}, \quad f(u) = \sqrt{\left(b_{1}^{2}+u\right)\left(b_{2}^{2}+u\right)\left(b_{3}^{2}+u\right)},$$

где  $b_1, b_2, b_3$  – полуоси эллипсоида.

Для описания процесса распространения теплоты в нанокомпозите с включениями в виде эллипсоидов вращения будем использовать уравнение теплопроводности (1) с граничными и начальными условиями. В качестве главных значений компонент тензора теплопроводности  $\lambda_{ii}^{(T)}$  взяты эффективные коэффициенты теплопроводности (2).

В данной работе предложена математическая модель наноструктруного композита с эллиптическими включениями, которая обобщает исследования авторов статьи в области изучения теплофизических свойств композитов и структурно-чувствительных материалов. Авторами проведено сравнение распределения температуры в классических и нелокальных средах, армированных эллиптическими включениями. Проанализировано влияние параметров среды и формы включений на тепловые процессы в нанокомпозите. Расчеты выполнены в зарегистрированном авторами статьи программном комплексе NonLocFEM, позволяющем находить распределения теплоты и напряжений в нелокальных средах при помощи решения интегро-дифференциальный уравнений (1) с заданными граничными и начальными условиями методом конечных элементов.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (проект 0705-2020-0032).

#### Обозначения

 $\rho$  – плотность материала, кг/м<sup>3</sup>; *с* – теплоемкость материала, Дж/К; *T*(**x**,*t*) – абсолютная температура, К;  $q_i(\mathbf{x},t)$  – проекция вектора плотности теплового потока на ось  $Ox_i$  прямоугольной системы координат, Вт/м<sup>2</sup>;  $x_i$  – пространственная координата, м; *t* – время, с;  $\lambda_{ii}^{(T)}$  – компоненты тензора теплопроводности, Вт/(м·К).

#### Литература

1. Gopalakrishnan S., Narendar S. Wave Propagation in Nanostructures. Nonlocal Continuum Mechanics Formulations. New York: Springer, 2013.

2. Алымов М. И., Зеленский В. А. Методы получения и физико-механические свойства объемных нанокристаллических материалов. М.: ЭЛИЗ, 2007. – 148 с.

3. Eringen A. C. Nonlocal continuum field theories. New York-Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 2002. – 376 p.

4. Pisano A. A., Fuschi P. Closed forms olution for a nonlocal elastic bar in tension [J] // Int. J. of Solids and Structures. 2003. Vol. 40. P. 13–23.

5. Polizzotto C. Nonlocal elasticity andrelated variational principles // Int. J. Solids Struct. 2001. Vol. 38. P. 7359–7380.

6. Zhe Lu, Guanlin Lyu, Abhilash Gulhane and others. Experimental and modeling studies of bond coat species effect on microstructure evolution in ebpvd thermal barrier coatings in cyclic thermal environments // Coatings. 2019. Vol. 9. P. 626–640.

7. Kuvyrkin G. N., Savelyeva I. Y., and Sokolov A. A. Features of the software implementation of the numerical solution of stationary heat equation taking into account the effects of nonlocal finite element method // J. of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1479.

8. Savelyeva I. Y., Cherednichenko A. V. and Shukhtin A. P. Stress-strains state calculation of a rod at uniaxial tension with non-local effects // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 2019. Vol. 489. P. 012025.

9. Kuvyrkin G. N., Savelyeva I. Y., Kuvshynnikova D. A. Mathematical model of the heat transfer process taking into account the consequences of nonlocality in structurally sensitive materials // IOP Conf. Series: J. of Physics: Conf. Series. 2018. Vol. 991(1).

10. Kuvyrkin G. N., Savel'eva I. Y., Kuvshinnikova D. A. Nonstationary heat conduction in a curvilinear plate with account of spatial nonlocality // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2019. Vol. 92, No. P. 608–613.

11. Kuvyrkin G. N., Savelyeva I. Y., Kuvshynnikova D. A. Nonlocal dynamic temperature stress simulation // IOP Conf. Series: J. of Physics: Conf. Series. 2021. Vol. 1902 Art. 012015.

12. Sadeghian H., Goosen H., Bossche A., Thijsse B., Van Keulen F. On the size-dependent elasticity of silicon nanocantilevers: Impact of defects // J. Phys. Appl. Phys. Vol. 2011, No. 44.

13. Li C., Chou T. W. A structural mechanics approach for the analysis of carbon nanotubes // Int. J. Solids Struct. 2003. Vol. 40. P. 2487–2499.

14. Кристенсен Р. Введение в механику композитов: пер. с англ. М.: Наука, 1982. – 336 с.

15. Трофимов Н. Н., Канович М. З., Карташов Э. М. и др. Физика композиционных материалов. В 2-х т. Т. 1. М.: Мир, 2005. – 456 с.

16. Головин Н. Н., Зарубин В. С., Кувыркин Г. Н. Смесевые модели механики композитов. Ч. 1. Термомеханика и термоупругость многокомпонентной смеси // Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2009. № 3. С. 36–49.

17. Зарубин В. С., Кувыркин Г. Н. Эффективные коэффициенты теплопроводности композита с эллипсоидальными включениями // Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2012. № 3. С. 76–85.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

## ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА НА МАКРО-, МИКРО-И НАНОМАСШТАБАХ

#### Ю. А. Кузма-Кичта

Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

Эффективность теплонапряженных устройств зависит от надежности их охлаждения. Системы охлаждения должны обеспечивать необходимую интенсивность теплосъема и запас по тепловому потоку относительно критического и для того, чтобы они были достаточными используются интенсификаторы теплообмена на различных масштабах. Настоящая работа посвящена рассмотрению проблемы интенсификации теплообмена на макро-, микро- и наномасштабах и в ней представлены, в основном, результаты собственных исследований, описанные в [1–14].

**Интенсификация теплообмена на макромасштабе.** Широко распространенным методом интенсификации теплообмена на макромасштабе является закрученная лента и с ее помощью можно повысить критическую тепловую нагрузку. Нами исследован кризис теплообмена при кипении недогретой воды (x < 0) в трубе с закрученной лентой и получено обобщенное уравнение, которое используется при создании скелетных таблиц, подобных разработанным для прямолинейных потоков.

Перспективным методом интенсификации теплообмена является облунение поверхности. И при конвекции, и кипении получены очень интересные результаты по влиянию облунения поверхности на теплоотдачу и гидродинамику. В теплообменнике для теплоснабжения на трубах были нанесены облунение и спиральная накатка и получено опережение роста теплоотдачи над потерями давления. Кроме того, для этого теплообменника с указанным комбинированным методом интенсификации теплообмена потери давления оказались меньше, чем для теплообменника с гладкими трубами [3]. Облунение поверхности влияет на отложения. Исследование отложений в водосчетчиках систем теплоснабжения с облуненной поверхностью и без облунения в течение года показало, что водосчетчик без облунения покрывается отложениями, тогда как в водосчетчике с лунками отложения не происходят [4].

Интенсификация теплообмена на микромасштабе. Эффективным интенсификатором теплообмена на микромасштабе оказалось микропористое покрытие, которое применили при кипении. Этот метод интенсификации теплообмена стал революционным, если оценивать микропористое покрытие по его эффектам. Наиболее сильное влияние оказывает на теплоотдачу при кипении, если оно изготовлено методом спекания [1]. В большом объеме температурный напор начала кипения уменьшается до нуля, коэффициент теплоотдачи при кипении увеличивается до десяти раз, критическая тепловая нагрузка растет до трех раз и в несколько раз увеличивается теплоотдача при пленочном кипении. При кипении в каналах микропористое покрытие сдвигает возникновение кризиса теплообмена в область больших паросодержаний. Для канала с микропористым покрытием в области низких массовых скоростей при снижении скорости уменьшение граничного паросодержания не происходит. Для расчета теплоотдачи при кипении на поверхности с микропористым покрытием разработана методика, которая описывает интенсификацию теплообмена вследствие роста плотности активных центров парообразования. Микропористое покрытие представляет особый интерес для испарителей и пароперегревателей, так как уменьшает термическую неравновесность парокапельного потока в закризисной области.

Интенсификация теплообмена на макро- и микромасштабах. Ярким примером комбинированного метода интенсификации теплообмена на макро- и микромасштабах является змеевик с микропористым покрытием, нанесенным путем спекания. Как обнаружено, при кипении воды в спиральной трубе со спеченным микропористым покрытием коэффициент теплоотдачи в закризисной области в два раза выше, чем в спиральной трубе без покрытия. Повышение теплоотдачи в спиральной трубе с микропористым покрытием происходит за счет закрутки потока, а также турбулизации и вихреобразования в пристенном слое вследствие взаимодействия потока с поверхностью покрытия [1]. Змеевик без покрытия с участком закризисной области из-за неравномерных термических напряжений испытывает значительные деформации, извивается как змея и его ресурс будет коротким, напротив спиральная труба с микропористым покрытием в подобных условиях испытывает намного меньшие деформации и практически неподвижна.

**Интенсификация теплообмена на наномасштабе.** При исследовании кипения водного раствора обнаружено, что на поверхности нагрева под паровыми пузырями происходит пересыщение жидкой пленки, образование кристаллов соли и их выпадение на поверхность. Кристаллы соли состоят из наночастиц и их можно рассматривать как интенсификаторы теплообмена на наномасштабе, которые образуют дополнительные центры парообразования. Эти дополнительные центры, также как повышение коэффициента теплоотдачи зависит от солесодержания. Предложен метод расчета теплоотдачи при кипении водных растворов [5].

Подобно тому, как при кипении водных растворов на поверхности образуются кристаллы соли, при кипении наножидкости на поверхности в окрестности тройной линии под паровыми пузырями оседают наночастицы и изменяют теплоотдачу. При кипении наножидкости на исходно шероховатой поверхности теплоотдача уменьшается, а при кипении на полированной – возрастает. Эта закономерность была доказана специальными опытами с видеосъемкой [8]. Слой наночастиц на поверхности улучшает поступление жидкости в осушенные участки и критическая тепловая нагрузка увеличивается.

Наночастицы как интенсификатор теплообмена в микроканале. С помощью разработанного метода наночастицы были нанесены в микроканале с размерами 12.5х3х0.2 мм и были получены кривые кипения воды. Было обнаружено, что покрытие из наночастиц окиси алюминия повышает критическую тепловую нагрузку при кипении воды в микроканале до 50%. Наблюдения показали, что кризис кипения в микроканале по своей природе близок к кризису теплообмена второго рода. Поэтому для расчета критической тепловой нагрузки предложено использовать зависимость, полученную ранее при исследовании кризиса теплообмена при кипении водных растворов в трубе [5, 9]. Сопоставление показало, что опытные и расчетные данные по критической тепловой нагрузке согласуются.

Интенсификация теплообмена на микро- и наномасштабе. В слабонаклонных испарителях термостабилизаторов важно, чтобы жидкость смачивала весь периметр трубы. Опыты показали, что слой наночастиц на поверхности позволяет увеличить высоту подъема жидкости, но недостаточно. И тогда в слое наночастиц на поверхности были созданы спиральные траншеи. Спиральные траншеи были образованы при высыхании пленки наножидкости, состоящей из воды, наночастиц оксида алюминия и изопропилового спирта и нагреваемого потоком горячего газа, подаваемом под давлением в тангенциальном направлении. Как было показано, слой наночастиц со спиральными траншеями увеличивает высоту подъема жидкости в несколько раз [15].

Для контроля прочности покрытия из наночастиц разработан метод и проведены ресурсные испытания. Покрытие из наночастиц и полимерной пленки было нанесено в трубе и в течение двух месяцев происходило кипение в условиях естественной циркуляции. Опыты подтвердили стабильность теплоотдачи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (научная тема FSWF-2020-0021).

## Литература

1. Штутман Б. А., Леньков В. А., Воронцов А. В., Ляховский В. В., Комендантов А. С., Кузма-Кичта Ю. А., Хасанов Ю. Г. Способ получения покрытия на внутренней поверхности трубы и устройство для его осуществления. Пат. № 1 237 310 от 1986.06.15.

2. Дзюбенко Б. В., Кузма-Кичта Ю. А., Кутепов А. М., Свириденко И. П., Федик И. И., Харитонов В. В., Холпанов Л. П. Интенсификация тепло- и массообмена в энергетике. М.: ФГУП ЦНИИАТОМИНФОРМ, 2003. С. 231.

3. Беляков В. К., Кузма-Кичта Ю. А. Труба с облунением и накаткой. Пат. 2221976 от 20.01.2004

4. Кузма-Кичта Ю. А., Степанов О. С., Кикнадзе Г. И., Гачечиладзе И. А., Данилов М. А., Анчишкин А. С. Устройство для измерения количества прошедшей среды. Пат. 2291399 от 1.06.2007.

5. Седлов А. С., Кузма-Кичта Ю. А. Гидродинамика и теплообмен при кипении водных растворов. М.: Издательский дом МЭИ, 2007. С. 164.

6. Дзюбенко Б. В., Кузма-Кичта Ю. А., Леонтьев А. И., Федик И. И., Холпанов Л. П. Интенсификация тепло- и массообмена на макро-, микро- и наномасштабах. М.: ФГУП ЦНИИАТОМИНФОРМ, 2008. С. 530.

7. Кузма-Кичта Ю. А. Методы интенсификации теплообмена на макро-, микро- и наномасштабах. М.: Издательство МЭИ, 2013. С. 124.

8. Кузма-Кичта Ю. А., Лавриков А. В., Шустов М. В., Чурсин П. С., Чистякова А. В., Звонарев Ю. А. Жуков В. М., Васильева Л. Т. Исследование интенсификации теплообмена при кипении воды на поверхности с микро- и нанорельефом // Теплоэнергетика. 2014. № 3. С. 35–38.

9. Kuzma-Kichta Yu. A., Leontiev A. I., Lavrikov A. V., Shustov M. V., Suzuki K. Boiling investigation in the microchannel with nano-particles coating // Proceedings of the 15th Intern. Heat Transfer Conference IHTC-15. 2014. August 10–15, Kyoto, Japan.

10. Zhukov V. M., Kuzma-Kichta Yu. A., Lenkov V. A., Lavrikov A. V., Shustov M. V. Enhancement of heat transfer at transition and film boiling of nitrogen on spheres with dimples and low conductivity coating // Proceedings of the 15th Intern. Heat Transfer Conf. IHTC-15. August 10–15, 2014, Kyoto, Japan.

11. Dzubenko B. V., Kuzma-Kichta Yu. A., Leontiev A. I., Fedik I. I., Kholpanov L. P. Heat transfer intensification on macro-, micro- and nanoscales". 2016. Begell House, Inc. P. 564.

12. Леонтьев А. И., Алексеенко С. В., Волчков Э. П., Дзюбенко Б. В., Драгунов Ю. Г., Исаев С. А., Коротеев А. А., Кузма-Кичта Ю. А., Попов И. А., Терехов В. И. Вихревые технологии для энергетики. М.: Издательский дом МЭИ, 2017. С. 350.

13. Choice and justification of the heat transfer intensification methods // J. of Enhanced Heat Transfer. 2018. Vol. 25, No. 6. P. 465–564.

14. Пат. на изобретение № 2665524 «Способ получения наночастиц оксида алюминия». Кузма-Кичта Ю. А, Иванов Н. С., Киселев Д. С., Лавриков А. В. 2018.

15. Кузма-Кичта Ю. А., Иванов Н. С., Лавриков А. В., Штефанов Ю. П., Прокопенко И. Ф. Исследование методов уменьшения термического сопротивления составного термостабилизатора // ТПТ. 2019. № 10. С. 447–452.

#### УДК 532.5

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНЫХ КАПЕЛЬ, ОБРАЗОВАННЫХ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КАПЕЛЬ ЭМУЛЬСИЙ ТИПА «ВОДА-В-МАСЛЕ» С НАГРЕТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

# М. В. Пискунов<sup>1</sup>, А. Е. Семёнова<sup>1</sup>, Я. Брейтенбах<sup>2</sup>, Б. Шмидт<sup>2</sup>, И. Ройзман<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия <sup>2</sup>Дармштадтский технический университет, г. Дармштадт, Германия

Соударение капли жидкости с нагретой поверхностью встречается во многих технологических приложениях, например, в распылении в двигателях внутреннего сгорания, в охлаждении распылением, в сельскохозяйственной промышленности, струйной печати, фармацевтике и т. д. Результат разрушения капель часто сопровождается образованием множества вторичных капель с характерными количеством, размером и скоростью движения. В настоящее время актуальными являются исследования по соударению капель многокомпонентных жидкостей (например, эмульсий) с поверхностью [1]. Эти исследования главным образом направлены на определение влияния компонентного состава и морфологических свойств жидкости на параметры соударения капель с поверхностями для выявления преимуществ в отношении рабочих характеристик «сложных» жидкостей [2]. Часто рассматривается влияние реологических свойств жидкости на поведение капли при соударении с поверхностью. В работе [3] исследуется влияние вязкости и поверхностного натяжения на границах раздела «жидкость-газовая среда» и «жидкость-жидкость» на неустойчивость тонкого слоя при растекании. Это явление связано с конвекцией Рэлея-Бенара. Оно представляет разрыв конвективных ячеек, приводящий к образованию мелких вторичных капель [4]. Описанное явление характерно для естественной конвекции, возникающей в тонких горизонтальных пленках жидкости, нагреваемых снизу [5]. Таким образом, большое влияние на характер протекания данного процесса имеет температура, которая определяет физические (вязкость жидкости) и теплофизические (теплопроводность и теплоемкость) свойства среды. В настоящем исследовании изучается вторичное распыление капель *н*-додекана и эмульсий типа «вода-в-масле» на его основе, сталкивающихся с нагретой до высоких температур поверхностью сапфирового стекла. Цель данного исследования заключается в том, чтобы охарактеризовать вторичные капли, образующиеся в процессе растекания и разрушения обода капли и тонкого слоя жидкости, окаймленного ободом.

Экспериментальный стенд для данного исследования состоит из высокоскоростной системы наблюдения с подсветкой, позволяющей получать теневые изображения, системы генерации капель, ПК и прозрачной сапфировой подложки, нагреваемой снизу медным кольцом. Две высокоскоростные камеры (разрешение 1280х800 пкс, скорость записи 6200 кадр/с) позволяют одновременно получить изображения падения капли снизу и сбоку. Изображения вида сбоку используются для контроля режимов взаимодействия капель с поверхностью, в то время как изображения вида снизу используются для определения количественных характеристик процесса разрушения капли. Система генерации капель представляет собой пьезоэлектрический насос, который медленно подает жидкость через тупую иглу до тех пор, пока капля не отделится под действием силы тяжести. Начальный диаметр капли  $D_0 \approx 2,3$  мм. Для достижения различных скоростей взаимодействия  $U_0 = 1,78-2,20$  м/с используется автоматизированный модуль линейного перемещения, позволяющий варьировать расстояние между системой генерации капель и поверхностью взаимодействия. Температура поверхности прозрачной сапфировой подложки измеряется бесконтактно с помощью пирометра, а темпера-

тура медного нагревателя опрашивается встроенной термопарой, отправляющей показания на ПИД-регулятор нагревателя.

Используемые в работе эмульсии представляют собой смесь углеводорода *н*-додекана и дистиллированной воды (У/В) в различных объемных соотношениях. Эмульгирование жид-костей проводится с помощью поверхностно-активного вещества Span 80. Составы и основные измеренные свойства топливных композиций приведены в таблице. Эмульсии перемешиваются с помощью магнитной мешалки со скоростью вращения 1250 об/мин в течение 10 мин. Эксперименты проведены для различных чисел Вебера  $200 < We_n < 300$  при пленочном кипении капель жидкости. Средний диаметр по Заутеру ( $D_{32}$ ) вторичных капель и их количество (N) определяются с использованием метода отслеживания частиц на основе алгоритмов фильтра Калмана [6]. Метод заключается в отслеживании отдельных частиц и предсказании их будущего местоположения с учетом фактического отклонения. Алгоритм реализован в программном обеспечении Matlab.

Топливная композиция	У/B	ПАВ, об.%	σ, мН/м	ρ, кг/м <sup>3</sup>	v, мм <sup>2</sup> /с	μ, мПа·с
н-додекан	100/0	-	24,34	750	1,84	1,38
Е1,98об%	98/2	0.99	25,01	742	2,10	1,56
Е4,95об%	95/5	0.99	24,74	746	2,25	1,68
Е9,90об%	90/10	0.99	25,62	757	2,30	1,74
Е19,80об%	80/20	0.99	25,87	762	2,73	2,08

Компонентний	состар и сройст		композиций	TTNU '	25	°C
Компонситный	состав и своист.	ва топливных	композиции	при 4	25	U

Установлено, что разрушение капли эмульсии происходит в рамках двух механизмов, а именно разрушение обода и разрушение тонкого слоя жидкости, окаймленного ободом (рисунок). Первый механизм заключается в том, что при растекании капли наблюдается явление образования пальцеобразных структур из-за поперечной нестабильности обода. Эти пальцеобразные структуры движутся быстрее обода, что приводит к отделению довольно крупных вторичных капель. Этот процесс происходит до тех пор, пока обод существует как замкнутая структура. Затем обод теряет целостность, что также способствует формированию крупных вторичных капель. Второй механизм основан на развитии центров дестабилизации (отверстий) тонкого слоя жидкости, окаймленного ободом. Ячейки воздуха постепенно растут и сливаются друг с другом, делая тонкий слой похожим на ячеистую структуру связанных жидкостных мостиков, схожую с диаграммой Вороного. Жидкостные мостики быстро разрушаются из-за капиллярной неустойчивости Рэлея–Тейлора, что приводит к образованию большого количество более мелких вторичных капель.



Механизм разрушения обода и тонкого слоя жидкости в результате взаимодействия капли эмульсии с нагретой поверхностью в режиме пленочного кипения

Предложенный механизм разрушения тонкого слоя эмульсии отличается от механизма разрушения тонкого слоя однородных жидкостей. Так, при взаимодействии капли н-додекана с нагретой поверхностью наблюдается 5-6 центров дестабилизации тонкого слоя жидкости, в то время как при ударе капли эмульсии «вода-в-масле» тонкий слой разрушается из-за многочисленных центров дестабилизации. С целью исследования природы происхождения дополнительных центров дестабилизации проведены исследования процесса конвективного испарения капель дисперсной фазы в тонких пленках эмульсий, нагреваемых снизу до температуры, близкой к температуре насыщения воды (нормальные условия). Выявлено, что процесс образования отверстий (центров дестабилизации) связан с конвекцией Рэлея-Бенара-Марангони, для которой характерно формирование ячеистой структуры под действием градиентов вязкости и поверхностного натяжения в однородных жидкостях. Предполагается, что исследуемые неоднородные жидкости создают более выраженные градиенты указанных свойств в тонком слое, так как этому процессу в значительной степени способствует присутствие низкокипящего компонента. Градиенты имеют структуру, аналогичную ячейкам Бенара. В эмульсиях глобулы воды сосредотачиваются внутри ячеек, в то время как границы ячеек представляют собой в основном чистый углеводород. Именно в области границ ячеек предположительно начинается разрыв (дестабилизация) тонкого слоя из-за радиального растяжения ячеистых структур под действием сил инерции. Отсюда появляются дополнительные очаги дестабилизации тонкого слоя неоднородной жидкости.

Сделан вывод, что эмульсии «вода-в-масле» стабилизируют тонкий слой, задерживая образование отверстий (центров дестабилизации). Такое явление способствует уменьшению диаметра вторичных капель и увеличению их количества при более высоких концентрациях эмульсии. Выявлено, что динамика растекания капель определяется исключительно начальным диаметром капли и числом Вебера. Этот результат применим как для чистой жидкости, так и для эмульсий. Также в исследовании установлено влияние скорости взаимодействия, вязкости, поверхностного натяжения и температуры стенки на средний диаметр по Заутеру и количество вторичных капель, а также на максимальный диаметр растекания капель эмульсий типа «вода-в-масле». Показано, что в первую очередь число Вебера определяет безразмерный диаметр вторичных капель и их количество.

#### Обозначения

 $\sigma$  – поверхностное натяжение, мН/м;  $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>; v – кинематическая вязкость, мм²/с;  $\mu$  – динамическая вязкость, мПа·с.

#### Литература

1. Sen S., Vaikuntanathan V., Sivakumar D. Impact dynamics of alternative jet fuel drops on heated stainless steel surface // Int. J. Therm. Sci. Elsevier Masson SAS. 2017. Vol. 121. P. 99–110.

2. Moita A. S., Moreira A. L. N. Development of empirical correlations to predict the secondary droplet size of impacting droplets onto heated surfaces // Exp. Fluids. 2009. Vol. 47, No. 4. P. 755.

3. Kumar A., Mandal D. K. Impact of emulsion drops on a solid surface: The effect of viscosity // Phys. Fluids. 2019. Vol. 31, No. 10. P. 102106.

4. Koschmieder E. L. Bénard Cells and Taylor Vortices. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1993.

5. Getling A. V. Rayleigh–Bénard Convection: Structures and Dynamics. Singapore: World scientific, 1998.

6. Breitenbach J. Drop and spray impact onto a hot substrate: Dynamics and heat transfer. Darmstadt, Technische Universität, 2018.

УДК 532.517:536.25:697.95

## АНАЛИЗ СЛОЖНОГО ТЕПЛООБМЕНА МОДЕЛИ ЧЕЛОВЕКА С ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДОЙ В УСЛОВИЯХ ПЕРЕМЕШИВАЮЩЕЙ ВЕНТИЛЯЦИИ

#### А. Д. Подмаркова, М. А. Засимова, Н. Г. Иванов

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия ann.podmarkova@mail.ru

В современных условиях большую часть жизни человек проводит в замкнутых помещениях, где необходимо поддерживать комфортную и безопасную среду, в том числе с точки зрения теплового состояния. Характеристики теплообмена человека с окружающей средой в вентилируемых помещениях определяются различными факторами, при этом чаще всего сложно выделить какой-либо один определяющий механизм теплообмена. Несмотря на относительно низкие температуры, существенный вклад в тепловое состояние человека вносит лучистый теплообмен. В ходе взаимодействия вынужденного течения воздуха, создаваемого системой вентиляции, и свободноконвективного течения – пограничного слоя у поверхности тела человека и теплового факела над его головой – формируется сложная структура смешанной конвекции, которая, в конечном счете, определяет эффективность теплосъема. При неэффективном отводе тепла происходит рост температуры тела, что напрямую влияет на самочувствие человека и его работоспособность.

Вопросам теплового комфорта человека в помещении посвящен ряд исследований, в том числе серия экспериментов с тепловым манекеном, имитирующим тело человека, где получены сведения о скоростях потока и температурах воздуха в нескольких сечениях помещения, а также данные о тепловых потоках от разных сегментов манекена [1, 2]. Измерения, позиционирующиеся авторами как эталонные, проводились как для манекена, моделирующего сидящего человека, так и для стоящего манекена. Изучение характеристик течения и теплообмена, направленное на оценку теплового комфорта человека в помещении, проводилось и численно (см., например, работу [3]). При постановке как экспериментальных, так и численных исследований, важно знать уровень неопределенности инженерных оценок теплового состояния человека, вызванной упрощением формы манекена по сравнению с реальным человеческим телом [4, 5]. Ранее в работе [6] была проведена оценка влияния степени детализации описания формы стоящего теплового манекена на рассчитанную структуру течения в условиях вытесняющей вентиляции. Было показано, что в этом случае упрощение формы манекена оказывает существенное влияние на точность предсказания локальных параметров, однако интегральные характеристики течения и теплообмена слабо зависят от используемой формы манекена. Цель настоящей работы – комплексный анализ сложного теплообмена модели человека с окружающей средой в условиях перемешивающей вентиляции, включая анализ влияния степени детализации манекена на достоверность инженерных расчетов и оценку удельного вклада различных механизмов теплообмена.

Рассматривается обтекание теплового манекена в тестовом вентилируемом помещении (рис. 1, *a*) со следующими геометрическими размерами: длина (размер вдоль оси *x*) L = 2.44 м, высота (размер вдоль оси *y*) H = 2.46 м и ширина (размер вдоль оси *z*) W = 1.2 м. Согласно условиям эксперимента [1, 2], воздух поступает в помещение через всю поверхность одной из торцевых границ, при этом поток на входе с достаточной степенью точности однородный. На противоположной торцевой стенке размещены два выходных отверстия, центрированных в поперечном направлении. В эксперименте вытяжные отверстия были круглыми, диаметр

d = 0.25 м, центры окружностей находились на расстоянии 0.6 м от пола и потолка соответственно; настоящие расчеты выполнялись как для постановки с круглыми выходами, так и для квадратных отверстий той же площади. На расстоянии 0.7 м от входного сечения расположен сидящий тепловой манекен. Рассматривается соответствующий эксперименту манекен детализированной формы, а также две упрощенные модели различной ширины (рис. 1,  $\delta$ ). Представленные на рис. 1,  $\delta$  базовые геометрические параметры манекена упрощенной формы следующие:  $L_1 = 0.19$  м,  $H_1 = 0.9$  м,  $L_2 = 0.4$  м,  $H_2 = 0.5$  м,  $W_1 = 0.3$  м; рассматривался также более узкий манекен с  $W_1 = 0.2$  м. Отметим, что, как и в эксперименте, для модели детализированной формы площадь поверхности составляет 1.61 м<sup>2</sup>.

Теплофизические свойства воздуха считаются постоянными:  $\rho = 1.225 \text{ кг/м}^3$ ,  $C_p = 1006 \text{ Дж/кг·K}$ ,  $\lambda = 0.0242 \text{ Bt/m·K}$ ,  $\mu = 1.789 \cdot 10^{-5} \text{ кг/м·c}$ ,  $\beta = 0.00339 \text{ 1/K}$ . Степень черноты стенок помещения принята равной  $\varepsilon = 0.85$ , для материала манекена  $\varepsilon = 0.93$  [7].



Рис. 1. Вентилируемое помещение с размещенным в нем тепловым манекеном (a), приближенная к реальному телу и две упрощенные модели манекена ( $\delta$ )

Рассмотрена как задача с перемешивающей вентиляцией, в которой задается значение скорости на входе  $V_{in} = 0.27$  м/с, обеспечивающее экспериментальный расход, так и соответствующая практически свободноконвективному режиму постановка с  $V_{in} = 0.01$  м/с. Температура на входе принималась постоянной и равной  $T_{in} = 20.4$  °C. На поверхности каждого из манекенов задавалась или постоянная температура  $T_w = 34.0$  °C, соответствующая условиям эксперимента [1, 2], или постоянный тепловой поток, обеспечивающий экспериментальное тепловыделение [1, 2] Q = 225 Вт. Стенки помещения полагались теплоизолированными. На поверхности вытяжных отверстий задавались мягкие граничные условия.

Моделирование турбулентности осуществлялось на основе решения стационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса, замкнутых на основе стандартной k- $\varepsilon$ модели турбулентности. Эффекты плавучести учитывались в приближении Буссинеска. Моделирование переноса энергии излучением осуществлялось с помощью Surface-to-surface (S2S) модели. Численное решение получено с использованием гидродинамического пакета ANSYS Fluent. Расчеты выполнены со вторым порядком дискретизации по пространству. В расчетах использовались неструктурированные гексаэдральные и полиэдральные сетки; было проведено систематическое исследование чувствительности решения к расчетной сетке.

Структуру течения в помещении в условиях интенсивной перемешивающей вентиляции иллюстрирует рис. 2, на котором для трех различных форм манекена показаны линии тока, окрашенные модулем скорости, и распределения температуры на стенках и в вертикальном и двух горизонтальных сечениях. За манекеном наблюдается отрывная зона, основной вклад в формирование которой вносит вынужденная конвекция. Образующийся под действием сил плавучести тепловой факел, формирующийся над манекеном, сдувается набегающим на тело потоком в направлении выходов. В случае упрощенной модели манекена возвратное течение формируется также в области коленей, однако в целом поля скорости и температуры слабо меняются при переходе от детальной формы манекена к упрощенной.



Рис. 2. Линии тока, окрашенные в цвет модуля скорости (*a*-*в*); поля температуры для различных моделей теплового манекена (*г*-*е*)

На рис. 3 приведены поля скорости и температуры для вариантов с преобладанием свободной конвекции ( $V_{in} = 0.01 \text{ м/c}$ ). В отличие от вариантов с перемешивающей вентиляцией, здесь отчетливо выражен вертикальный тепловой факел над манекеном, который и формирует глобальную циркуляцию воздуха в помещении. Рис. 3, *в*, *г* демонстрирует существенную стратификацию температуры по высоте: в верхней части помещения воздух прогрет, а в нижней из-за имеющегося затекания через входную границу воздух относительно холодный. Отметим, что в случае свободноконвективного режима расход делится между выходами неравномерно: воздух выходит преимущественно через верхнее вытяжное отверстие (при перемешивающей вентиляции расход делится поровну).



Рис. 3. Поля модуля скорости (*a*, *б*) и поля температуры для манекенов различной формы (*в*, *г*) в продольном сечении

Распределения теплового потока по поверхности манекенов различной формы приведены на рис. 4, *а*–*в* (для вариантов с заданной температурой поверхности; показаны подветренная и наветренная стороны). Локальные максимумы теплоотдачи наблюдаются в областях предплечья и торса, а минимумы – с внутренней стороны рук и в районе ног. На столбчатой диаграмме (рис. 4, c) показан вклад конвективного и радиационного потока для четырех вариантов (варианты 1 и 3 –детализированный манекен, варианты 2 и 4 – упрощенный,  $W_1 = 0.3$  м). Видно, что в свободноконвективном режиме относительный вклад лучистого теплообмена больше, при этом теплосъем практически не меняется. При переходе от детализированной к упрощенной форме манекена теплосъем также не меняется, однако относительный вклад лучистого теплообмена падает. В целом можно сделать вывод, что для получения инженерных оценок переход к упрощенной геометрии возможен как при моделировании режима перемешивающей вентиляции, так и в свободноконвективном режиме. В обоих случаях необходимо моделировать теплообмен излучением, который вносит существенный вклад в тепловое состояние человека.



Рис. 4. Распределения теплового потока по поверхности манекенов различной формы (*a*–*в*); доли лучистой и конвективной частей теплового потока для различных вариантов (*г*)

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 20-58-18013).

#### Литература

1. Nielsen P. V., Murakami S., Kato S., Topp C. and Yang J.-H. Benchmark Tests for a Computer Simulated Person. // Indoor Environmental Engineering. Aalborg University. 2003.

2. Nielsen P. V., Allard F., Awbi H. B., Davidson L., Schälin A. Computational Fluid dynamics in ventilation design. REHVA Guide Book 10: REHVA, 2007.

3. Wu T., Clark A. D., Mitchell G. L. etc. Application of CFD predictions to quantify thermal comfort for indoor environments // The Second Intern. Conf. on Building and Environment. University of Colorado at Boulder, USA, August 1–4, 2012. P. 347–354.

4. Brohus N., Nielsen P. V. CFD models of persons evaluated by full-scale wind channel experiments // Proceedings of ROOMVENT'96. The Fifth Intern. Conf. on Air Distribution in Rooms. Yokohama, Japan, July 17–19, 1996. Vol. 2. P. 137–144.

5. Yan Y., Li X., Tu J. Effects of manikin model simplification on CFD predictions of thermal flow field around human bodies // Indoor and Built Environment. 2017. Vol. 26(9). P. 1185– 1197.

6. Степашева Е. Д., Засимова М. А., Иванов Н. Г. Влияние формы теплового манекена на течение и теплообмен в модельном помещении с вытесняющей вентиляцией // Науч.-техн. ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2021. Т. 14, № 3. С. 94–111.

7. Awbi H. B. Ventilation of Buildings. Spon Press, 2005. – 522 p.

УДК 536.48:616.7

## ФИКСАЦИЯ ИЗОТЕРМ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ЗАМОРАЖИВАНИЯ БИОТКАНИ АРГОНОВЫМ МИКРОДРОССЕЛЬНЫМ КРИОЗОНДОМ

#### А. В. Пушкарев, С. С. Рябикин, Н. Ю. Саакян, Д. И. Цыганов

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Сегодня для выполнения минимально инвазивной криоаблации врач полагается на свой собственный опыт и краткие данные от производителя (применяется упрощенный подход). Альтернативные технологии, например, сфокусированный ультразвук высокой интенсивности, более автоматизированы и, следовательно, более точны с точки зрения эффективности и безопасности выполнения дозы аблации. Однако криоаблация имеет ряд преимуществ. Ключевые различия между ней и другими методами термической аблации заключаются в большей разнице температур между биотканью и источником воздействия, в начале замораживания биологическая ткань имеет начальную температуру 37 ° C, а источник воздействия может быть на 233 °C холоднее (при использовании жидкого азота), что необходимо для создания объема крионекроза (путем охлаждения до полного замерзания при температур на расстоянии в несколько сантиметров при типичном времени воздействия 600 с создают неиспользованный потенциал для улучшения криоаблации. Поскольку биоткани не имеют регулярного состава, неопределенности области криоаблации избежать невозможно, однако ее можно минимизировать.

Обзор литературы показал, что ключевыми особенностями наиболее эффективных современных криозондов являются: автоматический контроль подачи криоагента, минимальная инвазивность с возможностью работы с несколькими зондами [1–3]. Это позволяет управлять движением целевых изотерм в биологической ткани (изменяя массовый расход рабочей среды внутри криозонда). На основании этого был сделан вывод о возможности повышения точности криоаблации. Для проведения прецизионной криоаблации необходимы технические средства, обеспечивающие возможность индивидуализации дозы [4]. Требуется адаптация режима охлаждения, чтобы можно было зафиксировать целевую изотерму в заданном положении. Это можно сделать, уменьшив массовый расход криоагента, чтобы только компенсировать тепловой поток от биоткани через фронт замерзания и уравновешивать температурное поле внутри замороженной области (без продолжения фазового перехода). В данной работе описано экспериментальное исследование оценки модифицированного режима работы минимально инвазивного микроканального аргонового криозонда Джоуля–Томсона.

Экспериментальная установка имеет в составе баллон с аргоном (300 бар), редуктор, криоаппарат Galil SeedNet, криозонд (IceRod), 4 игольчатые термопары 1,5 мм (расположенные на расстоянии 3 мм от оси криозонда), контейнер с фантомом биоткани (ультразвуковой гель «Медиагель», 37 °C), контроллер ICP CON I-87k9, компьютер, видеокамеру и жидкостный термостат. Материалы термопар – медь-константан, корпус – нержавеющая сталь, внутри наконечник из бронзы. Чтобы свести к минимуму погрешность датчика, корпус из нержавеющей стали рядом с наконечником был частично удален. Погрешность измерения при температурах от окружающей (не более  $\pm 0,2$  °C) до температуры кипения жидкого азота (не более  $\pm 1,3$  °C) определяется путем сравнения с датчиком более высокой точности (термометром платиновым стойким ПТСВ-2/3) в соответствии с Государственной схемой поверки ГОСТ 8.558-2009. Использовался метод прямого сравнения. Целевая изотерма

-40 °C с фиксацией максимального горизонтального размера эллипсоида около 6 мм. Базовый режим работы криозонда составлял 1200 с при 100% мощности охлаждения (около 14 Вт). Модифицированный режим работы криозонда был следующим: максимальная охлаждающая способность (100%/ 600) для выращивания ледяного шара, а после, для обеспечения целевой фиксации изотермы, охлаждающая способность изменялась пошагово (80%/35с, 60%/35 с, 80%/35 с, 60%/35 с до общего времени экспозиции 1200 с). Этот режим работы был предварительно рассчитан численными методами, подход к моделированию описан в [5]. Выбор этой последовательности основан на следующем: 1) в оборудовании уже есть возможность пошагово регулировать частоту открытия электромагнитных клапанов; 2) удобнее всего иметь одинаковый шаг по времени для переключения мощности охлаждения криозонда (зависит только от типа биоткани) и изменять ступенчатый уровень мощности охлаждения в зависимости от величины расстояния между положением целевой изотермы и криозондом. Режим, использованный в эксперименте, адаптирован для использования в существующем оборудовании. В будущем на шаг по снижению охлаждающей способности потребуется менее 20%. В этом случае точность фиксации будет выше.

Размеры ледяного шара (зоны промерзания) регистрировались в динамике. Во время фиксации целевой изотермы (-40 ° C) ледяной шар (-0,9 °C) продолжал расти, замедляясь по сравнению с типичной динамикой роста при максимальной мощности охлаждения (рис. 1). Суммарное отклонение размеров ледяного шара от результатов предварительного расчета составило не более 0,5 мм. Отклонение размеров ледяного шара между типичным и модифицированным режимами работы может использоваться для контроля качества аблации.



Рис. 1. Размеры ледяного шара в случаях с фиксацией целевой изотермы и без нее (криоскопическая температура фантома -0,9 °C). Погрешность полученного диаметра  $\pm 0,15$  мм.

Зона промерзания большинства органов и тканей больше зоны некроза, за исключением некоторых редких случаев, например, тканей головного мозга. Поэтому для получения достоверных экспериментальных данных о размере области некроза необходимо использовать датчики температуры внутри зоны промерзания (рис. 2). В текущем эксперименте использовались контрольные точки (как максимальный размер области мишени) на расстоянии  $3\pm0,2$  мм от центральной линии криозонда. Следует отметить, что для фиксации области крионекроза в переходный период фиксации (в данном случае от 600 до 1200 с) температура за пределами области криоаблации не должна быть ниже температуры крионекроза (-40 °C). Проводилась фиксация размера области некроза по наибольшему его распространению, потому что разрушенное не подлежит восстановлению. Также показано, что используемый этап переключения массового расхода криоагента 20% не является оптимальным и должен быть улучшен. Показания датчиков после момента окончательной фиксации целевой изотермы (1200 с) составили –37,1...–37,9 °C. Полученная динамика температуры совпадает с рассчитанной ранее с отклонением не более 2 °C. Все эти экспериментальные результаты показывают возможность дальнейшей детальной разработки рабочих режимов микроканальных аргоновых криозондов Джоуля–Томсона для повышения точности криоаблации.



Рис. 2. Температура контрольной точки на расстоянии  $3\pm0,2$  мм от центральной линии криозонда (в сечении максимального горизонтального размера эллипсоида фазового перехода). Целевая температура криоаблации в этой контрольной точке -40 °C. Неопределенность полученной температуры оценивается как  $\pm 0,4$  °C

Полученные результаты являются предварительными, и для включения их в протоколы криоаблации необходимо увеличить количество исследуемых целевых местоположений изотерм, количество типов криозондов и последовательности мощности охлаждения во времени для достижения фиксации в произвольном месте в численных и физических экспериментах и далее в биомедицинских исследованиях. Также в будущем необходимо провести экспериментальные исследования многозондового фиксированного криовоздействия при различных схемах и режимах работы, актуальных для практикующих хирургов.

В данной работе предлагается способ фиксации заданного положения целевой изотермы в биологической ткани с возможностью индивидуализации дозы аблации. В его основе лежит принцип предварительного прогнозирования температурных полей и последующих изменений криовоздействия в реальном времени. Проведена пилотная экспериментальная оценка замораживания фантома биоткани для такой прецизионной криоаблации. Показаны возможности изменения режима работы малоинвазивного микроканального аргонового криозонда Джоуля–Томсона. Этот новый подход позволит улучшить качество медицинской помощи при лечении опухолей и других низкотемпературных применениях в медицине. В будущем использование этого подхода in vivo с возможностью индивидуализации дозы аблации может быть основано на принципе предварительного прогнозирования температурных полей (например, с использованием численных методов) и последующих изменений криовоздействия в реальном времени (например, с использованием ультразвукового мониторинга и предварительно рассчитанного соотношения между изотермой криоскопии и целевой изотермой).

Исследование выполняется за счет Российского научного фонда (грант 21-19-00676).

## Литература

1. Ramadhyani S. Cryoablation for the Treatment of Solid Cancers and Pain Management, Theory and Applications of Heat Transfer in Humans. Wiley, 2018. P. 687–714.

2. Geng H., Cui, X., Weng J., She H., Wang W. Review of experimental research on Joule– Thomson cryogenic refrigeration system // Applied Thermal Engineering. 2019. Vol. 157. P. 113640.

3. Shurrab M., Wang H., Kubo N., Fukunaga T., Kurata K., Takamatsu H. The cooling performance of a cryoprobe: Establishing guidelines for the safety margins in cryosurgery // Int. J. of Refrigeration. Vol. 67. P. 308–318.

4. Shakurov A. V., Pushkarev A. V., Pushkarev V. A., Tsiganov D. I. Prerequisites for developing new generation cryosurgical devices // Sovremennye Tehnologii v Medicine. 2017. Vol. 9 (2). P. 178–187.

5. Burkov I. A., Pushkarev A. V., Shakurov A. V., Tsiganov D. I., Zherdev A. A. Numerical simulation of multiprobe cryoablation synergy using heat source boundary // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2020. Vol. 147. P. 118946.

## УДК 536.24

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ РОСТА ОДИНОЧНОГО ПАРОВОГО ПУЗЫРЯ В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ

# Ф. В. Роньшин<sup>1,2</sup>, L. Tadrist<sup>2</sup>, О. А. Кабов<sup>1</sup>

# <sup>1</sup>Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск <sup>2</sup>Aix-Marseille Université, Laboratoire IUSTI, France, Marseille

Кипение – это сложный процесс, используемый во многих приложениях, таких как преобразование энергии, химическая промышленность, космическая индустрия и другие. Актуальной задачей является исследований кипения в условиях микрогравитации и построение корреляций для космических приложений, таких как криогенное хранение топлива, двигательные установки космических кораблей, системы жизнеобеспечения и системы охлаждения. Анализ литературных данных показывает, что существующие корреляции не работают в условиях пониженной гравитации. Для детального исследования этих процессов в 2005 г. был запущен проект по исследования кипения в условиях микрогравитации (также известный как RUBI) и поддержан Европейским космическим агентством [1]. Уже несколько лет международная научная группа работает над этой задачей, чтобы получить новые данные о кипении в очень простом случае. Эталонный эксперимент RUBI (Reference mUltiscale Boiling Investigation) был создан и испытан на Земле в конце 2018 г. и в июле 2019 г. доставлен на Международную космическую станцию. Целью данного исследования является изучение механизмов теплопередачи, возникающих при кипении. Данная проблема является многомасштабной, связанной с несколькими взаимодействующими параметрами. Среди них гравитация является одним из важных параметров, поскольку плотности жидкостной и паровой фаз отличаются практически на три порядка.

Цель эксперимента RUBI – исследование теплообмена в области контактной линии одиночного парового пузыря; исследования динамики роста пузырьков; исследования кипения при сдвиговом потоке и в электрическое поле. Эксперимент фокусируется на связи мак-

роскопической динамики пузырьков (зарождение, рост, отрыв) в сочетании с микроскопическими явлениями в тонкой пленке и микрослое жидкости под пузырем. Исследуется кипение в его наиболее элементарной форме, а именно в виде одиночного парового пузырька в чистой жидкости, а также изучение влияния внешних сил на эволюцию пузырька и пограничный слой вблизи пузыря. Детальное описание экспериментальной установки представлено в [2]. Основой эксперимента RUBI является камера со встроенным контуром принудительной конвекции (FCL). Внутри расположен тонкопленочный нагреватель. Процесс кипения инициируется локальным перегревом искусственного места зародышеобразования с помощью сфокусированного лазерного пятна. Распределение температуры нагревателя измеряется с обратной стороны с помощью ИК-камеры. Визуализация роста пузырьков исследуется с помощью высокоскоростной камеры. Установка оборудована системой терморегулирования, позволяющей гомогенно доводить рабочую жидкость FC-72 от 30 °C до 70 °C.

Разработана методика автоматического анализа изображений эксперимента (рис. 1). Алгоритм анализирует форму пузыря, вычисляет его диаметр, диаметр контактной линии и контактный угол. Анализ включает в себя следующие этапы: нахождение базовой линии, определение контура пузыря, определение параметров пузыря с использований различных аппроксимаций. При отсутствии внешних сил (сдвигового потока и электрического поля) пузырь имеет сферическую форму.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки: Heater – тонкопленочный нагреватель; Laser – лазер, генерирующий импульс для зарождения пузыря, BW camera – высокоскоростная ЧБ камера, IR camera – высокоскоростная ИК камера, Shear flow – сдвиговый поток, MTCR – гребенка из микротермопар, Electrode – электрод для генерации электрического поля

Несмотря на то, что эксперименты были полностью автоматизированы, команда BUSOC обеспечивала контроль каждого запуска. Перед началом эксперимента в камере задавались необходимые условия эксперимента (давление, недогрев и т. д.), максимальная неоднородность температуры жидкости не превышала 0,5 °C. Хронология эксперимента показана на рис. 2. Эксперимент начинался с включения нагревателя с заданным тепловым потоком. Нагреватель нагревал жидкость в течение времени  $t_{wait}$ , затем пузырек активировался лазерным импульсом длительностью 20 мс. После этого рост пузырьков регистрировали высокоскоростными ИК и ЧБ камерами. Запись камеры включалась за 1 с до активации роста пузырьков для более точной визуализации процесса образования пузырьков. Данные, полученные с сервера BUSOC, сжаты (необработанные данные). Для обработки этих данных использовалось программное обеспечение, предоставленное BUSOC и TUD, которое было модифицировано для более стабильной работы. Обработка проводилась matlab, где в итоге были получены данные с ЧБ-камеры, ИК-камеры, микротермопар и других датчиков.



Исследована динамика роста пузыря в зависимости от теплового потока (q), давления (P), степени недогрева  $(T_{sub})$  и времени ожидания  $(t_{wait})$ . Полученная зависимость диаметра пузыря от времени аппроксимируется степенной зависимостью методом наименьших квадратов (рис. 3). Для детального анализа во всех временных масштабах использовались логарифмические координаты. В качестве начальных параметров пузыря в логарифмических масштабах использовались параметры первого образовавшегося пузырька.



Рис. 3. Динамика роста пузыря в зависимости от давления

На графике три характерных этапа. Первый, от 0 до 20 мс, представляет собой зону, в которой наблюдается быстрый рост пузырьков под действием лазерного импульса. Вторая зона является переходной, как правило, она длится 1-2 с, для этого случая показатель степени равен 0,51–0,59. И третья зона, когда показатель степени увеличивается, для этого случая до 0,59–0,61.

На рис. 3 также показана динамика роста пузырьков в зависимости от давления. Видно, что все параметры достаточно близки, влияние давления слабое. Диаметр пузырьков несколько уменьшается с увеличением давления. Но показатель степени и коэффициент умножения практически не меняются при давлении. Это связано с более быстрым ростом пузырьков в начальный момент после зарождения. В дальнейшем темпы роста практически одинаковы. Диаметр контактной линии незначительно уменьшается с увеличением давления. Контактный угол практически не изменяется.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда (грант 21-79-10357).

#### Обозначения

q – тепловой поток, Вт/см<sup>2</sup>; P – давление, мбар;  $T_{sub}$  – степень недогрева, К;  $t_{wait}$  – время ожидания, с; D – диаметр пузыря, мм; t – время, с.

## Литература

1. ESR AO-2004-111: BOILING, AO-1999-110: EVAPORATION, AO-2004-096: CON-DENSATION.

2. Sielaff A., Mangini D., Kabov O. et al. The multiscale boiling investigation on-board the International space station: an overview // Applied Thermal Engineering. 2022. P. 117932.

УДК 536.22, 536.24, 532.584

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ И СОПОСТАВЛЕНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛЕ НАНОЖИДКОСТЕЙ СО СФЕРИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ И УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ

# В. Я. Рудяк<sup>1,2</sup>, А. В. Минаков<sup>1,3</sup>, Д. В. Гузей<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет, г. Новосибирск, Россия <sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия <sup>3</sup>Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, Россия

Идея использовать наножидкости для интенсификации теплообмена родилась четверть столетия тому назад. Это было мотивировано уже первыми измерениями их теплопроводности. Оказалось, что наножидкости даже с малыми объемными концентрации частиц имеют теплопроводность существенно выше, чем у базовой жидкости. Многочисленные эксперименты по изучению теплоотдачи наножидкостей с оксидными или металлическими частицами в каналах показали, что действительно их теплоотдача существенно превосходит соответствующие значения для базовой жидкости (см. [1–4] и цитируемую там литературу). В ламинарном режиме течения это превышение определяется в основном теплопроводностью рабочей жидкости [5, 6], тогда как в турбулентном ситуация сложнее, наряду с теплопроводностью на теплообмен оказывает влияние и вязкость наножидкости [7]. Наножидкости с оксидными частицами превышают теплопроводность базовых флюидов на 15–25% при объемной концентрации частиц до 6–8% [8]. Теплопроводность наножидкостей с металлическими наночастицами несколько выше. Во всех случаях на теплообмен, конечно, влияет и реология.

Вместе с обычными наножидкостями (со сферическими частицами), о которых речь шла выше, в литературе принято называть наножидкостями и такие, в которых дисперсными являются углеродные нанотрубки (УНТ). УНТ обладают многими исключительными свойствами. В частности, теплопроводность многостенных УНТ превышает 3000 Вт/м, а у одностенных (ОУНТ) она вдвое выше. К настоящему времени опубликованы десятки статей, посвященных экспериментальному изучению теплопроводности наножидкостей с УНТ. Однако полученные результаты оказались чрезвычайно разнородными, а часто достаточно противоречивыми. Значительно меньше экспериментальных работ, в которых исследуется теплообмен наножидкостей в каналах, но и здесь полученные результаты также весьма различные (см., например, статьи [9–11] и цитированную там литературу). Главный вывод, который можно сделать из литературы, состоит в том, что при изучении теплообменных свойств наножидкостей следует четко выделять классы рассматриваемых наножидкостей. Только в этом случае можно адекватно выполнять сопоставление их характеристик. Целью данной работы является экспериментальное изучение теплоотдачи наножидкостей на основе изопропилового спирта (ИПС) с ОУНТ в цилиндрическом миниканале. Чтобы адекватно интерпретировать получающиеся данные, параллельно измерялась теплопроводность наножидкостей с ОУНТ, их реология и падение давления. Весовая концентрация ОУНТ варьировалась от 0.05 до 0.25wt.%. Все представленные ниже измерения выполнены при температуре 25 °C.

Изученные в данной работе наножидкости были приготовлены двухшаговым методом. На первом шаге к определенному объему базовой жидкости добавляется необходимое по весу количество нанопорошка и полученная первичная наножидкость механически перемешивается. На втором шаге для разрушения агломератов первичная наножидкость подвергалась ульразвуковой обработке. Для приготовления наножидкостей использовались ОУНТ, произведенные компанией OCSiAl (Новосибирск). По данным термогравиметрического анализа содержание углерода по массе составляет  $86\pm1\%$ , остальное – металлические примеси. Содержание ОУНТ по массе равно  $75\pm1\%$ , а их диаметр, определенный с помощью КР-спектроскопии (спектроскопия комбинационного рассеяния), –  $1.6\pm0.4$  нм. Полная удельная поверхность по БЭТ методу составляет  $500 \text{ м}^2/\text{г}$ . По данным атомно-силовой микроскопии длина ОУНТ превышала 4 мкм.

Эксперименты выполнялись на установке, которая ранее использовалась в работах [5– 8] при измерении коэффициента теплоотдачи в течениях наножидкостей с обычными частицами. Установка представляет собой замкнутый контур с циркулирующим теплоносителем. С помощью насоса рабочая жидкость прокачивается через измерительный обогреваемый участок. После прохождения измерительного участка рабочая жидкость поступает в теплообменник, в котором отдаёт тепло термостату. Контроль расхода жидкости в контуре осуществляется при помощи расходомера. Обогреваемый участок представляет собой трубку из нержавеющей стали диаметром 10 мм и длинной 1 м. Толщина стенки трубки 1 мм. Нагрев трубки осуществляется путём подачи электрического тока непосредственно на стенку трубки. Трубка теплоизолирована.

Для измерения локальной температуры трубки на её стенках на равном расстоянии друг от друга закреплено 6 медь-константановых термопар. Измерения температуры осуществлялось измерителями ТРМ-200. Помимо этого при помощи термопар измерялась температура теплоносителя на входе и выходе из обогреваемого участка. Измерения перепада давления проводились при помощи дифференциального манометра ОВЕН ПД200. Возможности этой установки позволяют проводить измерения коэффициента теплоотдачи и перепада давления в ламинарном и турбулентном режимах течения до значений числа Рейнольдса порядка 20000 (для воды). Точность измерения температуры около 0.1 °С, перепад давления измерялся с точностью 1%. Погрешность измерения расхода не превышает 1%.

Коэффициент теплопроводности измерялся на установке, разработанной авторами на основе нестационарного метода нагреваемой нити [12]. Точность измерения около 2%. Измерение коэффициента вязкости наножидкостей и их реологии выполнялось с помощью ротационных вискозиметров Брукфильда LVDV-II+Pro. Во всех случаях точность составляла 1–2%.

Установлено, что при всех концентрациях наножидкости на основе ИПС с ОУНТ оказываются неньютоновскими, их реология хорошо описывается моделью Хершеля–Балкли:

$$\mu = \tau_0 + k \dot{\gamma}^{n-1},$$

где  $\mu$  – коэффициент вязкости, а  $\tau_0$  – предельное напряжение сдвига, начиная с которого среда становится текучей. С ростом концентрации ОУНТ индекс жидкости *n* снижается, а параметр консистентности *k* напротив, растет, увеличивается и предельное напряжение сдвига.

Зависимость относительного коэффициента теплопроводности  $\lambda_r = \lambda/\lambda_0$  (здесь  $\lambda$  и  $\lambda_0$  соответственно коэффициенты теплопроводности наножидкости и ИПС) от весовой концентрации *w* ОУНТ для наножидкости на основе ИПС приведен на рис. 1. Данные измерения

выполнены при температуре 25 °C. Теплопроводность наножидкостей значительно выше теплопроводности базового флюида. При минимальной концентрации ОУНТ (0.05wt.%) она превышает теплопроводность ИПС на 10.5%, а при максимальной (0.25wt.%) – на 51%. Стоит отметить, что объемные концентрации частиц при этом почти вдвое ниже. Превышение коэффициента теплопроводности наножидкости почти в 70 раз больше значения, предсказываемого классической теорией Максвелла [13] для крупнодисперсных жидкостей.



Рис. 1. Зависимость относительного коэффициента теплопроводности наножидкости на основе ИПС от весовой концентрации ОУНТ. Метки – данные измерений, пунктирная линия соответствует теории Максвелла [13]

Высокая теплопроводность наножидкостей с ОУНТ, продемонстрированная выше, свидетельствует о том, что их использование в различных теплообменных устройствах весьма перспективно. В экспериментах по изучению теплообмена данных наножидкостей определялся локальный коэффициент теплоотдачи:  $\alpha_l = GC_p(T_i - T_o)S^{-1}(T_w - \bar{T})^{-1}$ , где  $C_p = \rho^{-1}[(1 - \phi)\rho_f C_{Pf} + \phi\rho_p C_{Pp}]$  – теплоемкость наножидкости,  $\rho_f$  – плотность базовой жидкости,  $\rho_p$  – плотность материала наночастицы,  $C_{pf}$  и  $C_{pp}$  – теплоемкость несущей жидкости и материала частиц соответственно,  $\bar{T} = (T_i - T_o)/2$  – средняя температура жидкости,  $T_i$ ,  $T_o$  – соответственно температура на входе и выходе из обогреваемого участка,  $T_w$  – локальная температура стенки канала,  $\phi$  – объемная концентрация ОУНТ. Наряду с локальным коэффициентом теплообмена определялся и средний:  $\alpha = GC_p(T_i - T_o)S^{-1}(\bar{T}_w - \bar{T})^{-1}$ , где  $\bar{T}_w$  – средняя арифметическая температура стенки канала, полученная усреднением по данным шести термопар.

Сопоставление зависимости среднего коэффициента теплоотдачи от массового расхода наножидкости на основе ИПС с ОУНТ для ИПС и наножидкостей представлено на рис. 2. Использование наножидкостей значительно повышает среднее значение коэффициента теплоотдачи. Так, при концентрации ОУНТ 0.25wt.% коэффициент теплоотдачи увеличился в полтора раза. Подобные превышения коэффициента теплоотдачи с помощью наножидкостей с частицами оксидов металлов практически недостижимы. Это чрезвычайно сложно реализовать и для наножидкостей с металлическими наночастицами, здесь потребовались бы очень высокие концентрации частиц (десятки процентов по весу).



Рис. 2. Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи ( $BT/m^2 \cdot K$ ) от расхода (Kr/c) наножидкости на основе ИПС. Круглые и треугольные метки соответствуют весовой концентрации ОУНТ 0.25 и 0.1wt.%, а квадратные – ИПС

Весьма полезной для анализа оказывается и информация о зависимости коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса. Показано, что коэффициенты теплоотдачи для ИПС и соответствующей наножидкости с ОСУНТ оказываются несопоставимыми. Коэффициент теплоотдачи наножидкости при фиксированном числе Рейнольдса превышает соответствующие значения для ИПС на порядки. Здесь правда следует иметь в виду, что наножидкость на основе ИПС, как уже отмечалось, является неньютоновской.

В заключительной части доклада обсуждается падение давления и гидравлическое сопротивление при течении наножидкостей. Затем полученные экспериментальные данные для коэффициентов теплопроводности наножидкостей на основе воды с ОУНТ сопоставляются с соответствующими значениями для наножидкостей со сферическими наночастицами Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, TiO<sub>2</sub>, ZrO<sub>2</sub> размером 150 нм [8] и специально выполненными измерениями с частицами Al размером 90 нм. Показано, что коэффициент теплопроводности наножидкостей в несколько десятков раз при сопоставимых концентрациях. Как и для обычных наножидкостей (со сферическими частицами), теплопроводность наножидкостей с ОУНТ тем выше, чем ниже теплопроводность базовой жидкости. Таким образом, использование наножидкости в качестве хладагента будет тем эффективнее, чем ниже теплопроводность базовой жидкости.

Наконец, для оценки эффективности наножидкости в качестве теплоносителя предложено использовалась зависимость коэффициента теплоотдачи от величины перепада давления, необходимой для прокачивания жидкости. В соответствие с этим критерием наножидкость целесообразно использовать в качестве теплоносителя, если при фиксированном значении перепада давления наножидкость повышает коэффициент теплоотдачи по сравнению с чистой жидкостью. Было показано, что рассматриваемая наножидкость удовлетворяет этому критерию. Естественно, во всех случаях, когда затрачиваемая на прокачивание наножидкости мощность не имеет решающего практического значения, использованию наножидкостей в качестве теплоносителя нет альтернатив.

Работа выполнена при финансировании Российского научного фонда (проект 20-19-00043).

# Литература

1. Hussein A. M., Sharma K. V., Bakar R. A. et al. Heat transfer enhancement with nanofluids – A review // J. Mech. Eng. Sciences (JMES). 2013. Vol. 4. P. 452–461.

2. Gupta M., Singh V., Kumar R. et al. A review on thermophysical properties of nanofluids and heat transfer applications // Renew. Sustain. Energy Rev. 2017. Vol. 74. P. 638–670.

3. Sajid M.U., Ali H.M. Recent advances in application of nanofluids in heat transfer devices: A critical review // Renew. Sustain. Energy Rev. 2019. Vol. 103. P. 556–592.

4. Roszko A., Fornalik-Wajs E. Selected aspects of the nanofluids utilization as the heat transfer carriers // E3S Web of Conferences. 2019. Vol. 108. P. 01024.

5. Minakov A. V., Lobasov A. S., Guzei D. V. et al. The experimental and theoretical study of laminar forced convection of nanofluids in the round channel // Appl. Therm. Eng. 2015. Vol. 88. P. 140–148.

6. Guzei D., Minakov A., Rudyak V. On efficiency of convective heat transfer of nanofluids in laminar flow regime // Int. J. Heat Mass Transfer. 2019. Vol. 139. P. 180–192.

7. Minakov A. V., Guzei D. V. Pryazhnikov M. I. et al. Study of turbulent heat transfer of the nanofluids in a cylindrical channel // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. Vol. 102. P. 745–755.

8. Pryazhnikov M. I., Minakov A. V., Rudyak V. Y. et al. Thermal conductivity measurements of nanofluids // Int. J. Heat Mass Transfer. 2017. Vol. 104. P. 1275–1282.

9. Murshed S. M. S., de Castro C. A. N. Superior thermal features of carbon nanotubes-based nanofluids – A review // Renew. Sustain. Energy Rev. 2014. Vol. 37. P. 155–167.

10. Tawfik M. M. Experimental studies of nanofluid thermal conductivity enhancement and applications: A review // Renew. Sustain. Energy Rev. 2017. Vol. 75. P. 1239–1253.

11. Akhilesh M., Santarao K., Babu M. V. S. Thermal conductivity of CNT-Water nanofluids: A review // Mech. Mech. Eng. 2018. Vol. 22, No. 1. P. 207–220.

12. Минаков А. В., Рудяк В. Я., Гузей Д. В. и др. Измерение коэффициента теплопроводности наножидкостей методом нагреваемой нити // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 1. С. 148–160.

13. Maxwell J. C. A Treatise on Electricity and Magnetism. Oxford: Clarendon Press, 1881. – 425 p.

УДК 536.24

## РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ИДЕНТИФИКАЦИЯ МОДЕЛЕЙ ТЕПЛОПЕРЕНОСА ПРИ ЛАЗЕРНОЙ ГИПЕРТЕРМИИ БЕЗ КОНТАКТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

#### Д. С. Семенов, А. В. Ненарокомов, С. А. Будник

#### Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Лазерная гипертермия поверхностных опухолей – один из методов терапевтического воздействия, применяемых в лечении онкологических заболеваний. При этом в зависимости от стратегии лечения ткань нагревают до 41–45 °C, а в некоторых случаях свыше 50 °C [1]. Эффективным диапазоном длин волн в данном случае считается 0,6–1,4 мкм [2]. Применяемые для планирования нагрева математические модели предполагают точное определение теплофизических и радиационно-оптических характеристик системы. Однако в случае работы с биологическими тканями необходимо учитывать их значительную вариабельность [3–5].

В условиях невозможности прямых измерений значений характеристик возникает необходимость решения обратных задач теплообмена. Причем в такой постановке применение традиционных контактных средств измерения температуры является затруднительным.

Целью данного исследования была разработка расчетно-экспериментального метода идентификации модели переноса тепла без использования контактных средств измерения температуры.

**Материалы и методы.** В работе рассматривается одномерная модель поверхности тела: бесконечная пластина толщиной d подвергается импульсному нагреву лазером (тепловой поток  $q_i$ ), а на обеих границах происходит теплообмен с некоторой окружающей средой. Измерение температуры на облучаемой поверхности осуществляется при помощи тепловизионной камеры  $T_{ir}$  (рисунок).

Процесс теплопереноса в такой конфигурации описывается системой уравнений:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Aq_l e^{-rx}, \quad 0 < x < d, \quad 0 < \tau \le \tau_m,$$
(1)

$$T(x,0) = T_0, \quad 0 < x < d, \tag{2}$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial x}(0,\tau) = Aq_l(\tau) + \alpha \big(T(0,\tau) - T_e(\tau)\big), \ 0 \le \tau \le \tau_{\max}, \tag{3}$$



Схема теплового процесса локальной поверхностной гипертермии

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial x}(d,\tau) = q_2(\tau), \ 0 \le \tau \le \tau_{\max}, \tag{4}$$

где C – теплоемкость;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности; T – температура; d – толщина образца;  $\tau$  – время;  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи; r – линейный коэффициент поглощения; A – поглощающая способность.

Задача идентификации модели заключается в определении комплекса характеристик: коэффициента теплоотдачи  $\alpha$ , теплопроводности  $\lambda$ , поглощающей способности материала образца A и линейного коэффициента поглощения r и сводится к задаче минимизации среднеквадратичного функционала невязки расчетных и экспериментальных значений J методом последовательных приближений:

$$J(\Delta \overline{u}^{S+1}) = \min J(\overline{u}^{S} + \Delta \overline{u}^{S})\Big|_{\Delta u \in \mathbb{R}^{N_u}},$$
(5)

где  $\overline{u}^{S}$  – вектор искомых характеристик, S – номер итерации.

Для получения экспериментальных данных была изготовлена установка, включающая лазерный модуль, тепловизор и систему управления. Показания тепловизора использовались как входные данные для разработанного программного комплекса.

В качестве исследуемого образца использовалась пластина из полиэтилена низкого давления, обладающая сопоставимыми с кожей теплофизическими характеристиками. Соответствие нагрева образца процессу гипертермии поверхностной опухоли обеспечивалось предварительным нагревом облучаемой границы до температуры порядка 40 °C и периодическим включением-выключением инфракрасного (800 нм) лазера для поддержания ее температуры в диапазоне 40–42 °C. Дополнительно выполнялись контрольные измерения микротермопарами, показания которых не применялись в расчетах, а использовались лишь для контроля процесса.

**Результаты.** В рамках проекта был разработан алгоритм и реализующий его аппаратно-программный комплекс, позволяющий выполнить решение обратной задачи теплообмена применительно к радиационно-кондуктивному теплопереносу. Проведена апробация на образце из полиэтилена низкого давления, показавшая эффективность применения метода.

Результаты работы могут быть применены для оптимального планирования стратегии терапевтического воздействия при лечении онкологических заболеваний поверхностных тканей, а также для определения характеристик биологических тканей в разработке теплозащитных материалов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 19-38-90317.

## Литература

1. Rossmann C., Haemmerich D. Review of temperature dependence of thermal properties, dielectric properties, and perfusion of biological tissues at hyperthermic and ablation temperatures // Crit Rev Biomed Eng. 2014. Vol. 42, No. 6. P. 467–492.

2. Домбровский Л. А., Тимченко В. М. Лазерная гипертермия поверхностных опухолей: модели переноса излучения, сложного теплообмена и деградации биологических тканей // Тепловые процессы в технике. 2015. Vol. 7, No. 1. Р. 24–36.

3. Пушкарева А. Е., Кузнецова А. А. Компьютерное моделирование в оптике биотканей. Санкт-Петербург: Университет ИТМО, 2016. – 93 с.

4. Duck F. A. Physical properties of tissue – A comprehensive reference book. New York: Academic Press, 1990. P. 9–42.

5. Giering K. et al. Review of thermal properties of biological tissues // SPIE Opt. Eng. Press. 1995. Vol. 044. January. P. 45–65.

6. Алифанов О. М., Артюхин Е. А., Румянцев С. В. Экстремальные методы решения некорректных задач и их приложения к обратным задачам теплообмена. М.: Наука, 1988.

## УДК 66.045.1

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЯ РЕГЕНЕРИРУЮЩЕГО ТЕПЛООБМЕННОГО ЭЛЕМЕНТА ДЛЯ ПОДОГРЕВА ВОЗДУХА ДЛЯ ДЫХАНИЯ

# А. А. Синицын<sup>1</sup>, О. В. Соловьева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Вологодский государственный университет, г. Вологда, Россия <sup>2</sup>Казанский государственный энергетический университет, г. Казань, Россия

Развитие Арктической зоны для обеспечения национальной безопасности диктует генеральные задачи формирования условий энергоэффективной хозяйственной деятельности в Арктике, улучшения качества жизни и безопасности жизнедеятельности при промышленном освоении арктического шельфа и новых месторождений стратегических полезных ископаемых.

От степени защиты и безопасности работников стратегических отраслей зависит эффективность развития экономики и промышленности в целом. Все указанные выше задачи могут быть реализованы применением современных устройств, обеспечивающих эффективное и рациональное использование энергоресурсов человека в условиях крайне низких температур.

Среди энергосберегающих устройств, применяемых в различных сферах промтеплоэнергетики, является стационарный регенеративный канальный теплоутилизатор (СРКТ). Одним из направлений применения СРКТ является использование его в составе индивидуального средства защиты – лицевой тепловой маске. Действие устройства основано на регенерации тепла воздуха при дыхании. Температура воздуха внутри маски повышается за счет собственного тепла выдыхаемого воздуха и нагрева входящего холодного воздуха при прохождении через регенеративный теплообменник, ранее нагретый при цикле выдыхания [1].

Целью работы является расчетно-экспериментальное исследование процессов тепломассообмена в стационарных регенеративных канальных теплоутилизаторах (СРКТ), применяемых в различных отраслях экономики, в том числе в составе средств индивидуальных
средств безопасности жизнедеятельности персонала в экстремально низких условиях климата нефтегазового и энергетического комплексов, в том числе, по оценке эффективности устройства при различной интенсивности.

Для достижения поставленной цели были поставлены следующие задачи:

- разработать физическую модель процесса тепломассообмена в СРКТ;

 – разработать математическую модель, описывающую процессы тепломассообмена в СРКТ и определяющую критерии эффективности подобных устройств;

 – разработать алгоритм вычисления на основании построенной математической модели и компьютерную программу, реализующую данный алгоритм;

– оценить адекватность результатов математического моделирования методом сопоставления с экспериментальными данными.

**Физическая и математическая модель.** СРКТ, основанный на принципе регенеративного теплообмена, выполненного из моделированного акрилонитрилбутадиенстирола, предназначен для защиты органов дыхания человека от негативного воздействия низких температур (рис. 1). Компоновка с лицевой маской показана на рис. 2. Устройство состоит из лицевой тканевой маски 1 и регенеративной насадки – СРКТ 2, выполненной из монолитного теплоемкого материала, внутри которого расположены вертикальные каналы 3 для дыхания через нос и сквозные каналы 4 для дыхания через рот. Вход и выход воздуха через лицевую маску осуществляется через отверстие 5 с наружной стороны маски (рис. 2). При необходимости устройство может быть снабжено антибактериальным фильтром для очистки воздуха, поступающего для дыхания. Выдыхаемый человеком воздух поступает внутрь каналов 3 и 4 через отверстие 5 и проходит по всей их длине на выход, при этом нагревая насадку до определенной температуры, после чего воздух выбрасывается в окружающую среду. При вдохе воздух из окружающей среды поступает внутрь устройства, проходя через каналы 3 и 4, в которых нагревается до определенной температуры, после чего попадает в дыхательные органы человека.



Рис. 1. Цифровая 3Д-модель СРКТ, выполненная в SolidWorks



Рис. 2. Принцип действия лицевого защитного устройства с СРКТ: 1 - лицевая тканевая маска, 2 – СРКТ, 3, 4 – вертикальные перфорированные каналы, 5 – выводное отверстие

Объектом исследования является регенеративная насадка, представленная в виде трубчатого теплообменника из моделированного акрилонитрилбутадиенстирола, в общем виде – с вертикальными трубками для движения воздуха. Для расчетно-экспериментальных исследований эффективности такого регенератора необходимо составить математическую модель процессов аккумуляции и регенерации.

В работе приняты следующие упрощения: так как устройство компактно, рассмотрим его в виде энергоузла, в котором на первом этапе происходит процесс аккумуляции тепловой энергии от более нагретого теплоносителя, на втором этапе – регенерация энергии от насадки к более холодному теплоносителю; принимаем, что величины амплитуд колебаний и время каждого цикла постоянны и не меняются с течением времени; температуры теплоносителей внешней (более низкая температура) и внутренней (более высокая температура) сред постоянны и не меняются с течением времени.

В результате ряда математических операций, представленных в работе [2], получена следующая математическая модель:

$$U'(t) = \frac{k_1}{t_0} (U_{in} - U(t)), \quad t \in (2nt_0, 2nt_0 + t_0), \quad n = 0, 1, \dots,$$
(1)

$$U'(t) = -\frac{k_2}{t_0} (U(t) - U_{\text{out}}), \quad t \in (2nt_0 + t_0, 2(n+1)t_0), \quad n = 0, 1, \dots,$$
(2)

учитывающая, что изменение температуры насадки на этапах аккумуляции тепла описывается уравнением (1), а на этапах регенерации – уравнением (2).

Числа  $k_1$  и  $k_2$  характеризуют интенсивность теплообмена, их мы назовем коэффициентами энергоэффективности материала СКРТ.

Результаты расчетно-экспериментальных исследований эффективности СРКТ. Для реализации указанной выше модели был выбран программный пакет MathCAD. Расчетные значения и характер колебаний температуры во времени носит гармонический характер. Сопоставление расчетной траектории изменения температуры и режимных замеров позволит говорить об адекватности математической модели.

Натурные испытания проводились в условиях пониженных температур с различной физической активностью испытателя, снаряженного лицевым защитным устройством с СРКТ, а также оснащенным измерительным прибором-термометром с термопарами CENTER 306. Регистрация показаний прибором производилась для одного измерения в секунду в период эксперимента в течение 30 мин. Частота дыхания испытателя – порядка 1 вдох (выдох) в 2 с. Температура проведения испытаний в диапазоне -7 °С...–11 °С. Режимы активности: покой, ходьба, бег. На рис. 3, 4 представлены зависимости изменения температуры воздуха с наружной и внутренней стороны СРКТ во времени с последующим сопоставлением расчетных и опытных данных.

Переходя к статистическому анализу экспериментальных данных, в работе применен метод корреляций, посредством которого определена связь между двумя рядами экспериментальных данных – гармоникой изменения температуры воздуха с наружной и внутренней стороны СРКТ во времени и температурой. Коэффициент корреляции показал, каким образом одно явление влияет на другое или связано с ним в своей динамике.

Осуществляя анализ влияния одного фактора на другой, необходимо учитывать возможное наличие запаздывания между сравниваемыми наборами данных. Учет запаздывания при расчетах корреляции между двумя наборами возможен, если рассматривать коэффициент корреляции как функцию величины сдвига одной выборки относительно другой. Однако для столь малых размеров СРКТ данным сдвигом можно пренебречь. Анализ показал довольно высокую степень корреляции для двух типов СРКТ (0,88–0,98), что говорит о качестве выполненных измерений и линейной зависимости коэффициентов.

Следует учитывать, что в пространстве между маской и ртом происходит теплообмен сложного характера, при этом процессы могут быть, в большей степени, отнесены к тепло-

массообмену, происходящему в теплообменных аппаратах смешивающего типа, что при исследовании эффективности СРКТ усложняет процесс математического моделирования.



Рис. 3. График экспериментальной зависимости изменения температуры воздуха с наружной и внутренней стороны СРКТ во времени в режиме ходьбы

Рис. 4. График зависимости изменения температуры воздуха с наружной стороны СРКТ во времени с сопоставлением расчетных и опытных данных в режиме ходьбы

Как ранее указывалось, показатели эффективности СРКТ могут быть представлены в виде  $k_1$  – коэффициента эффективности аккумуляции тепловой энергии в СРКТ и  $k_2$  – коэффициента эффективности регенерации тепловой энергии в СРКТ.

Коэффициент аккумуляции находится в широком диапазоне значений (0,45–2,05) и, в целом, возрастает с понижением температуры и увеличением физической активности. Аналогичная ситуация с коэффициентом регенерации. Сравнивая эффективность СРКТ по наружной и внутренней стороне, можно сделать вывод, что большее расхождение аккумуляции и регенерации происходит с внутренней стороны, что говорит о перспективах изучения составных частей устройства из материалов отличающейся теплоемкости и теплопроводности.

Заключение. Предложенная методика позволяет оценить эффективность применения материала для теплообменного блока через комплексные коэффициенты регенерации и аккумуляции тепловой энергии. Результаты математических исследований подтверждены опытными данными, полученными при различной физической активности и температуре окружающей среды.

Представленные в статье результаты позволяют проводить оценку применимости различных материалов для серийного производства СКРТ, в том числе в качестве основного теплообменного элемента в средствах индивидуальной защиты органов дыхания при пониженных температурах окружающего воздуха в условиях температурной и антивирусной безопасности человека. Предложенная концепция применения СКРТ в качестве рабочего элемента в формате тепловой защитной маски запатентована в Российской Федерации и имеет соответствующий документ [3].

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 21-79-10406.

#### Литература

1. Sinitsyn A., Filippova E., Derevianko O. Development of a new device for human body temperature regulation // Intern. Multi-Conference on Industrial Engineering and Modern Technologies, FarEastCon 2018, Vladivostok, 3 October 2018 – 4 October 2018. P. 144–272.

2. Naimov A., Sinitsyn A., Vetyukov M., Titovec Y. F., Akhmetova I. G. Computer modelling of heat energy regeneration process in a reversible heat exchanger // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 2019. Vol. 337(1). P. 012069.

3. Пат. 118202. Российская Федерация, МПК7 А 62В18/02. Устройство для защиты органов дыхания в условиях пониженных температур / Телятьев М. В. Синицын А. А. заявитель и патентообладатель Синицын Антон Александрович – № 2012108695/11; заявл. 06.03.2012; опубл. 20.07.2012.

УДК 622.24.063

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЯЗКОСТИ И КОЛЛОИДНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ БУРОВЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ ТЕХНИЧЕСКИХ МАСЕЛ

#### А. Д. Скоробогатова, Е. И. Михиенкова, В. А. Жигарев, А. В. Матвеев

#### Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, Россия

Буровой раствор – сложная многокомпонентная дисперсная жидкость, циркулирующая в скважине, которая выполняет ряд функций в процессе бурения, таких как вынос шлама, поддержание устойчивости стенок ствола скважины, охлаждение и смазка породоразрушающего инструмента, создание гидростатического давления на забой и т. д. В настоящее время применяются два основных вида буровых растворов: на водной и углеводородной основах. Существует потребность в высокоэффективных буровых растворах для бурения пластов горных пород с высоким давлением и высокой температурой [1-4]. Для этого используются растворы на углеводородной основе, так как они обладают рядом преимуществ: термически стабильны, инертны в отношении глин и солей, тем самым обеспечивая устойчивость стенок ствола скважины, обладают хорошими антикоррозионными и триботехническими свойствами; обладают высокой термостойкостью. Однако, несмотря на свои неоспоримые преимущества, растворы на углеводородной основе имеют ряд серьезных недостатков, основными из которых является их высокая токсичность для окружающей среды и высокая стоимость. По этой причине их применение на законодательном уровне пытаются ограничить в ряде развитых стран. Особенно остро проблема утилизации буровых растворов на нефтяной основе актуальна для арктического региона [5].

Создание крупнейшего нефтегазового проекта "Восток Ойл" на севере Красноярского края потребует бурения тысяч скважин в сложнейших арктических условиях. Разработка отечественных экологически безопасных буровых растворов, не уступающих дорогостоящим зарубежным аналогам по функциональным характеристикам, является для Красноярского края крайне важной задачей. Данный проект актуален не только с точки зрения практическо-го применения, но и имеет значительный интерес для фундаментальной науки.

В последнее время появился ряд работ, в которых проведены исследования в области замены традиционной углеводородной основы (дизельное топливо, нефть) на растительные масла [4, 5], которые, в свою очередь, доказывают актуальность разработки рецептур буровых растворов практически без использования традиционных углеводородных основ, удовлетворяющие всем техническим и экономическим потребностям.

Исследование направлено на изучение принципов использования экологически чистых возобновляемых компонентов на основе растительных масел, производимых в Красноярском крае в качестве основы для разработки буровых растворов.

Базовый буровой раствор на углеводородной основе представляет собой обратную эмульсию, т. е. эмульсию, в которой вода диспергирована на мельчайшие капельки, а дисперсионной средой служит углеводородная (УВ) жидкость «вода в масле». В работе исследованы следующие соотношения УВ/вода: 50/50, 70/30, 90/10. В эмульсию вводили эмульгатор «Aromashka» с различной объёмной концентрацией: 1, 2 и 3 об.%. В качестве углеводородной основы использовалось растительное масло, получаемое из семян масличной культуры рыжика посевного, травянистого растения (Camelina sativa).

При подготовке эмульсий использовался метод крупного дробления капель, а именно механическое диспергирование при помощи высокоскоростной мешалки в течение 30 мин. Приготовление бурового раствора с последовательным введением масла, эмульгатора и солевого раствора (CaCl<sub>2</sub>) плотностью 1,1 г/см<sup>3</sup> осуществляется на высокоскоростной мешалке на 20000 об/мин OFITE 152-18 Prince Castle. Для изучения вязкости и реологии эмульсий использовался вискозиметр Ofite 900, который представляет собой портативный и полностью автоматизированный прибор для определения реологических параметров буровых растворов, тампонажных смесей и жидкостей для ГРП.

Коллоидная устойчивость эмульсий контролировалась с помощью анализатора Turbiscan LAB. Принцип работы Turbiscan LAB основан на методе многократного рассеяния света (Multiple Light Scattering, MLS). Для макроскопической характеризации образца в момент времени *t* могут быть использованы два профиля (Т и BS). Сигнал пропускания T используется при анализе прозрачных или полупрозрачных образцов, сигнал обратного рассеяния BS – при анализе полупрозрачных и непрозрачных образцов (концентрированных дисперсных систем). Измерение повторных профилей в разные моменты времени *t* позволяет охарактеризовать изменения, протекающие в исследуемом образце. Для легкого сравнения нескольких образцов Turbiscan LAB позволяет получить индекс устойчивости Turbiscan (TSI). Индекс дестабилизации рассчитывается непосредственно на основе данных, полученных на приборе: чем ниже этот параметр, тем стабильнее считается эмульсия.

Вначале было исследовано изменение вязкости полученных эмульсий в зависимости от содержания УВ и эмульгатора. Полученные результаты показали, что все эмульсии являются ньютоновскими жидкостями. Значения вязкости исследуемых эмульсий показаны в таблице. Видно, что при увеличении концентрации масла вязкость эмульсии уменьшается. Для изменения концентрации эмульгатора не наблюдается определенной закономерности в изменении вязкости эмульсии.

Далее было проведено исследование коллоидной устойчивости эмульсий на анализаторе Turbiscan LAB. Были получены профили пропускания и обратного рассеяния, а также профили их изменения для всех эмульсий с различным содержанием масла и эмульгатора.

Вязкость µ, Па·с	Объемное содержание масла, %	Объемное содержание эмульгатора, %	
431.1	50	2	
222.3	70	2	
74.1	90	2	
136.9	70	1	
144.0	70	3	

Показатель вязкости эмульсий в зависимости от содержания УВ и эмульгатора

В ходе исследования было определено снижение устойчивости эмульсии при увеличении концентрации эмульгатора в эмульсиях с соотношением УВ/вода 70/30.

На рис. 1 представлена кинетика дестабилизации эмульсии (70/30) с эмульгатором в различных концентрациях. Наименьшую устойчивость демонстрирует образец с добавлением 3 об.%.



Рис. 1. Профили пропускания и обратного рассеяния излучения для эмульсии 70/30: *a* – 1 об.% эмульгатора, б – 3 об.% эмульгатора

Исследования показали повышение устойчивости эмульсии при повышении концентрации эмульгатора и растительного масла (по показателю TSI). На рис. 2 представлена зависимость показателя TSI от концентрации эмульгатора. Из графика видно, что увеличение концентрации эмульгатора с 1 до 2 об.% практически не влияет на значение индексаTSI, в свою очередь при повышении концентрации до 3 об.% показатель TSI возрастает практически в 7 раз спустя 24 ч. Можно сделать вывод, что увеличение концентрации эмульгатора выше 2 об.% нецелесообразно, так как ведет с значительному снижению стабильности эмульсии.

На рис. 3 показано, что с увеличением концентрации углеводорода от 50% до 90% значение показателя TSI уменьшается, что говорит об увеличении устойчивости. Из графика видно, что оптимальное соотношение УВ основы и дисперсной фазы начинается с 70% масла и выше 1 об.%.



Рис. 2. Зависимость показателя устойчивости TSI от концентрации эмульгатора при соотношении УВ/вода 70/30



Рис. 3. Зависимость показателя устойчивости TSI от соотношения углеводород-вода при концентрации эмульгатора 2 об.%

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 22-29-20087.

Участие в конференции осуществлено при поддержке КГАУ «Красноярский краевой фонд поддержки научной и научно-технической деятельности» в рамках проекта «Академическая мобильность» (№ КФ-870).

#### Литература

1. American Society of Mechanical Engineers. Shale Shaker Committee. Drilling Fluids Processing Handbook. Elsevier, 2005.

2. Jensen B., Paulsen J. E., Saasen A., Prebensen O. I., and Balzer H. Application of water based drilling fluid - total fluid management // IADC/SPE Drilling Conf. 2004.

3. Bybee K. Drilling fluid strengthens wellbore // J. Pet. Technol. 2004. Vol. 56, No. 11. Nov. P. 59–60.

4. Bland R. G., Mullen G. A., Gonzalez Y. N., Harvey F. E., and Pless M. L. HPHT Drilling Fluid Challenges // IADC/SPE Asia Pacific Drilling Technology Conf. and Exhibition, 2006.

5. Amani M., Al-Jubouri M., and Shadravan A. Comparative study of using oil-based mud versus water-based mud // HPHT Fields. 2012. Vol. 4, No. 42. P. 18–27.

# ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС, ПЛАЗМЕННЫЕ СИСТЕМЫ И ТЕХНОЛОГИИ

#### УДК 532.526:533.6:538.4

# УПРАВЛЕНИЕ УСТОЙЧИВОСТЬЮ И ОТРЫВОМ ТРЕХМЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ С ПОМОЩЬЮ ПЛАЗМЕННЫХ АКТУАТОРОВ

# С. А. Баранов, Г. Г. Гаджимагомедов, А. Ф. Киселев, А. П. Курячий, Д. С. Сбоев, С. Н. Толкачев, С. Л. Чернышев

#### Центральный аэрогидродинамический институт им. Н. Е. Жуковского, г. Жуковский, Россия

Активным методам управления обтеканием аэродинамических объектов, основанных на объемном силовом и тепловом воздействии на течение, создаваемом плазменными актуаторами, в которых используется барьерный электрический разряд, уделяется значительное внимание. Одними из наиболее актуальных авиационных приложений являются управление ламинарно-турбулентным переходом в пограничном слое и его отрывом на стреловидных крыльях летательных аппаратов [1].

Силовое воздействие на течение в пограничном слое над протяженными вдоль потока участками обтекаемой поверхности может осуществляться с помощью многоразрядных плазменных актуаторов (МПА) [2]. В ЦАГИ предложена схема МПА, показанная на рис. 1, отличающаяся от известных аналогов простотой конструкции при высокой эффективности создания объемной силы, а также возможностью значительной миниатюризации МПА [3]. В данной схеме на электрически связанные активные 1 и экранирующие 2 электроды подается переменное высокое напряжение, а ускоряющий электрод 3 заземлен. Экранирующие электроды ослабляют напряженность электрического поля вблизи левых кромок активных электродов, обеспечивая зажигание барьерного разряда только на правых кромках последних. В результате генерируемая в разряде горизонтальная компонента осредненной по времени объемной силы F направлена в одну сторону, как показано на рис. 1, над внешней поверхностью диэлектрического слоя 4.

Для экспериментов по управлению устойчивостью трехмерного пограничного слоя была изготовлена модель МПА с характерными размерами, указанными на рис. 1. Модель содержала 44 пары электродов 1 и 2, размеры области, покрываемой разрядом, составляли 155 мм вдоль активных электродов и 305 мм по нормали к ним. Целью экспериментов, проведенных в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе (АДТ) Т-124 ЦАГИ, была проверка возможности ослабления поперечного течения в трехмерном пограничном слое, развивающемся вблизи передней кромки стреловидного крыла, с помощью объемного силового воздействия МПА [4]. Отметим, что инкременты пространственного нарастания стационарных вихрей неустойчивости, являющихся одной из основных причин ламинарнотурбулентного перехода в пограничном слое на стреловидном крыле, примерно пропорциональны максимальным значениям поперечной скорости.

Моделирование пограничного слоя на начальном участке стреловидного крыла бесконечного размаха осуществлялось на пластине размахом 1 м с эллиптическим носком и углом стреловидности 35°. Отрицательный продольный градиент давления создавался с помощью тела вытеснения, установленного над пластиной, а также боковых вкладышей в рабочей части АДТ, которые были профилированы в соответствии с линиями тока невязкого течения, возникающего при заданном продольном распределении давления. На рис. 2 показано место установки МПА на пластине, вектором F обозначено направление горизонтальной компоненты создаваемой объемной силы.



Рис. 1. Схема многоразрядного плазменного актуатора. Электроды: 1 – активный, 2 – экранирующий, 3 – ускоряющий. 4, 5 – слои диэлектрика

Эксперименты проводились при скорости набегающего потока  $U_{\infty} = 22$  м/с и двух режимах напряжения питания МПА: с амплитудой ±4 кВ, частотой 10 кГц (режим 1) и ±4.5 кВ, 12 кГц (режим 2). Направленные вдоль осей X и Z продольная U и поперечная W компоненты скорости в пограничном слое измерялись с помощью термоанемометра постоянного сопротивления с V-образным двухниточным датчиком в вертикальном сечении YZ, расположенном на расстоянии 45 мм от края области воздействия МПА ниже по течению, как показано на рис. 2. С помощью пятиствольного пневмометрического скосомера был измерен угол внешней линии тока в сечении измерений  $\varphi = 25^{\circ}$ .



Рис. 2. Схема эксперимента: 1 – МПА, 2 – внешняя линия тока, 3 – сечение измерений

Продольный отрицательный градиент давления, создаваемый телом вытеснения, обеспечил появление в пограничном слое достаточно интенсивного поперечного течения. Благодаря низкому уровню турбулентности в набегающем потоке, неустойчивость поперечного течения проявлялась в виде стационарных продольных вихрей, которые фиксировались в сечении измерений. Квазипериодические структуры с расстоянием между максимумами дефектов продольной компоненты скорости l = 10-11 мм фиксировались в диапазоне изменения поперечной координаты  $0 \le Z \le 50$  мм. Пиковые значения амплитуды возмущений продольной компоненты скорости в этих структурах достигали  $10\% U_{\infty}$ , что указывает на начало стадии их нелинейного насыщения, непосредственно предшествующей ламинарно-турбулентному переходу.

Использование термоанемометра не позволяет оценить результат воздействия МПА непосредственно в области разряда. Однако, согласно расчетным исследованиям [5], влияние объемной силы, приложенной на ограниченном вдоль потока участке трехмерного погра-

ничного слоя, будет заметно сказываться и ниже по течению за этим участком, что и подтверждено в настоящих экспериментах.

Анализ построенных картин изолиний дефектов компонент скорости  $\Delta U$  и  $\Delta W$  (отличия местных значений от осредненных по размаху) показал, что силовое воздействие МПА в сечении измерений проявилось в виде следующих эффектов. Вся вихревая система смещается в направлении силового воздействия, обозначенного вектором F на рис. 2. Исчезает характерный для естественных вихрей наклон изолиний  $\Delta U$  и  $\Delta W$  во внешней части пограничного слоя. Вертикальные размеры вихрей уменьшаются. Максимумы дефектов скорости смещаются к стенке. Указанные эффекты объясняются уменьшением интенсивности поперечного течения, что отражает рис. 3, где показаны вертикальные профили поперечной скорости, осредненной по четырем периодам стационарных вихрей. Ослабление поперечного течения тем значительнее, чем больше мощность разряда.

Величины дефектов обеих компонент скорости значительно уменьшаются по всей толщине пограничного слоя, за исключением области, непосредственно прилегающей к стенке. Оценку общего снижения интенсивности стационарных вихрей неустойчивости дают вертикальные распределения среднеквадратичных отклонений продольной компоненты скорости от их средних по размаху значений, представленные на рис. 4. При воздействии МПА амплитуда возмущений скорости во внешней части слоя уменьшается примерно в два раза. Увеличение мощности МПА, заметно влияя на структуру вихрей, однако почти не сказывается на возмущениях продольной компоненты скорости.



Рис. 3. Профили осредненной по размаху скорости поперечного течения: *1* – без разряда, *2* – режим 1, *3* – режим 2



Рис. 4. Профили среднеквадратичных отклонений продольной компоненты скорости: *1*, *2* – без разряда, *3* – режим 1, *4* – режим 2

Выполненные эксперименты продемонстрировали эффективность использования объёмного силового воздействия, создаваемого МПА, для снижения скорости поперечного течения в трёхмерном пограничном слое. Следствием ослабления поперечного течения является уменьшение интенсивности стационарных вихрей его неустойчивости.

Эксперименты по управлению отрывом трехмерного турбулентного пограничного слоя с помощью МПА, моделирующие управление отрывом на закрылке стреловидного крыла, выполнены в АДТ Т-03 ЦАГИ, оснащенной камерой Эйфеля, на модели скользящей пластины с закругленными кромками с хордой 557 мм и углом стреловидности  $35^{\circ}$ . Пластина имела поворотную вставку, на которой устанавливалась модель МПА, изготовленная по схеме рис. 1 с расстоянием между электродами, уменьшенным до p = 6 мм. Область барьерного разряда, создаваемого 30 активными электродами, имела размеры 160 на 180 мм. Направление компоненты силового воздействия МПА, параллельной поверхности пластины, могло регулироваться углом поворота вставки.

Для создания продольного положительного градиента давления, обеспечивающего отрыв пограничного слоя на пластине, над ней устанавливалось тело вытеснения в виде плоского крыла в перевернутом состоянии под отрицательным углом атаки параллельно передней кромке пластины. Для предотвращения отрыва на теле вытеснения перед ним устанавливался предкрылок. На передней кромке пластины был наклеен турбулизатор из крупнозернистой наждачной бумаги, чтобы обеспечить развитие турбулентного пограничного слоя в области отрыва течения на пластине. Экспериментальная конфигурация показана на рис. 5 с указанием основных элементов.





Для визуализации полей скорости в области отрыва потока использовалась методика PIV как с горизонтальной, так и вертикальной ориентацией лазерного ножа. Эффективность влияния МПА на отрыв потока также оценивалась по размеру области течения с дефектом скорости в следе за моделью, определяемой с помощью гребенки полного давления, которая была установлена на расстоянии 30 мм от задней кромки пластины.

Эксперименты проводились при скорости набегающего потока  $U_{\infty} = 8$  и 18 м/с. На основе данных PIV измерений были определены следующие параметры турбулентного пограничного слоя перед областью отрыва на расстоянии 400 мм от передней кромки пластины: толщина вытеснения  $\delta^* = 1.64$  и 1.72 мм, толщина потери импульса  $\delta^{**} = 1.13$  и 1.1 мм, число Рейнольдса, рассчитанное по толщине потери импульса Re<sub> $\delta^{**}$ </sub> = 789 и 1757, соответственно.

Исследовалось влияние силового воздействия МПА на трехмерный отрыв турбулентного пограничного слоя, при котором предельная линия тока на обтекаемой поверхности под действием положительного градиента давления принимает направление вдоль задней кромки. На модель МПА подавалось переменное напряжение с постоянной частотой 12 кГц и различной амплитудой. Наиболее наглядное представление о положительном влиянии силового воздействия МПА на трехмерный отрыв дает рис. 6, где показана разница между давлением, измеренным гребенкой полного давления в следе за моделью пластины, и полным давлением в контрольном сечении АДТ при различных значениях амплитуды напряжения на МПА. Видно, что увеличение мощности МПА ведет к уменьшению как потерь давления, так и поперечного размера следа, вследствие чего боле слабый след, создаваемый предкрылком, опускается к поверхности пластины.



Рис. 6. Потери полного давления в следе при  $U_{\infty} = 18$  м/с: l - 6ез разряда,  $2 - \pm 5$  кВ,  $3 - \pm 7$  кВ,  $4 - \pm 8$  кВ

Установлено также, что при фиксированной скорости обтекания положительный результат силового воздействия (сдвиг линии отрыва вниз по течению, уменьшение вертикального размера области отрыва, снижение потерь полного давления в следе) существенного зависит не только от интенсивности, но и от направления воздействия.

Проведенные эксперименты продемонстрировали возможность существенного влияния силового воздействия МПА на положение линии трехмерного отрыва турбулентного пограничного слоя, размеры отрывной области и структуру течения в ней.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках Программы создания и развития научного центра мирового уровня «Сверхзвук» (соглашение от 8.12.2020 г. № 075-11-2020-023).

#### Литература

1. Kriegseis J., Simon D., Grundmann S. Towards in-flight applications? A review on dielectric barrier discharge-based boundary-layer control // Trans. ASME. Appl. Mech. Rev. 2016. Vol. 68. P. 020802.

2. Benard N., Moreau E. Electrical and mechanical characteristics of surface AC dielectric barrier discharge plasma actuators applied to airflow control // Exp. Fluids. 2014. Vol. 55. P. 1846.

3. Chernyshev S. L., Gamirullin M. D., Kuryachii A. P., Litvinov V. M. Simple design of multiple aerodynamic plasma actuator // Progr. Flight Phys. 2017. Vol. 9. P. 253–264.

4. Баранов С. А., Киселев А. Ф., Курячий А. П., Сбоев Д. С., Толкачев С. Н., Чернышев С. Л. Управление поперечным течением в трехмерном пограничном слое с помощью многоразрядной актуаторной системы // Изв. РАН. МЖГ. 2021. Т. 56, № 1. С. 67–79.

5. Мануйлович С. В. Объемные воздействия, устраняющие поперечное течение в ламинарном пограничном слое // Изв. РАН. МЖГ. 2015. № 3. С. 87–98.

#### УДК 533.6.011.55

# АЭРОДИНАМИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ТЕПЛОИЗОЛИРОВАННОЙ ЗАТУПЛЕННОЙ ПЛАСТИНЫ НА РЕЖИМЕ СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

#### Н. И. Батура, Г. Н. Дудин, Н. Г. Журкин, Н. М. Колушов

#### ФГУП «Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н. Е. Жуковского», г. Жуковский, Россия

Отличительной особенностью пограничного слоя на притупленных или тупых телах в гиперзвуковом потоке является его развитие в неоднородном внешнем потоке со значительным градиентом энтропии поперек линий тока, обусловленным тем, что ударная волна, отошедшая от передней части тела, является криволинейной [1]. Этот эффект вихревого взаимодействия может оказаться наиболее важным среди других эффектов вязко-невязкого взаимодействия особенно на передней части тела, пока энтропийный слой не будет поглощен пограничным слоем и на первую роль выйдет взаимодействие через давление (режим сильного вязко-невязкого взаимодействия) [2]. Для случая обтекания пластины с постоянной температурой поверхности для значения гиперзвукового параметра взаимодействия, стремящегося к бесконечности, автомодельное решение было получено впервые в [3]. В теорети-

ческих исследованиях обтекания пластины конечной длины при постоянном температурном факторе на режиме сильного взаимодействия [4] впервые было установлено, что решение в окрестности острой передней кромки не является единственным, а существует однопараметрическое семейство решений и подбор значения параметра позволяет удовлетворить дополнительному условию на задней кромке пластины. Вычисленные в [4] значения собственных чисел, которые определяют интенсивность распространения возмущений, даже при обтекании теплоизолированной пластины оказались достаточно большими (а ~ 23), следовательно, реальная область распространения возмущений функций течения против потока фактически ограничена сравнительно небольшой областью около донного среза. При уменьшении температурного фактора область распространения возмущений против потока из-за сильного роста собственных чисел локализуется и оказывается порядка толщины невозмущенного пограничного слоя [5]. Важно отметить, что результаты теоретических исследований получены в предположении, что температура поверхности пластины является постоянной, а распространение возмущений давления вверх против потока представляет собой возмущение автомодельного решения в виде некоторой степенной функции. Заметим, что если температурный фактор является переменным по поверхности пластины и/или зависит от времени, то автомодельных решений для режима сильного взаимодействия даже при обтекании полубесконечной заостренной пластины не существует.

Экспериментальные исследования [6] гиперзвукового обтекания заостренной пластины, изготовленной из стеклотекстолита на режиме сильного взаимодействия при длительности течения в рабочей части АДТ до 5 с показали, что пограничный слой, образующийся на пластине, не является стационарным, так как в течение пуска температура поверхности пластины изменяется со временем. Было показано, что установка клина в окрестности задней кромки пластины приводит к изменению распределения температуры по поверхности перед ним, а это означает, что возмущения давления, создаваемые клином, передаются вверх против потока и изменяют характер течения в нестационарном пограничном слое вплоть до передней кромки. При этом наибольшее увеличение температуры при обтекании пластины с клином имеет место в передней части пластины, а не перед клином, как это следует из результатов теоретических работ [4, 5].

В данной работе экспериментально исследуется обтекание модели затупленной пластины на режиме сильного взаимодействия при длительности стационарного течения в рабочей части АДТ до 45 с. За это время поверхность модели успевает достаточно сильно нагреться, а, следовательно, распределение температуры поверхности модели может существенно изменяться как вдоль пластины, так и с течением времени. В этом случае на поверхности пластины формируется нестационарный пограничный слой, что может приводить для режима сильного вязко-невязкого взаимодействия к образованию нестационарного течения в ударном слое. В результате на клин набегает нестационарный поток, что в свою очередь может приводить к возникновению нестационарных возмущений, которые могут распространяться против потока по дозвуковой части пограничного слоя.

Экспериментальное исследование проводилось в АДТ ЦАГИ с максимальным временем действия до 60 с. Электрический дуговой подогреватель нагревает воздух в форкамере до  $T_0 \sim 3400$  К. Сопло конической формы обеспечивает поток с числом Маха  $M_{\infty} = 8.1$ . Ядро равномерного потока 80 мм. Рабочая часть имеет два смотровых окна d = 140 и 240 мм. В окно диаметром 140 мм установлено германиевое стекло, через которое проводилась съемка с помощью тепловизора FLIR T420 60 Гц с диапазоном до 1300 °C с цифровой камерой CCIR/PAL 3.1 Мп. Через второе окно d = 240 мм производилась видео съемка цифровой камерой CASIO EX-F1 с разрешением 640×480 пикселей. Для исследований была изготовлена модель, состоящая из двух пластин. Нижняя (силовая) пластина длиной 110 мм и шириной 50 мм изготовлена из нитрида кремния Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> толщиной 3 мм. Передняя кромка этой пластины заостренная, имеет форму несимметричного клина с углом 10°. Верхняя пластина изготовлена из композиционного материала UltraBoard тип 1850/400 (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – 85% и SiO<sub>2</sub> – 15%) с удельной теплоемкостью  $\lambda = 0.034$  Вт/(м·К) при 1400 °С, толщиной 6 мм и приклеена к нижней пластине. Передняя кромка верхней пластины закруглена и представляет собой четверть окружности радиусом 6 мм. Модель закреплялась на державке, изготовленной из стальной рейки шириной 40 мм и толщиной 4 мм с передней кромкой, заточенной под углом ~20°. Модель устанавливалась в горизонтальной плоскости при проведении испытаний с записью на видеокамеру, и в вертикальной плоскости при использовании тепловизора. Модель с помощью пневмоустройства вводилась в сформировавшееся ядро потока через 5 с после включения ЭДП. Время ввода модели в поток составляет ~0.1 с. Для имитации щитков использовались клинья, которые устанавливались на расстоянии 70 мм от передней острой кромки нижней пластины. Клинья шириной 50 мм, длиной 40 мм и высотой от 5 до 40 мм изготовлены из теплоизоляционного материала АГ-4. В экспериментах число Рейнольдса Re<sub>∞l</sub> = 5350 вычислено по параметрам невозмущенного потока и длине пластины l = 110 мм, тогда параметр гиперзвукового взаимодействия  $\chi = M_{\infty}^{3}/\sqrt{Re_{\infty l}} = 7.3$ , что соответствует режиму сильного вязко-невязкого взаимодействия [2].

В качестве примера на рис. 1 представлен типичный кадр из записи тепловизора в момент времени 30 с с начала ввода пластины с клином высотой 15 мм в ядро потока. Из результатов, приведенных на рис. 1, видно, что происходит сильный неравномерный нагрев поверхности пластины из композиционного материала. В точке 3, расположенной на расстоянии ~5.5 мм от передней кромки, действительная температура к указанному моменту времени достигла 1792 °C, в точке 2 (24.3 мм от кромки) – 984 °C и в точке 1 (46.7 мм от



Рис. 1. Кадр из записи тепловизора в момент времени 30 с

кромки) – 753 °С. Заметим, что максимальная температура на передней кромке модели на этот момент времени не известна, так как предельное значение показаний тепловизора 1300 °С в этом случае было достигнуто к концу 3-й с, как в предыдущем случае, с момента ввода в поток. В экспериментах проводилась также видеосъемка течения около модели. В этом случае модель располагалась в горизонтальной плоскости и вводилась в поток также через ~5 с после включения ЭДП. Далее представлены типичные кадры из записи видеокамеры в конце 30-й с с начала ввода модели без клина (рис. 2) и с клином высотой 30 мм (рис. 3).



Рис. 2. Кадр из записи видеокамеры в конце 30-й с с начала ввода модели без клина



Рис. 3. Кадр из записи видеокамеры в конце 30-й с с начала ввода модели с клином высотой 30 мм

Из сравнения приведенных фотографий можно заметить, что установка клина качественно изменяет характер течения в возмущенной области течения перед клином.

Зависимости безразмерной температуры  $T_w/T_\infty = (K_t \times T_w^{o}C + 273 \text{ K})/T_\infty$  в точках 1, 2 и 3 на поверхности модели без клина (кривые a1, a2, a3) от времени приведены на рис. 4. В точке 3, расположенной на расстоянии ~5.8 мм от передней кромки, безразмерная температура (кривая *а3*) растет наиболее быстро в течение первых 10 с, достигая значения  $T_w/T_{\infty} = 6.8$ (1638 К), а к 20-й с фактически выходит на значение 7.09 (1708 К). В течение следующих 15 с возрастание  $T_w/T_\infty$  не превышает 1.5%. Максимальная температура пуска достигает значения 1737 К. Температура в точке 1 (54.8 мм, кривая al) и точке 2 (30.3 мм, кривая a2) на поверхности модели растет более медленно и достигает максимальных значений соответственно 961 К и 1171 К. Таким образом, имеет место неравномерный нестационарный нагрев поверхности затупленной пластины. Для выяснения влияния клина на распределение температуры поверхности модели на этом же рисунке приведены данные с клином высотой 40 мм (кривые b1, b2, b3). Сравнивая кривые b1, b2, b3 (клин высотой 40 мм) с распределениями безразмерной температуры на пластине без клина (кривые a1, a2, a3), можно отметить, что в данном испытании температура в точке 3 к моменту времени t = 35 с увеличилась на 49 °C, т. е. на 2.8%, а в точках 1 и 2 безразмерная температура увеличилась на 6.2% и 0.8% соответственно. Следовательно, установка клина высотой 40 мм на пластине влияет на распределение температуры поверхности перед ним и наиболее сильно это проявляется в окрестности точки 1 перед клином и передней затупленной комки пластины в точке 3.





Таким образом, в рассматриваемом случае имеет место распространение возмущений индуцированного давления, вызываемых клином, на всю длину вплоть до передней кромки и это влияние оказывается существенно сильнее, чем предсказывает теория [5–7] в случае, когда температурный фактор постоянен. Физическое объяснение этого принципиального различия заключается в том, что при непрерывно возрастающей и неравномерной по поверхности температуре пластины формирующийся пограничный слоя является нестационарным, а из-за режима сильного вязко-невязкого взаимодействия и течение в ударном слое становится нестационарным. В результате в области течения около клина из-за вязко-невязкого взаимодействия непрерывно возникают нестационарные возмущения давления, которые распространяются по дозвуковой части пограничного слоя против потока. Причем более поздние по времени возникающие возмущения индуцированного давления распространяются с большей скоростью, так как температура в пограничном слое все время растет. Следовательно, эти возмущения давления могут догонять предыдущие и поддерживают их от затухания.

Так как в данных экспериментах наблюдался достаточно сильный аэродинамический нагрев моделей, то на основе записей видеокамеры было оценено его влияние на изменение положения головной ударной волны (толщины возмущенной области) на расстоянии 70 мм от передней кромки с течением времени. Исследовалось влияние клиньев разной высоты, передняя кромка которых располагалась также на расстоянии 70 мм. Зависимости расстояния от поверхности пластины до внешней границе головной ударной волны  $Y_{y_6}$  на расстоянии x = 70 мм от передней кромки модели от времени (без клина – кривая 1, клин 10 мм – 2, 20 мм – 3, 30 мм – 4, 40 мм – 5) представлены на рис. 5.





В этих испытаниях время нахождения модели в ядре потока было ограничено 45 с. Аэродинамический нагрев модели без клина (кривая 1) приводит к монотонному незначительному уменьшению этой координаты за время пуска в течение 45 с на 0.1%. Для модели с клиньями область возмущенного течения со временем может возрастать, например, для клина высотой 10 мм (кривая 2), а может уменьшаться для клиньев большей высоты (кривые 3-5), но все эти изменения меньше 1%. Интереснее другое. Установка клина высотой 10 (кривая 2) приводит к 45-й с уменьшению указанной области на 1.4%, а клина 20 мм (кривая 3) приводит к уменьшению величины  $Y_{y_8}$  на 2.4%. Однако установка клиньев большей высоты 30 мм и 40 мм (кривые 4, 5) приводит увеличение более чем на 3% по сравнению со случаем без клина (кривая 1). Следовательно, увеличение высоты клина (увеличение угла наклона передней поверхности клина) в исследованном диапазоне, установленного на модели с затупленной передней кромкой, приводит к изменению области возмущенного течения перед клином, если имеет место неравномерный нестационарный аэродинамический нагрев модели, однако характер этой зависимости не монотонный.

#### Литература

1. Лунев В. В. Течение реальных газов с большими скоростями. М.: Физматлит, 2007.

2. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М.: Изд-во иностр. лит., 1962.

3. Lees L. On the boundary-layer equations in hypersonic flow and their approximate solutions // J. Aeronaut. Sci. 1953. № 20. P. 143–145.

4. Нейланд В. Я. Распространение возмущений вверх по течению при взаимодействии гиперзвукового потока с пограничным слоем // МЖГ. 1970. № 4. С. 40–49.

5. Нейланд В. Я., Боголепов В. В., Дудин Г. Н., Липатов И. И. Асимптотическая теория сверхзвуковых течений вязкого газа. М.: Физматлит, 2003.

6. Батура Н. И., Дудин Г. Н., Журкин Н. Г., Колушов Н. М. О влиянии возмущений давления на нагрев поверхности пластины на режиме сильного взаимодействия // МЖГ. 2021. № 2. С. 72-81.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНЫМ ДОЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ВОЗДУХА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ОБРАЗЦА В МОЩНОМ ПЛАЗМОТРОНЕ

#### А. И. Брызгалов, С. Е. Якуш, А. Ф. Колесников, С. А. Васильевский

Институт проблем механики им. А. Ю. Ишлинского РАН, г. Москва

В ИПМех РАН для проведения тепловых испытаний теплозащитных материалов (ТЗМ) космических аппаратов используются уникальные научные установки ВЧ плазмотроны ВГУ-3 и ВГУ-4. В экспериментах путём обдува образца диссоциированным частично ионизованным потоком воздуха моделируется нагрев поверхности затупленных тел при входе в плотные слои атмосферы при скоростях порядка 4–9 км/с на высотах 50–70 км и определяется тепловой поток к поверхности образца. Он включает составляющую  $Q_{\lambda} = \lambda \partial T / \partial n$ , обусловленную теплопроводностью и диффузионную составляющую  $Q_{diff} = \sum h_i J_i$ , вызванную рекомбинацией атомов на стенке и высвобождением энергии химической связи. Существенное влияние на величину теплового потока к поверхности оказывает каталитичность поверхности: при замене высококаталитичного материала на низкокаталитичный возможно снизить

тепловой поток до 1,5-2 раз.

Для нахождения эффективного коэффициента рекомбинации  $\gamma$ , определяющего каталитические свойства поверхности, необходимо математическое моделирование теплообмена. У высококаталитичных материалов  $\gamma \approx 1$ , у низкокаталитичных  $\gamma << 1$ . Коэффициент поверхностной рекомбинации  $\gamma$  определяется сопоставлением расчётов и эксперимента по тепловому потоку в критической точке образца ТЗМ.

Примерами использования расчётных моделей служат работы [1–3]. Для дозвуковых режимов ВЧ-плазмотрона ВГУ-4 расчёт химически неравновесного пограничного слоя и теплового потока с учётом конечной каталитической активности поверхности проводится на оси симметрии [4]. Для для квазинейтральной плазмы в условиях отсутствия внешнего электрического поля заметной оказывается амбиполярная диффузия ионов и электронов, которая влияет на диффузионные скорости [5]. В настоящей работе проведены расчёты химически неравновесных дозвуковых течений частично ионизованного воздуха с учётом амбиполярной диффузии, дополненные условием нулевой плотности тока и законом сохранения массы

$$\sum_{i=1}^{N-1} \frac{x_i x_j}{D_{ij}} \left( \boldsymbol{V}_j - \boldsymbol{V}_i \right) + e x_i \frac{\boldsymbol{E}_a}{kT} = \nabla x_i,$$

$$\sum_{j=1}^{N-1} e x_j \boldsymbol{V}_j - e x_e \boldsymbol{V}_e = 0, \qquad (1)$$

$$\sum_{j=1}^{N} x_j \mu_j \boldsymbol{V}_j = 0.$$

В данной системе уравнений  $E_a$  выступает как дополнительная переменная к диффузионным скоростям  $V_i$ . Система (1) решалась и для определения химического состава на каталитической поверхности. В этом случае диффузионные скорости считаются известными и определяются коэффициентом эффективной рекомбинации  $\gamma$  [2, 6]:

$$V_{A} = \frac{2\gamma}{2 - \gamma} \sqrt{\frac{R_{0}T}{2\pi\mu_{A}}},$$

$$V_{A2} = -V_{A} \frac{x_{A}\mu_{A}}{x_{A2}\mu_{A2}}.$$
(2)

На поверхности диффузионные скорости заряженных частиц и молекулы NO считаются нулевыми. Мольные доли находились как решение системы нелинейных уравнений (1) с известными диффузионными скоростями (2).

Для моделирования физико-химических процессов использовалась программа, реализованная на языке FORTRAN 90. Численное решение проводилось на двумерной прямоугольной сетке в цилиндрической системе координат методом установления. Невязкие потоки рассчитывались по «all-speed» схеме SLAU семейства AUSM [7], адекватно описывающей как дозвуковые, так и сверхзвуковые течения. Химическая кинетика рассчитывалась вычислительным модулем VODE, предназначенным для решения систем жёстких дифференциальных уравнений [8]. Система нелинейных уравнений для определения мольных долей на поверхности решалась с помощью библиотеки метода Брауна, заимствованной в БЧА НИВЦ МГУ.

Разработанная программа позволяет моделировать течение во всей расчётной области барокамеры плазмотрона с учётом химической неравновесности в диапазоне температур 300–20000 К при однократной ионизации плазмы. Тепловые потоки к образцу рассчитываются вдоль всей поверхности. На рис. 1 представлен пример расчёта тепловых потоков к лобовой поверхности цилиндрической модели диаметром 50 мм на расстоянии от входа сопла 50 мм.



Рис. 1. Распределение теплового потока Q вдоль радиуса лобовой поверхности ( $Q_{\lambda}$  – молекулярная составляющая теплового потока,  $Q_{diff}$  – диффузионная составляющая,  $\gamma = 1$  – полностью каталитическая стенка, s.c. – суперкаталитическая стенка):  $1 - Q_{diff}$  (s.c.),  $2 - Q_{diff}$  ( $\gamma = 1$ ),  $3 - Q_{\lambda}$  ( $\gamma = 1$ ),  $4 - Q_{\lambda}$  (s.c.)

На рис. 2 показаны поля температуры и числа Маха при обтекании модели потоком частично ионизованного воздуха. Параметры на оси струи: p = 5000, V = 800, T = 8300.

#### Обозначения

V – диффузионная скорость, м/с;  $D_{ij}$  – бинарный коэффициент диффузии, м<sup>2</sup>/с; x – мольная доля;  $\mu$  – молярная масса, кг/моль;  $R_0 = 8,314$  – универсальная газовая постоянная, Дж/моль К;  $\gamma$  – эффективный коэффициент рекомбинации;  $E_a$  – амбиполярное электрическое поле, В/м; J – поток массы, кг/м<sup>2</sup> с;  $h_i$  – удельная энтальпия, Дж/кг; A – атом; A2 – двухатомная молекула.



Рис. 2. Примеры распределения полей температуры и числа Маха для варианта расчёта плазмотрона ВГУ-4 со входным диаметром  $d_{in} = 50$  мм, расстоянием до модели  $z_m = 50$  мм и диаметром модели  $d_m = 50$  мм

# Литература

1. Землянский Б. А., Лунёв В. В., Власов В. И. и др. Конвективный теплообмен летательных аппаратов / Под ред. Б. А. Землянского. М.: Физматлит, 2014. – 378 с.

2. Сахаров В. И. Численное моделирование течений в индукционном плазмотроне и теплообмена в недорасширенных струях воздуха для условий экспериментов на установке ВГУ-4 (ИПМех РАН) // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2007. Т. 5. С. 1–23.

3. Брызгалов А. И., Якуш С. Е., Васильевский С. А., Колесников А. Ф. Численное моделирование неравновесных дозвуковых течений диссоциированного воздуха около цилиндрического тела // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2021. Т. 22. № 5. С. 1–14.

4. Васильевский С. А., Колесников А. Ф. Численное исследование течений и теплообмена в индукционной плазме высокочастотного плазмотрона. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Сер. Б. Т. VII-1. Ч. 2. М.: Янус-К. 2008. С. 220–234

5. Колесников А. Ф. Соотношения Стефана–Максвелла для амбиполярной диффузии в двухтемпературной плазме с приложением к задаче об ионно-звуковой волне // МЖГ. 2015. № 1. С. 170–181.

6. Гордеев А. Н., Колесников А. Ф., Сахаров В. И. Эксперимент на ВЧ-плазмотроне и моделирование теплообмена в недорасширенных струях диссоциированного азота // МЖГ. 2017. № 6. С. 79–88.

7. Kitamura K., Hashimoto F. Reduced dissipation AUSM-family fluxes: HR-SLAU2 and HR-AUSM-up for high resolution unsteady flow simulations // Computers and Fluids. 2016. Vol. 126. P. 41–57.

8. Brown P. N., Byrne G. D., Hindmarsh A. C. VODE: a variable coefficient ODE solver // SIAM J. Sci. Stat. Comput. 1989. Vol. 10. P. 1038–1051.

#### УДК 536-12:519.633

# НЕЛИНЕЙНАЯ СВЯЗАННАЯ МОДЕЛЬ ОБРАБОТКИ ПОВЕРХНОСТИ ПОТОКОМ ЧАСТИЦ С УЧЕТОМ ФАЗООБРАЗОВАНИЯ

А. Г. Князева<sup>1,2</sup>, Е. С. Парфенова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск, Россия <sup>2</sup>Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

В литературе большое внимание уделяется взаимодействию потоков ионов с поверхностью материалов, что может сопровождаться не только диффузией, накоплением повреждений и разрушением, но и фазообразованием. Примеры работ, где в результате поверхностной ионной обработки формируются интерметаллидные фазы, могут быть [1–3].

В целом проблема описания диффузии в твердых средах при механических и тепловых воздействиях в континуальной физике и механике сплошной среды достаточно стара. Анализ некоторых общих подходов осуществлен, например, в [4]. Поскольку диффузия часто сопровождается формированием растворов, новых соединений и фаз, то в литературе имеются и многочисленные попытки учесть роль химических процессов в формировании полей напряжений и деформаций, сопутствующих диффузии. Попытки описать процессы формирования новых соединений в условиях ионной имплантации в квазистатическом приближении без учета роли механических процессов содержатся, например, в [5, 6].

Большое распространение в литературе получили квазистационарные модели, и, как правило, несвязанные (т. е. авторы соответствующих работ решают диффузионную задачу, а затем находят сопутствующие напряжения и деформации). Подобные модели распространены в материаловедении. Находятся и соответствующие экспериментальны условия. Если для медленных процессов иногда удается найти подходящий эксперимент, который служит для проверки непротиворечивости моделей наблюдаемым фактам, то для быстропротекающих процессов прямого сравнения теорий (как линейных, так и нелинейных) с экспериментом осуществить не удается. Теория, как правило, изучает то, что не поддается непосредственному измерению. Примером многоэтапного процесса обработки поверхностей, где основные изменения происходят за малые времена, является ионная имплантация. Все последующие этапы обработки – отжиг, подготовка образцов для исследования и др. также вносят изменения в структуру и состав поверхности, так что непосредственно сравнить процесс имплантации с теорией затруднительно. Методы молекулярной динамики и Монте-Карло, как правило, работают с идеальными системами и используют много условностей и параметров, которые опять же должны быть известны из макроскопического эксперимента.

Примеры динамических связанных моделей содержатся в [7–9]. В настоящей работе в модели поверхностной обработки металла (Ni) потоком металла (частиц) иного сорта (Al) с учетом формирования последовательности фаз приводятся примеры, иллюстрирующие взаимовлияние процессов распространения диффузионных, тепловых и механических волн.

В простейшем приближении весь комплекс реакций описывается суммарной схемой «реагент-продукт», как и в [8, 9].

Более детальная схема реакций в системе Ni-Al может быть следующей:

 $Ni + Al \rightarrow NiAl$  (β-фаза, интерметаллид),

 $3Ni + Al \rightarrow Ni_3Al$  (ү'-фаза, интерметаллид),

 $Ni_3Al + 2Al \rightarrow NiAl$  (β-фаза, интерметаллид).

Полагаем, что скорости реакций зависят от концентраций в соответствии с законом действующих масс

$$\Phi_1 = k_1(T)C \cdot C_B; \quad \Phi_2 = k_2(T)C \cdot C_B^3; \quad \Phi_3 = k_3(T)C_1 \cdot C^2,$$

где  $C_B$ , C,  $C_1$ ,  $C_2$  – концентрации материала основы (Ni), Al, Ni<sub>3</sub>Al, NiAl соответственно,

$$C_B + C + C_1 + C_2 = 1,$$

а от температуры – в соответствии с законом Аррениуса.

Математическая модель включает уравнения теплопроводности, диффузии, кинетики и движения (в приближении одноосного нагружения)

$$\rho \frac{\partial C}{\partial t} = -\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial x} - \Phi_1 - \Phi_2 - 2\Phi_3, \tag{1}$$

$$\rho C_{\sigma} \frac{\partial T}{\partial t} + \alpha_T T \frac{\partial \sigma}{\partial t} = -\frac{\partial \mathbf{J}_q}{\partial x} + Q_1 \Phi_1 + Q_2 \Phi_2 + Q_3 \Phi_3, \qquad (2)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma}{\partial x},\tag{3}$$

$$\rho \frac{dC_1}{dt} = \Phi_2 - \Phi_3, \tag{4}$$

$$\rho \frac{dC_2}{dt} = \Phi_1 + \Phi_3 \tag{5}$$

и определяющие соотношения

$$\mathbf{J} = -\rho D \frac{\partial C}{\partial x} + BC \frac{\partial \sigma}{\partial x} - t_D \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t}, \qquad (6)$$

$$\mathbf{J}_{q} = -\lambda_{T} \frac{\partial T}{\partial x} - t_{q} \frac{\partial \mathbf{J}_{q}}{\partial t}, \qquad (7)$$

$$\sigma = E(\varepsilon - \alpha_T (T - T_0) - (\alpha - \alpha_0)(C - C_0) - (\alpha_1 - \alpha_0)(C_1 - C_{10}) - (\alpha_2 - \alpha_0)(C_2 - C_{20})).$$
(8)

Граничные условия соответствуют условиям обработки.

Задача решается численно в безразмерных переменных, выбранных в соответствии с характерными физическими масштабами. Для этого разработан специальный численный алгоритм, позволяющий осуществлять исследования в разных временных интервалах.

Пример показан на рисунке.

Другой вариант модели предполагает учет неравновесного характера протекания реакций в условиях ионной имплантации. В этом случае описание кинетики соответствует идеям расширенной термодинамики [10]. В этом случае полагаем, что в равновесных условиях скорость реакции есть известная функция температуры и состава  $\Phi(T, C_k)$ . В неравновесных условиях накопление продукта реакции будет следовать из кинетического уравнения [11]





Рис. 1. Распределения концентраций имплантируемого металла (*a*), продукта реакции (*б*), деформации (*в*), напряжений (*г*) и температуры (*д*) для простейшего варианта модели. Пример расчета для трех последовательных моментов времени:  $\tau = 0.03$ ; 0.04 и 0.05; время действия импульса  $\tau_{imp} = 0.04$ ;  $\tau_a = 0.02$ ;  $\tau_D = 0.005$ 

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Госкорпорации «Росатом» в рамках научного проекта № 20-21-00064 Росатом.

#### Обозначения

 $T(\theta)$  – температура;  $\sigma(s)$  и  $\varepsilon(e)$  – компоненты тензоров напряжений и деформаций в направлении действия потока частиц; *x* – пространственная координата, *t* – время;  $\rho$  – плотность;  $C_{\sigma}$  – теплоемкость при постоянстве напряжений;  $\alpha_i$  – коэффициенты концентрационного расширения;  $\alpha_T$  – коэффициент теплового расширения; *E* – модуль упругости; *D* – коэффициент диффузии; *B* – коэффициент переноса под действием напряжений;  $\lambda_T$  – коэффициент теплопроводности;  $t_D$  и  $t_q$  – времена релаксации потоков тепла и массы;  $\varepsilon = \partial u/\partial x$ ;  $Q_i$  – тепловые эффекты реакций; **J** и **J**<sub>q</sub> – потоки тепла и массы;  $\tau$  – безразмерное время;  $\xi$  – безразмерная координата;  $\tau_q$  и  $\tau_D$  – безразмерные времена релаксации;  $t_R$  – время релаксации химической реакции.

# Литература

1. Bozhko I. A., Fortuna S. V., Kurzina I. A., Stepanov I. B., Kozlov E. V., Sharkeev Yu. P. Formation of Nanoscale intermetallic phases in Ni surface layer at high intensity implantation of Al ions // J. of Mater. Sci & Technol. 2004. Vol. 20, No. 5. P. 583–589.

2. Kurzina I. A., Kozlov E. V., Sharkeev Yu. P., Ryabchikov A. I., Stepanov I. B., Bozhko I. A., Kalashnikov M. P., Sivin D. O., Fortuna S. V. Influence of ion implantation on nanoscale Intermetallic phases formation in Ti-Al, Ni-Al and Ni-Ti systems // Surface and Coating Technology. 2007. Vol. 201. P. 8463–8468.

3. Ryabchikov A. I., Kashkarov E. B., Shevelev A. E., Obrosov A., Sivin D. O. Surface modification of Al by high-intensity low-energy Ti-ion implantation: microstructure, mechanical and tribological properties // Surface & Coatings Technology. 2019. Vol. 372. P. 1–8.

4. Rambert G., Grandidier J.-C., Aifantis E. C. On the direct interactions between heat transfer, mass transport and chemical processes within gradient elasticity // Eur. J. Mech. A Solids. 2007. Vol. 26. P. 68–87.

5. Букрина Н. В., Князева А. Г., Сергеев В. П. Экспериментальные и численные исследования формирования переходных зон в процессе бомбардировки нитридного покрытия комбинированным потоком ионов // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2009. № 1. С. 83–92.

6. Knyazeva A. G., Kurzina I. A., Bozhko I. A., Sharkeev Yu. P. Mathematical model of intermetallic phases formation inside a nickel surface layer under implantation of aluminum ions // Изв. ВУЗов. Физика. 2006. Т. 49, № 8. Приложение. С. 219–221.

7. Парфенова Е. С., Князева А. Г. Неизотермическая механодиффузионная модель начальной стадии процесса внедрения потока частиц в поверхность мишени // Вычисл. мех. сплош. сред. 2019. Т. 12, № 1. С. 36–47.

8. Парфенова Е. С., Князева А. Г. Влияние параметров химической реакции на взаимодействие тепловых, диффузионных и механических волн в условиях обработки поверхности потоком частиц // Вычисл. мех. сплош. сред. 2021. Т. 14, № 1. С. 77–89.

9. Knyazeva A. G., Parfenova E. S. Nonlinear coupled model of surface treatment by a particle beam taking into account the formation of a new phase // J. of Applied Mechanics and Technical Physics. 2021. Vol. 62, No. 4. P. 633–641.

10. Jou D., Casas-Va'zquez J., Lebon G. Extended Irreversible Thermodynamics, fourth ed. New York, Springer, 2010. – 483 p.

11. Князева А. Г. Вариант описания неравновесной химической кинетики // Химическая физика и мезоскопия. 2021. Т. 23, № 1. С. 5–17.

УДК 621.039.05, 621.039.06, 539.1

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТДЕЛЬНЫХ ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОЭРОЗИОННОГО МПК-РАЗРЯДА В ГАЗАХ

#### В. В. Кузенов, Н. В. Батрак, Н. Г. Копалейшвили

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Одним из перспективных методов термализации кинетической энергии плазменного потока (созданного специальным импульсным плазменным ускорителем эрозионного типа магнитоплазменным компрессором (МПК)) является использование газа, выполняющего функцию деформируемой преграды. В качестве основной конфигурации электродного узла в этом случае выбирается коаксиальная электродная система (рис. 1) с короткой (≤0,5–1 см) длиной канала (МПК-разряд торцевого типа) при диаметрах центрального электрода  $2r_1 =$ = 0,8-1,5 см и наружного электрода  $2r_2 = 3-10$  см. Накопителем энергии являются малоиндуктивные (менее 100 нГн) конденсаторные батареи с емкостью C от 30 до 900 мкФ при запасаемой энергии из диапазона  $W_0 = C U_0^2 / 2 = 0.3 - 500$  кДж. При этом вариации длительности токового импульса разряда могут составлять 5-10 мкс при диапазоне амплитуды тока  $J_m \approx 100-2000$  кА. Выбранная в качестве базовой модельная конфигурация МПК, схема эквивалентной электроразрядной цепи с емкостным накопителем энергии и качественная структура формируемого плазменного образования приведены на рис. 1. Электродный узел МПК торцевого типа представляет собой систему разделенных межэлектродной диэлектрической вставкой (МДВ) коаксиальных электродов. Начало цилиндрической системы координат R0Z расположено в центре центрального электрода, ось 0Z – ось симметрии, ось 0R проходит по плоскости торца электроразрядной системы.

Процессы формирования плазмы МПК-разряда в газе носят в общем случае трехмерный характер, определяемый азимутальными флуктуациями термогазодинамических параметров плазмы и газа, в образующихся УВ-структурах и контактных границах. Эти флуктуации обусловлены как пространственно-временной неоднородностью параметров плазмы на начальной (пробойной) стадии, так и последующим развитием магнитогазодинамических неустойчивостей [1].

Начальная стадия развития разряда – стадия пробоя межэлектродного промежутка с длительностью  $\leq 1$  мкс характеризуется резко выраженной неоднородностью распределения параметров плазмы в межэлектродном зазоре по азимуту. Эта стадия заканчивается формированием узкого (~1 мм) слоя слабо ионизованной парогазовой плазмы, примыкающей к поверхности торца электродной системы и закорачивающей межэлектродный промежуток. Энергия, затрачиваемая на стадии пробоя  $W_{np} \ll W_0$  и начальная стадия разряда, с энергетической точки зрения, не оказывает существенного влияния на дальнейшую плазмодинамику МПК-разряда.

После этого емкостной накопитель начинает разряжаться на межэлектродный промежуток и наступает основная сильноточная стадия разряда. С этого момента времени состав электроразрядной плазмы определяется продуктами эрозии МДВ и электродов ускорителя, образующихся в основном под воздействием на них потоков излучения из плазмы. Ускоренная магнитогазодинамическими силами светоэрозионная плазма тормозится на окружающем газе. В набегающем на газовую преграду радиально-неоднородном плазменном потоке возникает сложное по структуре течение с системой ударно-волновых разрывов и контактных границ (рис. 1). При этом в окружающем плазменную струю невозмущенном газе возникает УВ с характерной конусообразной формой.



Рис. 1. Схема МПК и общая структура плазменного разряда: 1 – УВ в газе; 2 – ударно-сжатый газ; 3 – контактная граница; 4 – область ускоренной плазмы паров МДВ; 5 – область ударно-сжатой плазмы паров МДВ; 6 – плазма паров центрального электрода; 7 – граница области радиационного воздействия; 9 – МДВ; 8, 10 – центральный и наружный электроды; 11 – стенки камеры (или граница расчетной области Г)

Топология токов  $\vec{j}$  и собственного магнитного поля, имеющего в идеальном осесимметричном случае только  $H_{\varphi}$  компоненту, характерна высокой степенью пространственной неоднородности распределения действующих на плазму электромагнитных сил как по величине, так и по направлению (рис. 1). Взаимодействие *r*-й компоненты плотности тока  $j_r c H_{\varphi}$ ответственно за появление осевой составляющей силы  $F_{\Im Mz} \sim j_r H_{\varphi}/c$ , направленной всегда в сторону от поверхности торца МПК-разряда. В силу пространственного ослабления плотности тока  $j_r \sim 1/r$  и магнитного поля  $H_{\varphi} \sim 1/r$ , ускоряющая поток электромагнитная сила  $F_{\Im Mz} \sim 1/r^2$  существенно ослабевает в областях, примыкающих к внешнему электроду системы. Разнонаправленность векторов осевой компоненты плотности тока  $j_z$  в различных областях разряда приводит к возникновению разнонаправленных радиальных компонент действующих пондермоторных сил. В области, примыкающей к центральному электроду,  $F_{\Im Mr}$  направлена к оси системы, а в области наружного электрода, наоборот,  $F_{\Im Mr}$  действует в положительном направлении оси *r*. Отмеченный факт существования пространственной неоднородности  $\vec{j}$ ,  $\vec{H}$  и  $\vec{E} = (E_r, E_z, 0)$  свидетельствует о принципиально двумерном характере плазмодинамики формируемого плазменного образования.

Для МПК-разрядов в газе с  $P_{_{\mathfrak{I}\!J}}(t) = \int_V \vec{j}\vec{E}dV > 10^7$  Вт процесс эрозионного испарения начинается непосредственно по окончанию пробоя. На основной стадии разряда, т. е. выделении энергии силового накопителя, между электродами организуется сильноточный разряд,

причем ток разряда протекает и распределен по плазме продуктов эрозии материалов МДВ и электродов системы. Непрерывное поступление плазмообразующего вещества в зону разряда происходит под действием мощных ( $q_s \leq 10^6 \text{ Br/cm}^2$ ) радиационных потоков из зоны разряда. Эти же радиационные потоки совместно с джоулевой энергией обеспечивают эффективную ионизацию паров. Здесь важно отметить, что светоэрозионному испарению подвергаются все конструктивные элементы электродной системы, т. е. МДВ и электроды. Плазма в МПК-разрядах состоит из ряда областей с различным химическим (элементным) составом. При заметном различии теплофизических и оптических свойств такая неоднородность состава может сильно влиять на параметры разряда, а, следовательно, требует ее учета как при интерпретации экспериментов, так и при построении математических моделей процесса.

Из сказанного следует, что математическая модель МПК-разряда может быть построена на основе 2D (осесимметричной) нестационарной системы уравнений вязкой однотемпературной радиационной плазмодинамики [2–8]. Коэффициенты электронной и ионной теплопроводности  $\lambda_{\Sigma}$  и вязкости  $\mu_{\Sigma}$  в случае замагниченной плазмы могут быть рассчитаны с помощью формул И. И. Брагинского. Расчет, входящих в данную систему уравнений термодинамических  $e(T, \rho)$ ,  $P(T, \rho)$  и оптических  $\chi_i(T, \rho)$  параметров рабочих сред проводился в рамках приближения ЛТР с использованием компьютерной системы ASTEROID, разработанной академиком РАН С.Т. Суржиковым [9], модели Томаса–Ферми с квантовыми и обменными поправками и модели среднего заряда.

Система уравнений, описывающая процессы нагрева и испарения материала поверхности МДВ и электродов разряда под действием падающего и полностью поглощаемого потока теплового излучения с плотностью  $q_z$ , без учета гидродинамических процессов в конденсированной среде, состоит из квазиодномерного уравнения теплопроводности в подвижной (связанной с фронтом волны испарения) системе координат с осью Z, перпендикулярной поверхности, и осью R, параллельной поверхности:

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = a_M \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} + V_0 \frac{\partial T_s}{\partial z}$$

с граничными и начальным условиями:

$$k_{m} \frac{\partial T_{s}}{\partial z}(0, r, t) = q_{z}(0, r, t) - L_{v}\rho(0, r, t)v(0, r, t),$$
  
$$T_{s}(z \to \infty, r, t) = T_{0}, \quad T_{s}(0, r, t = 0) = T_{0},$$

и системы уравнений, определяющих кинетику испарения поверхности конденсированного вещества в рамках модели с кнудсеновским слоем [10]:

$$\frac{T(0, t)}{T_{s}(0, t)} = \left[\sqrt{1 + \pi \left(\frac{(\gamma - 1)m}{(\gamma + 1)2}\right)^{2}} - \sqrt{\pi}\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\frac{m}{2}\right]^{2},$$
  
$$\frac{\rho(0, t)}{\rho_{s}(0, t)} = \sqrt{\frac{T_{s}(0, t)}{T(0, t)}} \left[\left(m^{2} + \frac{1}{2}\right)e^{m^{2}}erfc(m) - \frac{m}{\sqrt{\pi}}\right] + \frac{1}{2}\frac{T_{s}(0, t)}{T(0, t)} \left[1 - \sqrt{\pi}me^{m^{2}}erfc(m)\right],$$
  
$$p_{s}(t) = p_{1}\exp\left[\frac{\Im L_{v}}{RT_{1}}\left(1 - \frac{T_{1}}{T_{s}(0, t)}\right)\right], \quad m = \frac{V(0, t)}{\sqrt{2RT(0, t)}/\Im}, \ \rho(0, r, t)v(0, r, t) = \rho_{m}V_{0},$$

где  $T_s$  – температура конденсированной среды на момент времени,  $a_M$ ,  $k_M$ ,  $\rho_m$  – соответственно коэффициенты температуропроводности, теплопроводности и плотность материала;  $V_0$  – скорость волны испарения;  $p_s$ ,  $\rho_s$  – давление и плотность насыщенного пара конденсированного вещества при температуре поверхности  $T_s$ ; R – универсальная газовая постоянная;  $T_1$  – значение температуры поверхности конденсированной среды, соответствующее давлению насыщенного пара  $p_1$ ;  $L_v$  – скрытая теплота испарения;  $\Im$  – молярная масса пара; T(0, t),  $\rho(0, t)$ , v(0, t) – температура, плотность и скорость плазмы на внешней границе кнудсеновского слоя на момент времени t;  $\gamma$  – показатель адиабаты паров конденсированного вещества.

Условие применения квазиодномерного приближения определяется возможностью пренебрежения членом  $\partial^2 T_s / \partial r^2$  в двумерном уравнении теплопроводности, что обосновано его малостью по отношению к производной по нормальной компоненте, т. е.  $(\partial^2 T_s / \partial r^2) / (\partial^2 T_s / \partial z^2) \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ .

Конкретные расчеты были проведены для МПК в среде аргона и воздуха в диапазоне изменения давления  $p_0 = 10^3 - 10^5$  Па при температуре  $T_0 = 300$  К. Базовые геометрические размеры МПК:  $r_1 = 0,8$  см,  $r_2 = 5$  см,  $r_3 = 6$  см. Отдельные расчеты проведены для МПК-разрядов при вариации  $r_1 = 0,4-1$  см,  $r_2 = 2-5$  см. В качестве материала МДВ выбран фторопласт-4. Электроды выполнены из меди. Величина емкости силового накопителя принимала значения C = 28,6 мкФ (при вариации начального напряжения  $U_0 = 10-200$  кВ,  $W_0 = CU_0^2/2 = 1,43-570$  кДж) и C = 750 мкФ ( $U_0 = 2-20$  кВ,  $W_0 = 1,5-150$  кДж). Величина внешнего активного сопротивления разряда  $R_0 = 10^{-4}$  Ом, а внешняя индуктивность разрядного контура  $L_0 \approx 70$  нГн.

В работе приведена математическая модель МПК-разрядов в газах для широкого диапазона изменения основных параметров и окружающей газовой среды Эта модель основана на нестационарной осесимметричной двумерной системе уравнений вязкой однотемпературной радиационной плазмодинамики. Численное решение разработанной в работе нестационарной двумерной радиационно-газодинамической модели базируется на методе расщепления по физическим процессам и пространственным направлениям. Разработанный вычислительный код использует многоблочную многосеточную технологию расчетов на неортогональных структурированных сетках. На основе выполненных расчетных исследований получены количественные данные о режимах, структурах и плазмодинамике МПК торцевого типа для переходного энергомощностного режима МПК – разряда в газе.

#### Литература

1. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С. Плазмодинамические источники излучения высокой спектральной яркости и генераторы сильных ударных волн // Радиационная плазмодинамика. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 10–156.

2. Клименко Г. К., Кузенов В. В., Ляпин А. А., Рыжков С. В. Расчет, моделирование и проектирование генераторов низкотемпературной плазмы: учеб. М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. – 264 с.

3. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V., Varaksin A. Yu. Numerical modeling of individual plasma dynamic characteristics of a light-erosion MPC discharge in gases // Applied Sciences. 2022. Vol. 12. P. 3610.

4. Olson G. L. Efficient solution of multi-dimensional flux-limited nonequilibrium radiation diffusion coupled to material conduction with second-order time discretization // J. of Comput. Physics. 2007. Vol. 226. P. 1181.

5. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V. Numerical simulation of pulsed jets of a high-current pulsed surface discharge // Computational Thermal Sciences. 2021. Vol. 13. P. 45–56.

6. Четверушкин Б. Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985. – 303 с.

7. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V. Estimation of the neutron generation in the combined magneto-inertial fusion scheme // Physica Scripta. 2021. Vol. 96. P. 125613.

8. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V. The qualitative and quantitative study of radiation sources with a model configuration of the electrode system // Symmetry. 2021. Vol. 13 (6). P. 927.

9. Surzhikov S. T. Computing system for solving radiative gasdynamic problems of entry and re-entry space vehicles // Proceedings of the 1st Intern. Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry. 2003. ESA-533. P. 111–118.

10. Найт Ч. Дж. Теоретическое моделирование быстрого поверхностного испарения при наличии противодавления // РТК. 1979. Т. 17, № 5. С. 81–86.

#### UDC 533.6.011:544.43

# HIGH-TEMPERATURE HEAT AND MASS TRANSFER AROUND REENTRY MODULE IN CASE OF THERMOCHEMICAL NON-EQUILIBRIUM AND WALL CATALYTIC ACTIVITY

#### A. M. Molchanov, D. S. Yanyshev, L. V. Bykov

#### Moscow aviation institute (national research university), Moscow, Russia

**Introduction.** There is no doubt that the problem of accurately determining heat fluxes on the surface of a spaceship is of utter importance in aerospace engineering as it could be crucial for its design. It is a well-known fact that carrying out experiments in this field could be rather expensive, so the volume of experimental data for hypersonic flows is limited, and thus numerical simulation is a very useful tool here.

A lot of numerical simulations hypersonic flow have been performed by different authors since 1960-s. Works by [1, 2] can be highlighted. However, a lot of different questions still arise while trying to accurately calculate heat fluxes and flow properties as well as capture non-equilibrium effects in hypersonic flow during spaceship re-entry. To clarify some of them, we provide a thorough description and analysis of the mathematical model of hypersonic non-equilibrium flow.

The paper is based on the analysis of experimental data obtained during Orbital Reentry Experiment (OREX) and published by Yamamoto [3]. Numerical simulations representing the experimental setup have been already performed by a plenty of authors (see. e.g. [6, 7]). However, the key point of the present work was not only to try numerically simulate the OREX conditions (which has already been done by multiple research teams) but also mainly to investigate the influence of choice of different thermal and chemical physical models on the results.

It is shown that the choice of thermal non-equilibrium model and thermal boundary conditions, as well as catalytic activity of the wall, greatly influence the obtained heat fluxes on the wall surface.

Although many works (like [4–6]) use direct Monte Carlo Method (DSMC), the authors implemented the RANS approach to the problem which proved to be capable to satisfactory simulate the experimental data without numerical difficulties connected with using DSMC.

1. Methodology Hypersonic non-equilibrium flow could be described as a flow of mixture of reacting gases. Therefore, the mathematical model should include the following elements:

1. Set of conservation laws (including conservation of mass, momentum, total energy, mass fractions of chemical components, etc.).

2. Set of boundary conditions.

3. Set of chemical reactions and their rates (these reactions are present in the flow due.

4. Thermal non-equilibrium model.

The main aspects of the said mathematical model were described by the authors in [7]. The equations of the model are solved via method generally described by the authors in [8].

2. Wall catalytic activity. In case of catalytic activity of the wall, the following relation is true:

$$\left(D\frac{\partial C_s}{\partial n}\right)_w = K_w C_{s,w}.$$
(1)

Considered options for boundary conditions at the wall for energy and species transport equations are given in table 1.

Table 1

Equation	Option 1	Option 2		
Energy	Adiabatic wall:	Set wall temperature:		
	$\frac{\partial h}{\partial n} = 0,  \frac{\partial e_{V,m}}{\partial n} = 0,  m = 1, 2,, N_M$	a. Translational-rotational temperature equals to the wall temperature $T_w$ , and zero-flux condition is imposed on vibrational energy b. All temperatures are equal to the wall temperature $T_w$		
Species	Impermeable wall with zero catalytic	Impermeable wall with given catalytic		
	activity	<u>activity</u>		
	$\frac{\partial C_s}{\partial n} = 0,  s = 1, 2, \dots, N_C$	$\left(D\frac{\partial C_s}{\partial n}\right)_w = K_w C_{s,w}, \ \left(\rho D\right)_w = \frac{\mu_w}{Sc}$		

Wall boundary conditions

**3. Results and discussion.** Using the presented mathematical model and the numerical method, the flow near the stagnation point of OREX re-entry module was studied.

The said flight experiment was thoroughly investigated using via numerical methods by Vlasov and Gorshkov [2]. However, in this paper, the influence of mathematical model parameters on the obtained results is of main interest.

OREX re-entry module is shown on Fig. 1. It was launched via Japanese carrier rocket H-II. During re-entry, data concerning aero-thermal properties was collected at altitude from 120 km to 40 km, including blackout period, when surface heating is at its maximum.



Fig. 1. Geometry of OREX re-entry module as per [3]. Dimensions are given in meters

Six different variants of simulation setup were considered. In all cases rotational-translational temperature on the wall was specified. Other simulation conditions are presented in table 2. Beside that, the same series of simulations was performed assuming thermal equilibrium ( $T = T_{V,N2} = T_{V,O2} = T_{V,NO}$ ). Hereafter these simulations are referred to via the number from table 2 with additional letter "e" (i.e. "equilibrium").

Table 2

Setup no.	211	221	212-1000	222-10	222-100	222-1000
Wall boundary condition for vibrational temperature	$\partial T_{V} / \partial n \big _{w} = 0$	$T_{V}\Big _{w} = T_{w}$	$\partial T_{V} / \partial n \big _{w} = 0$	$T_{V}\Big _{w} = T_{w}$	$T_{V}\Big _{w} = T_{w}$	$T_{V}\Big _{w} = T_{w}$
Wall catalytic activity, $K_w$	0	0	1000	10	100	1000

Simulation setup

In figure 2a, heat flux in stagnation point is presented as a function of flight altitude for two different setups: setup No. 211 and no. 221. In the second case, heat flux is a little bit higher than in the first one, but this difference decreases with the increase of altitude. The results are in good agreement with the experimental data by [3]. In figure 2b, the same comparison is presented for the cases no. 212 and no. 222–1000, i.e. for the cases with wall catalytic activity. As one can see, heat flux is higher in case when vibrational temperatures are set equal to  $T_w$ , but this difference decreases with the increase of altitude as well. In figure 2c one can see the influence of catalytic activity on heat flux. The increase of catalytic activity leads to the increase of heat flux. However, at altitude higher than 92.8 km catalytic activity ceases to make any visible effect.





Fig. 2: Stagnation point heat flux: a – influence of boundary conditions for vibrational temperature on the results in case of zero catalytic activity (1 – setup No. 211; 2 – setup No. 221; 3 – experimental data [3]); b – influence of boundary conditions for vibrational temperature on the results in presence of wall catalytic activity (1 – setup No. 212 ( $K_W = 1000$ ); 2 – setup No. 222–1000 ( $K_W = 1000$ ); 3 – experimental data by [3]); c – influence of wall catalytic activity on the results (1 – setup No. 221 (zero catalytic activity); 2 – setup No. 222–10 ( $K_W = 10$ ); 3 – setup No. 222–1000 ( $K_W = 10$ ); 3 – setup No. 222–1000 ( $K_W = 10$ ); 3 – setup No. 222–1000 ( $K_W = 100$ ); 4 – experimental data by [3])

**Conclusions.** In this paper we analyzed the case of OREX reentry module. The calculated heat flux is in good agreement with experimental data. Influence of different factors on the obtained results has been analyzed. The following has been shown:

1. In case when for vibrational temperatures we set boundary conditions of the first kind, heat flux is higher than in case of zero-flux type condition. This is due to the fact that in the second case

vibrational temperatures do not contribute to the heat flux. With the increase of altitude, this difference decreases, which could be explained by the decrease in vibrational temperatures themselves, and thus the decrease in their contribution to the total heat flux.

2. Increase of wall catalytic activity for altitudes lower than 90 km leads to the substantial increase in heat flux. This is due to the fact that catalytic activity intensifies recombination of  $O_2$  and  $N_2$  molecules, which from its side leads to release of energy. However, at high altitudes intensity of chemical reactions gradually become very low, the flow "freezes", and thus the influence of catalytic activity becomes negligible.

## Notations

D – diffusion coefficient, m<sup>2</sup>/s;  $C_s$  – mass fraction of s -th species;  $K_w$  – wall catalytic activity; h – enthalpy, J/m<sup>3</sup>;  $e_{V,m}$  – vibrational energy of mode m, J/m<sup>3</sup>.

#### References

1. Candler Graham V., and Robert W. MacCormack. Computation of weakly ionized hypersonic flows in thermochemical nonequilibrium // J. of Thermophysics and Heat Transfer. 1991. Vol. 5, No. 3. P. 266–273.

2. Vlasov V. I., and Gorshkov A. B. Comparison of the calculated results for hypersonic flow past blunt bodies with the OREX flight test data // Fluid Dynamics. 2001. Vol. 36, No. 5. P. 812–819.

3. Yamamoto Y. Tabulated values for temperature and heat transfer distributions. Aerodynamics Div., National Aerospace Lab., Tokyo, Japan, 1995.

4. Kusov A. L. Comparison of the calculation heat flux with OREX flight data // Fiz.-Khim. Kinet. Gaz. Din. 2016. Vol. 17, No. 1.

5. Moss James N., Roop N. Gupta, and Joseph M. Price. DSMC Simulations of OREX entry conditions. 1996.

6. Gupta Roop, James Moss, and Joseph Price. Assessment of thermochemical nonequilibrium and slip effects for orbital reentry experiment (OREX) // In 31st Thermophysics Conf. 1996. P. 1859.

7. Molchanov A. M., Bykov L. V., and Yanyshev D. S. Calculating thermal radiation of a vibrational nonequilibrium gas flow using the method of k-distribution // Thermophysics and Aeromechanics. 2017. Vol. 24, No. 3. P. 399–419.

8. Molchanov A. M. and Bykov L.V., Three-equation k- $\epsilon$ -V n turbulence model for high-speed flows // 43rd Fluid Dynamics Conf. Fluid Dynamics and Co-Located Conf., San Diego, CA, June 24–27, 2013.

УДК 666.03:621.793.79

# ТЕПЛОВЫЕ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ НАПЫЛЕНИЯ КАЛЬЦИЙ-ФОСФАТНЫХ БИОПОКРЫТИЙ НА ИМПЛАНТЫ ДЕТОНАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

#### А. С. Скрябин, В. Р. Веснин, Р. И. Челмодеев, Е. Ю. Локтионов

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

В настоящее время на рынке представлены медицинские импланты, изготовленные из металлов (титан и его сплавы), полимеров [1], углеродных композитов [2]. Современные тенденции связаны с разработкой и исследованием свойств новых биокерамических покрытий. Как правило, рассматриваются различные керамики, такие как гидроксиапатит  $Ca_{10}(PO_4)_6(OH)_2$  (ГАп),  $\alpha$ - и  $\beta$ -трикальций фосфаты  $Ca_3(PO_4)_2$  (ТКФ) и их сочетания [3, 4]. Такие покрытия стимулируют специфический ответ организма, способствующий увеличению остеокондукции и остеоинтеграции имплантов [5].

Для нанесения фосфатов на различные подложки широко используются технологии газотермического напыления порошков [6]. В данной работе рассматриваются некоторые особенности формирования высокоадгезионных кальций-фосфатных покрытий на титановых и углерод-углеродных медицинских композитах методом детонационного напыления. Такая технология демонстрирует ряд преимуществ, заключающихся в достаточно сложной и нестационарной пространственно-временной динамике давления (наличие химического пика, отраженных ударных волн и волны разряжения) на подложке и в минимальных нежелательных термических эффектах, в отличие от плазменного (plasma spraying) [7] и холодного газодинамическое (cold spraying) [8] напыления. Поэтому в данной работе рассматриваются влияния тепловых и газодинамических процессов на характеристики покрытия.

Теплофизические особенности процесса детонационного напыления могут рассматриваться в двух областях: в газовом потоке и на подложке с растущим покрытием. Важным условием [9] успешного формирования плотноупакованного высокоадгезионного покрытия является поступление ускоренных детонационной волной и предварительно подогретых частиц к подложке. Количественным критерием этого является превышение времени  $t_p$  пребывания частиц в детонационном течении (со средней вязкостью  $\mu_g$  и теплопроводностью  $\lambda_g$ ) над характерными временами гидродинамической  $\tau_D$  и тепловой  $\tau_T$  релаксаций частиц:

$$\frac{\tau_D}{t_p} < 1 \quad \text{M} \quad \frac{\tau_T}{t_p} < 1. \tag{1}$$

Время  $t_p$  определяется средней скоростью частиц в потоке  $V_p$  и пролетным расстоянием до подложки l как  $t_p = l/V_p$ .

Характерные времена релаксаций  $\tau_{\rm D}$  и  $\tau_{\rm T}$  определяются как [10]

$$\tau_D = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_p C_1},\tag{2}$$

$$\tau_T = \frac{C_p \rho_p d_p^2}{12\lambda_o C_2},\tag{3}$$

где  $d_p$ ,  $\rho_p$  – диаметр и плотность частиц,  $C_p$  – теплоемкость ГАп. Коэффициенты  $C_1$  и  $C_2$  отражают влияние нестоксовского характера обтекания частиц в потоке на процессы релаксации.

В результате оценки параметров по (2) и (3) времена гидродинамической и тепловой релаксаций соответственно равны  $\tau_D = 2,2 \cdot 10^{-2} - 0,22$  мс и  $\tau_T = 2,9 \cdot 10^{-2} - 0,29$  мс. Таким образом, для рассмотренной дисперсности выполняется условие (1), что гарантирует формирование ускоренного и разогретого гетерофазного детонационного течения.

Разница в свойствах покрытий может быть вызвана отличием в значениях температуры поверхности  $T_s$  и операционном (осреднённом за время напыления) давлении на ней  $p_s$  на разных режимах. Это может происходить из-за перегрева покрытий вследствие роста их термического сопротивления  $R_c$  при напылении достаточно толстых слоёв (с толщиной  $\delta_c \approx 100$  мкм), а также из-за нестационарности теплоотвода и механического воздействия.

Корректные оценки теплофизических свойств подложки и растущего покрытия в сочетании с учетом тепловых и газодинамических процессов позволяют реализовать режимы детонационного напыления, оптимальные для получения заданной кристалличности и размеров зерна в покрытии. Детонационный метод напыления позволяет изменять в широких пределах подвод энергии и импульса к обрабатываемой поверхности.

В качестве исходного порошка использовался нестехиометрический гидроксиапатит (производства ООО «Битека», г. Одинцово) со стехиометрическим соотношением Ca/P  $\approx$  1,45–1,50 и с размером частиц более 50 мкм. Создание кальций фосфатного покрытия производилось детонационным методом на установке CCDS2000 (ИГиЛ РАН, г. Новосибирск). Доля заполнения ствола ацетилен-кислородной смесью составила  $\eta \approx 0,41-0,82$  при стехиометрическом соотношении ацетилен/кислород ~2,075. Образец закреплялся на расстоянии l = 0,18 м от среза ствола установки в трёхкулачковом патроне.

В экспериментах изучались два режима нанесения. В обоих случаях темп стрельбы составлял ~4 выстрела в секунду. В режиме 1 покрытие наносилось практически непрерывно с (тремя короткими технологическими перерывами ~15–20 с) за серию из 500 выстрелов. На режиме 2 после серии из 50 выстрелов делалась пауза ~120 с и серия повторялась. Общее количество выстрелов для режима 2 также составляло 500. Режим 1 характеризуется относительно большими суммарными тепловыми и механическими нагрузками, а режим 2 рассматривается как щадящий.

Температура подложек контролировалась двумя термопарами К-типа. Одна была впрессована на расстоянии  $\delta_t = 3$  мм от поверхности, на которую проводилось напыление. Вторая была установлена на противоположном торце (температура  $T_0$ ). Погрешность измерения температуры ~2%.

Тепловой поток  $q_s$  и температура  $T_{op}$  могут рассматриваться как граничные условия для одномерного нестационарного уравнения теплопроводности [11].

При известных температурах T можно оценить температуру на обрабатываемой поверхности  $T_s$  для двух исследованных режимах. Значения температуры противоположного торца составляли  $T_o = 350-400$  К. Тогда в соответствии с [11] температура обрабатываемого торца определяется как

$$T_p = q_s \sqrt{\frac{\pi\tau}{\lambda_{eff} \rho_s C_s}}, \qquad (4)$$

где  $\tau$  – время нарастания температуры,  $\lambda_{\rm eff}$  – эффективный коэффициент теплопроводности,  $C_{\rm s}$ ,  $\rho_{\rm s}$  – теплоемкость и плотность подложки.

Фиксация динамики давления p(t) проводилось с помощью пьезометрического датчика давления (погрешность ~8,7%). Значения  $p_s(t)$  определялись как

1

$$p_{s} = t_{s}^{-1} \int_{0}^{t_{s}} p(t) dt + p_{a} , \qquad (5)$$

где  $t_s$  – время пыления и  $p_a = 1$  бар – атмосферное давление.

Для исследованных режимов средние величины теплового потока составили  $q_s \approx 2.6 \cdot 10^2 - 3.2 \cdot 10^2$  кВт·м<sup>-2</sup>. Значения температуры  $T_s$ , оцененные по приведенной выше методике (4), для режима обработки 1 составляют  $T_s \approx 960$  К, а для режима обработки 2 –  $T_s \approx 780$  К. На стадии напыления характерное значение давления по (5) составляло  $p_s \approx 1,85 - 2,16$  бар.

Исследование морфологии покрытия производилось с помощью оптического микроскопа Carl Zeiss AxioImager Z2m и электронного микроскопа Thermo Fisher Scientific Quattro. Данные энергодисперсионного анализа получены на EDAX Octane Elect plus.

Рентгеновские спектры получены на дифрактометре Дрон–3M с излучением CuK $\alpha$  с длиной волны  $\lambda = 1,54247$  Å при V = 40 кэВ и I = 15 мА в интервале углов 20–60° с шириной шага 0,02°. По данным спектрам средний размер кристаллитов оценивался по формуле Шеррера, а кристалличность CI – по методу [12]. Рамановская спектроскопия проводилась на зондовой нанолаборатории Ntegra Spectra с твердотельным лазерным источником LM473 с длиной волны 473 нм и пятном фокусировки 300 нм.

Нагрев и детонационное осаждение частиц влияют на физико-химические процессы, смещающее стехиометрическое соотношения исходных частиц с Ca/P  $\approx$  1.45–1.5 в сторону значений Ca/P  $\approx$  1,64–1,66, типичных для апатитов.

На основании комплексного изучения покрытий сделаны выводы о фазовом составе и о некоторых количественных характеристиках исходного порошка ГАп и покрытий. В исходном порошке ГАп зарегистрированы фазы кристаллического ГАп и аморфного фосфата кальция. Кристалличность порошка составила  $CI \approx 25\%$ , средний размер кристаллитов  $z \approx 16,5$  нм. Напыленные покрытия характеризовались наличием биосовместимых фаз фосфатов: ГАп, трикальций фосфатов  $\alpha$ -ТКФ и  $\beta$ -ТКФ и аморфного фосфата (АКФ). Образование значительного количества СаО, типичного для фосфатных биокерамик, полученных с помощью плазменного напыления [13], не обнаружено. Для кальций-фосфатного покрытия степень кристалличности составила  $CI \approx 24\%$ , а размер кристаллитов  $z \approx 26,6$  нм.

На основе приведенного анализа отметим, что детонационное напыление по сравнению с другими термическими видами напыления обладает большими возможностями с точки зрения нанесения фосфатных биокерамик. Оценки позволили установить, что для всех режимов температура торца, на которую наносилось покрытие, была меньше температуры плавления ГАп  $T_m \approx 2023$  К [14]. Таким образом, единственной причиной, влияющей на различия в свойствах покрытия, является различие в операционном давлении внешней среды при торможении частиц ГАп и формировании покрытия.

Выявленные аспекты тепловых и газодинамических процессов, происходящих при детонационном напылении, а также экспериментальные результаты характеристик полученных покрытий показывают явные преимущества данной технологии при нанесении биокерамических покрытий на основе фосфата кальция.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда (грант 20-79-10190).

# Литература

1. Bhaduri S. B., Bhaduri S. Biomaterials for dental applications / Ed. R. Narayan. Biomedical Materials, Springer, New York, 2009. P. 295–326.

2. Gordeev S. K. Nanoporous and nanofragmental carbon composite materials // Nanostructured Carbon for Advanced Applications. Springer, Dordrecht, 2001. P. 71–88. 3. Arcos D., Vallet-Regí M. Substituted hydroxyapatite coatings of bone implants //J. of Materials Chemistry B. 2020. Vol. 8, No. 9. P. 1781–1800.

4. Dorozhkin S. V. Functionalized Calcium Orthophosphates (CaPO<sub>4</sub>) and Their Biomedical Applications // J. Mater. Chem. B. 2019. Vol. 7, No. 47. P. 7471–7489.

5. Jimbo R. et al. Histological and three-dimensional evaluation of osseointegration to nanostructured calcium phosphate-coated implants //Acta biomaterialia. 2011. Vol. 7, No. 12. P. 4229– 4234.

6. Kaur S., Bala N., Khosla Ch. Characterization of Thermal-Sprayed HAP and HAP/TiO<sub>2</sub> Coatings for Biomedical Applications // J. Therm. Spray Tech. 2018. Vol. 27, No. 5. P. 1356–1370.

7. Cao N. et al. An experimental bone defect healing with hydroxyapatite coating plasma sprayed on carbon/carbon composite implants //Surface and Coatings Technology. 2010. Vol. 205, No. 4. P. 1150–1156.

8. Vilardell A. M. et al. Functionalized coatings by cold spray: an in vitro study of microand nanocrystalline hydroxyapatite compared to porous titanium // Materials Science and Engineering: C. 2018. Vol. 87. P. 41–49.

9. Ulianitsky V. et al. Computer-controlled detonation spraying: from process fundamentals toward advanced applications // J. of Thermal Spray Technology. 2011. Vol. 20, No. 4. P. 791–801.

10. Varaksin A. Y. Fluid dynamics and thermal physics of two-phase flows: problems and achievements // High Temperature. 2013. Vol. 51, No. 3. P. 377–407.

11. Carslaw H. S., Jaeger J. C. Conduction of heat in solids. Clarendon Press, 1959. No. 536.23.

12. Khor K. A., Cheang P. Characterization of thermal sprayed hydroxyapatite powders and coatings // J. of Thermal Spray Technology. 1994. Vol. 3. P. 45–50.

13. Roy M., Bandyopadhyay A., Bose S. Induction plasma sprayed nano hydroxyapatite coatings on titanium for orthopaedic and dental implants // Surface and Coatings Technology. 2011. Vol. 205, No. 8-9. P. 2785–2792.

14. Demnati I. et al. Plasma-sprayed apatite coatings: review of physical-chemical characteristics and their biological consequences // J. of Medical and Biological Engineering. 2014. Vol. 34, No. 1. P. 1-7.

УДК 533.951

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ, ЧАСТИЦ И ВВОДА ТОКА В ТОКАМАКЕ ИТЭР

# Р. А. Ханаева<sup>1</sup>, Р. Р. Хайрутдинов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Россия <sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия

При старте разряда в токамаке происходит несколько важнейших явлений в развитии сценария разряда: превращение пучка электронов на лавинной стадии разряда в ионизованный газ хаотически движущихся частиц на кулоновской стадии; фазовый переход газ– плазма; превращение разомкнутых магнитных поверхностей в замкнутые внутри плазменной области начиная с некоторого тока плазмы. Это выделяет начальную стадию разряда в отдельную задачу [1]. Из-за инженерных ограничений для токамака ИТЭР требования к параметрам начальной стадии разряда особенно жёсткие, а некоторые параметры задачи не являются вполне определёными. Моделирование транспортных процессов на начальной стадии разряда позволяет определить условия образования плазмы в токамаке ИТЭР. Также значительный интерес вызывает возможность управления физическими процессами в плазме токамака при помощи обратных связей [2].

В данной работе проведено моделирование эволюции концентрации, температуры и тока на основе системы нульмерных уравнений (с включением 2D-эффектов) с использованием обратных связей. Для моделирования начальной стадии используется нульмерный код SCENPLINT, включающий в себя уравнения баланса энергии и частиц, уравнения для эволюции тока плазмы и тока убегающих электронов как для чисто омического старта разряда, так и для разрядов с ЭЦР подогревом плазмы.

#### Литература

1. Belyakov V. A., Lobanov K. M., Makarova L. P., Mineev A. B., Vasiliev V. V. Plasma initiation stage analysis with TRANSMAK code // Plasma Devices and Operations. 2003. Vol. 11, No. 3. P. 193.

2. Лукаш В. Э., Докука В. Н., Хайрутдинов Р. Р. Программновычислительный комплекс ДИНА в системе MATLAB для решения задач управления плазмой токамака // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2004. Вып. 1. С. 40–49.

УДК 539.21

#### ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ МАССО- И ТЕПЛОПЕРЕНОСА НА СТРУКТУРНО-ФАЗОВОЕ СОСТОЯНИЕ СИЛУМИНА, ЛЕГИРОВАННОГО АТОМАМИ Zr ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ КОМПРЕССИОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

# Н. Н. Черенда<sup>1</sup>, Н. В. Бибик<sup>1</sup>, В. М. Асташинский<sup>2</sup>, А. М. Кузьмицкий<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет, г. Минск <sup>2</sup>Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Эвтектические силумины благодаря ряду свойств, таких как высокая теплопроводность, корозийная стойкость, высокие литейный свойства и пр. являются широкоиспользуемыми сплавами в автомобиле и авиастроении. Однако из-за низких прочностных характеристик большинство используемых в промышленности силуминов являются сложнолегированными, что увеличивает стоимость производства изделий. Одним из современных направлений в материаловедении является создание поверхностных композитных слоев в силумине под воздействием высокоэнергететических потоков энергии, таких как электронные, лазерные, ионные и плазменные пучки. Широкие перспективы открывает использование компрессионных плазменных потоков (КПП), позволяющих легировать материалы с преварительно нанесеным покрытием в условиях сверхбыстрой кристаллизации и создавать композитные поверхностные слои с метастабильными фазами, исследование которых вызывает научный интерес ввиду малой их изучености [1–3].

Объектом данного исследования служили образцы эвтектического силумина следующего состава: 87,37 Al, 12,55 Si, 0,08Fe (ат.%). На образцы силумина методом вакуумно-
дугового осаждения наносилось циркониевое покрытие толщиной ~2 мкм. Образцы подвергались воздействию компрессионных плазменных потоков, формируемых магнитоплазменным компрессором в режиме «остаточного газа», при котором предварительно откаченную камеру заполняли рабочим газом азотом до заданного давления в 400 Па. Образцы обрабатывались тремя импульсами длительностью 100 мкс каждый. Плотность поглощенной энергии (Q) за один импульс составляла 35 Дж/см<sup>2</sup>. Обработанные КПП образцы подвергали изохорному отжигу на воздухе в течение 30 мин при температуре 450, 500 и 550 °С. Исследования структурно-фазового состояния осуществлялась с помощью рентгеноструктурного анализа (PCA) в СиК<sub>а</sub> излучении. Исследование морфологии и элементного состава поверхности и поперечного сечения образцов проводилось с помощью растровой электронной микроскопии (PЭМ) на микроскопе LEO1455VP с энергодисперсионным микроанализатором Röntec.

Основными фазами исследуемого силумина до нанесения покрытия являются Al и Si (рис. 1, *a*). Воздействие КПП на образцы с покрытием приводит к плавлению поверхностного слоя, жидкофазному перемешиванию элементов системы «покрытие–подложка» и дальнейшей кристаллизации в условиях сверхбыстрого охлаждения [2], в результате которого происходит изменение структурного состояния поверхностного слоя (рис. 1,  $\delta$ ). Согласно данным PCA под воздействием плазмы в исследуемых образцах синтезируется соединение  $\tau_1$ , имеющее тетрагональную структуру D0<sub>22</sub>. Данная метастабильная фаза, которая может быть в различных литературных источниках обозначена как (Al,Si)Zr, (Al<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>)<sub>3</sub>Zr либо (Al,Si,Zr) [4–7], формируется в условиях быстрого охлаждения и отличается от равновесной Al<sub>3</sub>Zr-D0<sub>23</sub> фазы уменьшенным параметром кристалической решетки *c*. Параметры решетки  $\tau_1$  в исследуемых образцах: *a* = 0,3873 нм и *c* = 0,8791 нм.



Рис. 1. Фазовый состав образцов исходного состава (а), и образцов после воздейстивия КПП с нанесенным Zr-покрытием (б) и после отжига течение 30 мин при различной температуре: 450 °C (в), 500 °C (г) и 550 °C (д)

В некоторых литературных источниках сообщается о стабильности  $\tau_1$  вплоть до 500 °C [6, 7], однако проведенных экспериментальных исследований до сих пор мало. С целью исследования термостабильности синтезируемой под воздействием плазмы фазы  $\tau_1$  исследуемые образцы силумина были подвергнуты изохорному отжигу в температурном диапазо-

не 450–550 °C в течение 30 мин. Отжиг при температуре 450 °C приводит к увеличению параметров решетки  $\tau_1$  до значений a = 0,3873 нм и c = 0,8943 нм. При дальнейшем возрастании температуры наблюдается монотонное увеличение параметров решетки  $\tau_1$  вплоть до a = 0,3885 нм и c = 0,8983 нм при температуре отжига в 550 °C. Следует отметить уменьшение интенсивности линий  $\tau_1$  при увеличении температуры отжига от 450 до 550 °C. Увеличение температуры отжига от 450 до 550 °C. Увеличение температуры отжига от 450 до 500 °C приводит к появлению «плеча» у дифракционного пика Al(100), которое может быть отнесено к ZrSi<sub>2</sub>(131). При увеличении температуры до 550 °C наблюдается частичный распад  $\tau_1$  и появление дифракционных пиков, относящихся к ZrSi<sub>2</sub>. Согласно полученным PCA данным при отжиге образцов силумина во всем выбранном интервале температур наблюдается появление новых пиков небольшой интенсивности, которые могут быть отнесены к Al<sub>8</sub>Fe<sub>2</sub>Si.

На изображении, полученном с помощью РЭМ, на поверхности образца после обработки воздействия плазмой наблюдается формирование мелкодисперсных включений  $\tau_1$  размером 200–300нм (рис. 2, *a*). При изотермическом отжиге в течение 30 мин при температуре 450–500 °C наблюдается коагуляция данной фазы. Увеличение температуры отжига до 550 °C приводит к существенным изменениям морфологии преципитатов (рис. 2, *г*), которые приобретают форму пластин. Образующиеся в процессе отжига пластины согласно энергодисперсионному анализу содержат Zr и Si, при этом концентрация кремния в 2 раза больше концентрации циркония, что позволяет предположить, что они относятся к ZrSi<sub>2</sub>, что согласуется с ранее полученными результатами PCA.



Рис. 2. Морфология поверхности образцов Zr-силумин, обработанных КПП при Q = 35Дж/см<sup>2</sup>, до (*a*) и после изохорного отжига при 450 °C (*b*), 500 °C (*b*) и 550 °C (*c*)

Исследование микроструктуры поперечных слоев с помощью РЭМ исследуемых образцов позволило выявить, что глубина модифицированного слоя, формирующегося при воздействии компрессионных плазменных потоков на систему «Zr-силумин», составляет 35– 60 мкм (рис. 3, *a*). Микроструктура исходного образца состоит из участков грубой эвтектики, а также отдельных первичных включений кремния и зерен алюминия. Размер включений кремния составляет до 10 мкм. Анализ распределения интенсивности характеристического рентгеновского излучения Zr и Si показал равномерное распределение данных элементов по всей глубине модифицированного слоя (рис. 3,  $\delta$ ). В образцах, подвергнутых отжигу, сохраняется равномерное распределение циркония по глубине модифицированного слоя, однако наблюдается коагуляция кремния (рис. 3,  $\epsilon$ ).



Рис. З Морфология поперечного сечения «Zr-силумин» после воздействия КПП до отжига (a) и после отжига при 550 °C (e), а также распределение характеристического излучения Al, Zr и Si ( $\delta$ , c) вдоль обозначенной линии на a и e

Структурно-фазовые превращения в модифицированном слое обуславливают изменения микротвердости исследуемых образцов. Микротвердость исходного образца (Hv<sub>0</sub>) силумина составляет 0,55 ГПа, что соответствует табличному значению микротвердости сплава AK12. Микротвердость модифицированного слоя (Hv) после воздействия импульсами КПП на силумин с циркониевым покрытием составляет 1,35 ГПа. Упрочнение сплава объясняется действием одновременно нескольких факторов: формированием включений  $\tau_1$ , образованием твердого раствора на основе алюминия, а также диспергированием структуры. Последующий отжиг при 450 °C приводит к уменьшению микротвердости до 1,01 ГПа, вместе с тем уменьшается и микротвердость исходного образца без покрытия, подвергнутого отжигу при такой же температуре (Hv<sub>0</sub>) вследствие происходящих процессов возврата и роста зерен до 0,52 ГПа (рис. 4). С увеличением температуры отжига микротвердость модифицированного слоя уменьшается и при 550 °C составляет 0,72 ГПа, в то время как микротвердость исходного го образца, подвергнутого отжигу при данной температуре, составляет 0,50 ГПа.



Рис. 4. Зависимость относительной микротвердости от температуры отжига

#### Литература

1. Astashynski V. M., Gimro I. G., Kuzmitski A. M. Modification of coating-substrate systems under the action of compression plasma flow // Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Plasma Physics. 2005. № 2. P. 217–219.

2. Ласковнев А. П., Иванов Ю. Ф., Петрикова Е. А и др. Модификация структуры и свойств эвтектического силумина электронно-ионно-плазменной обработкой. Минск: Беларус. навука, 2013. – 287 с.

3. Углов В. В., Черенда Н. Н., Анищик В. М. и др. Модификация материалов компрессионными плазменными потоками. Минск: БГУ, 2013. – 248 с.

4. Gao T., Li D., Wei Z et al. Evolution, microhardness of ZrAlSi intermetallic and its impact on the elevated-temperature properties in Al–Si alloys // Materials Science and Engineering A. 2012. Vol. 552. P. 523–529.

5. Gao T., Cui X., Li X. et al. Morphological evolutions and growth patterns of Zr-containing phases in aluminum alloys // Cryst. Eng. Comm. 2014. Vol. 16. P. 3548–3557.

6. Hirano T., Ohtani H., Hasebe M. Thermodynamic analysis of the Al-Si-Zr ternary system // High Temperature Materials and Processes. 2010. P. 347–371.

7. Guo J. Q., Ohtera K. An intermediate phase appearing in  $Ll_2$ -Al<sub>3</sub>Zr to D023-Al<sub>3</sub>Zr phase transformation of rapidly solidified Al-Zr alloys // Materials Letters. 1996. Vol. 27. P. 343–347.

# ТЕРМОРЕГУЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ

УДК 536.24

# ДВУХФАЗНЫЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ ТЕПЛОНАГРУЖЕННЫХ КОМПОНЕНТОВ ЭЛЕКТРОНИКИ

# Л. Л. Васильев, А. С. Журавлёв, М. А. Кузьмич, В. К. Куликовский, В. А. Олехнович

#### Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

В системах терморегулирования широко используются двухфазные проводники тепла, передающие тепло практически без потерь и затрат механической энергии [1–3]. Обычные термосифоны надежно работают в положениях, близких к вертикальному. Для иных случаев разработан кольцевой термосифон с пористым покрытием испарителя (КТПИ).

Конструкция КТПИ включает горизонтальные испаритель и конденсатор, компенсационную камеру и каналы для пара и жидкости (рис. 1). В испарителе имеется пористый кольцевой фитиль толщиной 1 мм из спеченного медного порошка. Он служит для распределения жидкости по поверхности теплообмена и интенсификации процесса. Между жидкостной трубкой и пористым фитилем образован узкий коаксиальный канал. Компенсационная камера обеспечивает успешный запуск КТПИ, снабжает концевую часть фитиля рабочей жидкостью и аккумулирует неконденсирующиеся газы при их наличии. При нагреве испарителя в нем образуется пар, который по паропроводу переносит поглощенное тепло в конденсатор, затем оно отводится с помощью жидкостного теплообменника или воздушного радиатора. Под действием гравитации конденсат стекает в испаритель по жидкостной трубке. Для систем охлаждения элементов электроники и телекоммуникаций создан образец № 1 КТПИ, более мощным является образец № 2. Схемы и принцип действия устройств аналогичны, отличаются габариты и теплопередающая способность. Геометрические характеристики образцов КТПИ № 1 и № 2 представлены в таблице.

Падение давления при циркуляции рабочей жидкости внутри КТПИ находится из баланса давлений:

$$\Delta P_{\Gamma} + \Delta P_{\Gamma,\Pi} \ge \Delta P_{\mathfrak{m}} + \Delta P_{\Pi} + \Delta P_{\mathfrak{m}} + \Delta P_{\kappa}, \tag{1}$$

где  $\Delta P_{\Gamma}$  – гравитационный напор;  $\Delta P_{\Gamma,\Pi}$  – перепад давления вследствие генерации пузырей в испарителе;  $\Delta P_{\kappa}$ ,  $\Delta P_{\Pi}$  – потери давления в потоках жидкости и пара;  $\Delta P_{\mu}$ ,  $\Delta P_{\kappa}$  – падение давления из-за испарения и конденсации.

Перепад давления  $\Delta P_{\text{кап}}$  по кольцевому периметру пористого покрытия обеспечивает смачивание пористого покрытия жидкостью из ручья в донной части кольцевого канала:

$$\Delta P_{\rm cap} = \frac{\mu_1 H}{K} \frac{dH}{d\tau} + \rho_{\rm *} gH, \qquad (2)$$

где μ<sub>ж</sub> – динамическая вязкость рабочей жидкости, *H* – высота капиллярного подъема, ρ<sub>ж</sub> – плотность рабочей жидкости; *K* – проницаемость пористого фитиля; τ – время.



Рис. 1. Кольцевой термосифон. Образцы № 1 (слева) и № 2 (справа): 1–8 – места крепления термопар

Элемент	Длина, мм		Диаметр/толщина стенки, мм	
	Nº 1	Nº 2	Nº 1	<u>№</u> 2
Испаритель	130	200	12/1,0	18/1,0
Конденсатор	105	850	4/0,5	15/1,0
Паровой канал	90	350	4/0,5	10/1,0
Жидкостный канал	350	400	4/0,5	6/1,0

#### Размеры элементов КТПИ

Вдоль испарителя имеются четыре зоны теплообмена (рис. 2): 1) подогрев конденсата, 2) переходной режим кипения, 3) развитое кипение, 4) испарение внутри пористого фитиля.



Рис. 2. Продольный разрез испарителя КТПИ и зоны гидродинамики и теплообмена вдоль испарителя

Образец № 3 КТПИ с плоским горизонтальным испарителем и вертикальным многотрубным ребристым конденсатором (рис. 3) предназначен для воздушного охлаждения. Компоненты выполнены из меди, рабочая жидкость – вода. В отличие от образцов № 1 и № 2 пар конденсируется внутри вертикальных трубок, а выделяющееся тепло отводится обдувающим их воздушным потоком. Трубки конденсатора объединены верхним и нижним коллекторами. Поток пара поступает в верхний коллектор, конденсат скапливается в нижнем и стекает из



Рис. 3. Кольцевой термосифон КТПИ с плоским испарителем (образец № 3)

него по жидкостной трубке к испарителю. Напор, движущий рабочую жидкость через контур термосифона, обусловлен разностью плотностей жидкости и пара. Плоское дно испарителя покрыто капиллярным слоем толщиной 1 мм из спеченных дендритных частиц меди фракции 63–100 мкм. У данной модели КТПИ высокая эффективность оребрения и отсутствует контактное термическое сопротивление между конденсатором и оребрением. Экспериментально определены термические сопротивления термосифонов, температурные поля вдоль испарителя и конденсатора при различных тепловых нагрузках. Показания термопар регистрировались системой сбора данных Agilent 3497. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 4.



Рис. 4. Схема экспериментальной установки: 1 – теплообменник, 2 – исследуемый термосифон, 3 – электронагреватель, 4 – амперметр, 5 – ваттметр, 6 – компьютер, 7 – термостат, 8 – коммутационноизмерительный прибор Agilent 34980A, 9 – соединительный кабель, 10 – регулируемый блок питания

Источниками тепла служили электрические нагреватели, стоком у образцов № 1 и № 2 жидкостный теплообменник, у образца № 3 – поток воздуха. Температура циркулирующей охлаждающей жидкости регулировалась с помощью термостата Julabo FP-89. Объемный расход жидкости составлял 10 л/мин. Рабочее давление пара внутри КТПИ измерялось датчиками давления PSA-C01 и NI-9203.

Образцы КТПИ № 1 и № 2 испытаны с рабочими жидкостями R245fa и R600. Тепловую нагрузку увеличивали с 10 до с 100 Вт с шагом 10 Вт, затем уменьшали с тем же шагом. Значения температур вдоль корпуса КТПИ измерялись оборудованием с разрешением 0,02 °C. Точность системы находится в пределах 0,2 °C.

Графики температуры КТПИ № 1 при различных тепловых нагрузках Q (рис. 5) свидетельствуют, что КТПИ с жидкостью R245fa обладает хорошей динамикой запуска, включение в работу начинается при тепловых нагрузках менее 10 Вт. КТПИ № 1 стабилен в работе в диапазоне тепловых потоков (10–100 Вт).



Рис. 5. Запуск КТПИ, образец № 1. *Т*<sub>и</sub>, *T*<sub>п</sub>, *T*<sub>к</sub> и *T*<sub>ж</sub> – температуры испарителя, пара, конденсатора и жидкости соответственно. Рабочая жидкость R245fa

Термические сопротивления испарителя  $R_{\mu} = (T_{\mu} - T_{\pi})/Q$ , конденсатора  $R_{\kappa} = (T_{\pi} - T_{\kappa})/Q$ , и полное  $R_t = (T_{\mu} - T_{\kappa})/Q$  в зависимости от тепловой нагрузки и температуры охлаждающей ванны, рассчитанные по уравнениям (4), представлены на рис. 6 ( $T_{\mu}$ ,  $T_{\pi}$ ,  $T_{\kappa}$  – температуры испарителя, пара и конденсатора соответственно; Q – тепловая нагрузка).



Рис. 6. Термические сопротивления испарителя  $R_{\mu}$ , конденсатора  $R_{\kappa}$  и общее тепловое сопротивление  $R_t$  КТПИ № 1 в зависимости от тепловой нагрузки КТПИ (*a*) и от температуры охлаждающей воды, Q = 40 Вт ( $\delta$ ). Рабочая жидкость R245fa

Термическое сопротивление конденсатора  $R_{\kappa}$  и общее термическое сопротивление КТПИ  $R_t$  растут с увеличением тепловой нагрузки, с повышением температуры охлаждающей жидкости  $R_t$  снижается. Это важно, так как при терморегулировании аппаратуры в плотно заполненном герметичном объеме невозможно обеспечить приток холодного воздуха или жидкости.

Испытания КТПИ № 2 показали, что термосифон, заправленный водой, способен пропускать тепловые потоки до 1700 Вт, при этом термическое сопротивление испарителя монотонно снижается до 0,07 °C/Вт, при 1600–1650 Вт, затем начинается его рост с увеличением тепловой нагрузки (рис. 7).



Рис. 7. Термическое сопротивление испарителя КТПИ № 3. Рабочая жидкость – вода.

Методика исследования характеристик КТПИ № 3 аналогична методике испытаний образцов № 2 и № 3, однако отвод тепла от конденсатора осуществлялся не с помощью жидкостного теплообменника, а принудительной конвекцией воздушным потоком, создаваемым вентиляторами. Основные результаты испытаний представлены на рис. 8.



Рис. 8. Распределение температур в КТПИ с плоским испарителем при различных тепловых потоках:  $T_{\rm Har}$ ,  $T_{\rm u}$ ,  $T_{\rm n}$ ,  $T_{\rm w}$  – температуры нагревателя, испарителя, пара и жидкости соответственно;  $T_{\rm B,BX}$  и  $T_{\rm B,BMX}$  – температуры воздуха на входе и выходе. Рабочая жидкость – вода

Термосифоны КТПИ могут успешно применяться в системах охлаждения полупроводниковых компонентов, терморегулирования космической аппаратуры, авионики, тяговых приводов, звукоусилителей. В отличие от контурной тепловой трубы испаритель КТПИ практически не имеет ограничения по длине. Следовательно, к одному испарителю КТПИ можно присоединить несколько охлаждаемых элементов,

## Литература

1. Zhao, Y. Experimental study on a cryogenic loop heat pipe with high heat capacity / Y. Zhao, T. Yan, J. Liang // Int. J. Heat and Mass Transf. – 2011. – Vol. 54. – P. 3304–3308.

2. Thermosyphons with innovative technologies / L. Vasiliev, L. Grakovich, M. Rabetsky [et al.] // Appl. Therm. Eng. – 2017. – Vol. 111. – P. 1647–1654.

3. Miniature ammonia loop heat pipe for terrestrial applications: Experiments and modeling / N. S. Ranasamy, P. Kumar, B. Wangaskar [et al.] // Int. J. Therm. Sci. – 2018. – Vol. 124. – P. 263–278.

#### УДК 536.24:533:532.5

# ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТНЫХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ТЕПЛООБМЕННОГО АППАРАТА

#### А. Ф. Гиззатуллина, А. Ю. Армянин

## ФГБОУ ВО Ижевский государственный технический университет им. М. Т. Калашникова, г. Ижевск, Россия

Физические процессы, протекающие в технических системах, использующих теплообменные аппараты (ТА) для отвода/подвода тепла и основанные на теплопередаче через рабочие элементы, достаточно хорошо изучены. В литературе представлен широкий круг экспериментальных и численных работ, посвященных анализу процессов теплообмена в теплообменниках различного вида и технических устройствах [1-4]. Однако возросшие в настоящее время требования к энергоэффективности теплообменных аппаратов и их компоновке предполагают широкое внедрение современных технологий производства, современных материалов, активную разработку новых конструктивных исполнений и существенное расширение границ применимости существующих схем ТА, ввиду чего на этапе проектирования современных конструкций ТА необходим детальный анализ исходных параметров для определения типа аппарата и его компоновки, а также предварительная оценки эффективности его работы, которые могут быть выполнены с использованием методов математического моделирования. Численные исследования процессов тепломассообмена в теплообменниках не являются редкостью. На сегодняшний день проведено множество различных исследований, касающихся вопросов эффективности работы теплообменных аппаратов различных видов [5-10]. Однако большинство работ не рассматривают сопряженную задачу, включающую теплообмен между рабочей жидкостью и стенкой, теплопроводность в стенке, и последующий теплообмен между стенкой и набегающим потоком газа или жидкости [1, 5–12].

В настоящей работе исследуются вопросы работы конвективного теплообменника с рабочими элементами в виде оребренных трубчатых элементов. Представлены результаты численного исследования процессов охлаждения и аэродинамического сопротивления рабочих элементов, полученные на основе решения сопряженной задачи внешней аэромеханики, внутренней гидродинамики и теплообмена.

Рассматриваемый теплообменный аппарат предназначен для быстрого охлаждения большого объема воздуха, проходящего через поперечное сечение энергетической установки (ЭУ). Элементы охлаждения – оребренные трубки, по которым движется охлаждающая несжимаемая жидкость. Поперечные размеры установки требуют использования трубок высотой более 1 м. При этом технические характеристики ЭУ определяют жесткие ограничения на потери напора (минимизацию потерь давления в заданном интервале) и достижение необходимого перепада температур за однократный проход газа через теплообменник. Наличие протяженной поверхности теплоотдачи вызывает вопрос о прогреве охлаждающей жидкости внутри трубки и эффективности в этом случае охлаждения воздуха по всей длине рабочего элемента.

Схема рассматриваемого модуля охлаждения энергетической установки представлена на рис. 1. Слева подается нагретый поток воздуха со средней скоростью до 10 м/с через поперечное сечение площадью более 1 м<sup>2</sup>. Компоновка пакета трубок (в том числе и их количество) определяется режимами работы, т. е. достижимым перепадом температур.



Рис. 1. Схема расчетной области

В работе проводится расчет единичной оребренной трубки длиной 50 см для оценки аэродинамики элемента и выявления особенностей сопряженного процесса теплообмена между охлаждаемой жидкостью, стенкой и движущимся потоком воздуха. Геометрические параметры оребренной трубки: внутренний диаметр 25 мм, толщина стенки 2 мм, толщина ребра 1 мм, расстояние между ребрами 5 мм.

При решении задачи задавались следующие теплофизические свойства материалов и сред:

• жидкость: плотность 1200 кг/м<sup>3</sup>, теплоёмкость 2900 Дж/(кг·К), кинематическая вязкость 0,2 мм<sup>2</sup>/с, теплопроводность 0,32 Вт/(м·К);

• газ: теплоемкость 1004–1013 Дж/(кг·К), динамическая вязкость 15,7–20,1 мкПа·с, теплопроводность 0,022–0,029 Вт/(м·К);

• трубка: плотность 2697 кг/м<sup>3</sup>, теплоемкость 880 Дж/(кг·К), теплопроводность 220 Вт/(м·К).

Зависимость теплофизических характеристик среды от температуры учитывалась только в газовой фазе.

Математическая модель движения текучих сред основана на уравнениях Навье–Стокса. Скорость охлаждающей жидкости и ее физические характеристики указывают на ламинарный режим движения (Re < 2000), поэтому модели турбулентности при расчете не использовались. Режимы движения газа согласно числам Рейнольдса (4000 < Re < 26000) соответствуют переходным областям, поэтому для моделирования была подключена модель турбулентности SST [13]. Моделирование процессов теплопередачи в оребренной трубке проводилось на основе нестационарного уравнения теплопроводности.

Исследовались несколько режимов работы модуля охлаждения, в которых скорость набегающего потока изменялась от 0,5 до 8,5 м/с с шагом 0,5 м/с, длина ребра – от 2 мм до 18 мм с шагом 2 мм. Полная температура газа задавалась равной 253 К, температура охлаждающей жидкости на входе в канал - 213 К. На всех режимах скорость охлаждающей жидкости на входе в трубку была равна 1 м/с. Жидкость подавалась сверху вниз с учетом влияния силы тяжести.

В результате численного моделирования получены поля распределения скорости, давления, температуры набегающего потока сжимаемого газа и охлаждающей жидкости, температурное распределение по объему оребренной трубки. Особенности нагрева охлаждающей жидкости и температурного нагружения стенок трубки показаны на (рис. 2).



Рис. 2. Температура и скорость за трубкой: а – при скорости 0,5 м/с; б – при скорости 8,5 м/с

Температурное поле в трубке и жидкости является результатом внешнего аэродинамического течения и заданным перепадом температур газа и хладагента. При движении жидкости по цилиндрическому каналу трубки наблюдается формирование устойчивого пограничного слоя по потоку. Особенности нагрева охлаждающей жидкости и температурного нагружения поверхности трубки при скоростях обдува 0,5 и 8,5 м/с для ребра радиусом 8 мм показаны на рис. 2.

В случае низкоскоростного обтекания зона локального температурного максимума расположена в лобовой части трубки, а пограничный слой в жидкости в кормовой части значительно тоньше. При высокой скорости газа нагрев ребра максимальный с боковых сторон ближе к кормовой части трубки. Тепловой пограничный слой в жидкости имеет практически одинаковую толщину по внутренней поверхности трубки.

На рис. 3 представлены графики изменения коэффициента сопротивления при разных скоростях набегающего потока для различных радиусов ребер. Существенная зависимость коэффициента сопротивления от скорости набегающего потока наблюдается в диапазоне скоростей от 0,5 до 4 м/с. Анализ полученных данных показал, что максимальных значений коэффициент сопротивления достигает при скорости набегающего потока равной 0,5 м/с, и чем меньше длина ребра трубки, тем сильнее зависимость коэффициента сопротивления от скорости набегающего потока равной 0,5 м/с, и чем меньше длина ребра трубки, тем сильнее зависимость коэффициента сопротивления от скорости набегающего потока.

Особый интерес представляет непосредственно сопряженный процесс теплообмена жидкость/стенка/газ, включающий перенос тепла как за счет вынужденной конвекции, так и за счет процесса теплопроводности. Получен и проанализирован обобщенный температурный профиль в продольном сечении по ребру трубки. Выявлено преобладание вклада вынужденного конвективного теплообмена в общие теплофизические процессы.



Рис. 3. Влияние длины ребра трубки на коэффициент сопротивления

Таким образом, исследован и описан сопряженный процесс теплообмена в системе жидкость/стенка/газ, уточнен механизм теплоотдачи, преобладающий в одиночном оребренном трубчатом элементе. Показана существенная зависимость коэффициента сопротивления одиночной оребренной трубки от скорости набегающего потока в диапазоне скоростей 0,5–4 м/с.

## Литература

1. Федоров В. А., Мильман О. О., Ананьев П. А., Птахин А. В., Жинов А. А., Карышев А. К., Шевелев Д. В. Результаты экспериментально-расчетных исследований воздушного потока в цирктрассах воздушных конденсаторов паротурбинных установок // Вестн. МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Машиностроение. 2015. № 5. С. 87–105.

2. Du Toit C. G., Kroger D. G. Modelling of the recirculation in mechanical-draught heat exchangers // R&D J. 1993. Vol. 9, № 1. P. 2–8.

3. Zhao W., Wang Q., Liu P. The experimental investigation of recirculation of air-cooled system for a large power plant // Energy and Power Engineering. 2010. № 2. P. 291–297.

4. Xing Xuea, Xianming Fenga, Junmin Wanga, Fang Liu. Modeling and simulation of an air-cooling condenser under transient conditions // Procedia Engineering. 2012. № 31. P. 817–822.

5. Романова Е. В., Колиух А. Н., Лебедев Е. А. Применение пакета ansys при исследовании гидравлического сопротивления оребреного рекуператора // Вестн. ТГТУ. 2017. Т. 23. № 3. С. 420–427.

6. Жинов А. А., Шевелев Д. В., Ананьев П. А Моделирование потерь давления воздуха в оребренном трубном пучке воздушного конденсатора // Наука и образование. 2013. № 3. С. 105–116.

7. Костенко А. В. Алгоритмы и программы численного моделирования неизотермического течения в элементах теплообменников // Информатика и системы управления. 2008. № 1 (15). С. 46–55.

8. Семеняко А. В., Рогачев В. А., Баранюк А .В. СFD-моделирование процессов теплообмена и гидродинамики плоско-овальных труб с неполным оребрением // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. 2011. № 2 (7). С. 23–28.

9. Морозов А. В., Калякин Д. С., Чернухина Ю. В., Сошкина А. С., Закиров Д. Ф., Рагулин С. В., Сахипгареев А. Р., Шлепкин А. С. Экспериментальные и расчетные исследо-

вания процессов гидродинамики и теплообмена в пучках воздухоохлаждаемых оребренных труб с различными типами оребрения // Труды регионального конкурса проектов фундаментальных научных исследований. Калуга, 2017. С. 262–271.

10. Finned OpenFoam. Free CFD Software. Available at: http://openfoam.org, accessed 22.03.2019.

11. Жинов А. А., Шевелев Д. В., Ананьев П. А Моделирование потерь давления воздуха в оребренном трубном пучке воздушного конденсатора // Наука и образование. 2013. № 3. С. 105–116.

12. Костенко А. В. Алгоритмы и программы численного моделирования неизотермического течения в элементах теплообменников // Информатика и системы управления. 2008. № 1(15). С. 46–55.

13. Menter F. R., Kuntz M., Langtry R. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model // Proc. 4th. Int. Symp. on Turbulence, Heat and Mass Transfer / Ed. K. Hanjalić. Begell House, 2003.

#### УДК 536.242

# ПЕРЕНОС ТЕПЛА ЧАСТИЧНО-СМЕШИВАЮЩИМИСЯ СМЕСЯМИ С НИЖНЕЙ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ РАСТВОРЕНИЯ

# А. А. Игольников<sup>1,2</sup>, С. Б. Рютин<sup>1</sup>, А. В. Мелких<sup>2</sup>, П. В. Скрипов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия <sup>2</sup>Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург, Россия

Современные микроэлектронные устройства являются мощными источниками тепла, для обеспечения оптимального режима работы которых требуется внедрение эффективных теплообменников. Радиаторы с микроканалами зарекомендовали себя как надежные устройства в условиях ограниченного пространства и больших тепловых нагрузок [1]. Дальнейшее повышение их производительности возможно при внедрении пассивных и активных методов, в числе которых: модификация поверхности, выбор теплоносителя, струйное охлаждение, орошение каплями и акустическое возмущение потока теплоносителя [2]. С инженерной и экономической точек зрения наиболее предпочтительным вариантом является выбор теплоносителя, так как он не требует установки дополнительного оборудования и не усложняет технологию производства микроканалов.

Альтернативой традиционным охладителям могут выступать частично-смешивающиеся двухкомпонентные жидкости с нижней критической температурой растворения (HKTP). Особенность таких систем заключается в наличии ограниченной области совместимости компонентов на фазовой диаграмме температура–концентрация, при пересечении которой изначально стабильная однофазная смесь становится термодинамически неустойчивой, в результате чего, впоследствии, разделяется на отдельные составляющие. Процесс фазового разделения может сопровождаться либо зародышеобразованием (при пересечении линии равновесия жидкость–жидкость), либо спинодальным распадом (при пересечении диффузионной спинодали). Если первый процесс развивается при преодолении энергетического барьера и образовании пузырька критического размера, то спинодальный распад, напротив, происходит спонтанно во всем объеме нагреваемой жидкости и не требует энергии активации. В этом случае формируются отдельные домены, которые в маловязких системах начинают двигаться навстречу друг другу под действием неравновесных капиллярных сил, тем самым вовлекая интенсивную микроконвекцию в процесс теплообмена [3].

Цель настоящей работы – исследование теплообмена в бинарных частично-смешивающихся смесях с НКТР в области не вполне устойчивых и неустойчивых состояний. В качестве объекта исследования был выбран раствор вода/полипропиленгликоль-425 (ППГ-425). Компоненты раствора не токсичны и легкодоступны, так как углубление в область неустойчивых состояний сопровождается сокращением времени жизни системы, авторами был использован метод управляемого изобарического импульсного нагрева проволочного зондатермометра сопротивления, помещенного в исследуемую жидкость. Выбранный подход позволяет моделировать условия мощного локального энерговыделения за малое характерное время. Зонд представляет собой платиновую проволочку диаметром ~22 мкм и длиной ~1 см. В серии опытов регистрируемыми величинами является падение напряжения на зонде U(t) и ток в цепи, содержащей зонд I(t). На основе первичных данных производится расчет мощности тепловыделения P(t) и средневзвешенной температуры зонда T(t). Плотность теплового потока q(t) варьируется в опытах и достигает 13,7 MBт/м<sup>2</sup>. Разработанные система регуляторов с обратной связью и программное обеспечение позволяют задавать и контролировать параметры тепловыделения и регистрировать сигнал-отклик в течение всего импульса [4]. В начальный момент времени раствор находится при комнатной температуре, что отвечает области полной совместимости компонентов. Импульсный нагрев прилегающего к зонду слоя жидкости сопровождается ее перегревом относительно линии равновесия жидкостьжидкость и/или диффузионной спинодали. Момент начала релаксации неустойчивой однофазной смеси к стабильному двухфазному состоянию зависит от плотности теплового потока и длительности нагрева.

Наиболее значимые результаты были получены для растворов с концентрациями, близкими к критической: от 0,1 до 0,4 массовых долей ППГ-425. Анализ полученных в опытах при постоянной мощности тепловыделения результатов показал, что переход в область неустойчивых состояний сопровождается пороговой интенсификацией теплообмена, что является признаком начала спинодального распада, естественного релаксационного процесса при пересечении диффузионной спинодали. При углублении в область неустойчивых состояний порядок кривых, отвечающих пошаговому увеличению давления, изменяется на противоположный: чем выше избыточное давление, тем слабее выражен эффект интенсификации теплообмена. Разработанная на основе рассмотрения роста домена отдельной фазы в поле температуры теоретическая модель качественно согласуется с полученными экспериментальными результатами. Согласно теории аномальный теплообмен обусловлен возникающими термокапиллярными силами Марангони. Особенность модели состоит в способности предсказывать характер теплопереноса как в не вполне устойчивых, так и неустойчивых состояниях [5].

Результаты, полученные в настоящей работе, позволяют сделать вывод, что двухкомпонентные смеси с НКТР могут быть потенциально использованы в качестве эффективного теплоносителя в условиях малых характерных времен нагрева, размеров и больших тепловых потоков.

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант 19-19-00115.

## Литература

1. Kadam S.T., Kumar R. Twenty first century cooling solution: Microchannel heat sinks // Int. J. Therm. Sci. 2014. Vol. 85. P. 73–92.

2. Li S., Zhang H., Cheng J., Li X., Cai W., Li Z., Li F. A state-of-the-art overview on the developing trend of heat transfer enhancement by single-phase flow at micro scale // Int. J. Heat Mass Transf. 2019. Vol. 143. P. 118476.

3. Levelt Sengers J. M. H. How Fluids Unmix. Discoveries by the School of Van Der Waals and Kamerlingh Onnes. The Netherlands: Royal Netherlands Academy of Arts and Sciences, 2002.

4. Рютин С. Б. Установка для исследования нестационарного теплообмена в жидких средах // Приборы и техника эксперимента. 2021. № 5. С. 152–155.

5. Skripov P. V., Igolnikov A. A., Rutin S. B., Melkikh A. V. Heat transfer by unstable solution having the lower critical solution temperature // Int. J. Heat Mass Transfer. 2022. Vol. 184. P. 122290.

УДК 536.24

# ТЕРМИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В ОСЕВЫХ СИСТЕМАХ ОХЛАЖДЕНИЯ РАДИОЭЛЕКТРОННОГО ОБОРУДОВАНИЯ, ВЫПОЛНЕННЫХ НА ОСНОВЕ РАЗРЕЗНОГО ОРЕБРЕНИЯ

# А. А. Лопатин, Р. А. Габдуллина, А. Р. Биктагирова

## Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия

Активное развитие передовых цифровых технологий в последние 10 лет привело к формированию нового комплекса задач, связанного с обеспечением бесперебойной и прогнозируемой работы радиоэлектронного и электросилового оборудования. Так, современные телекоммуникационные и вычислительные системы во время своей штатной работы характеризуется значительным тепловыделением. Одной из основных проблем таких систем, наровне с соблюдением массогабаритных характеристик, является обеспечение определенных рабочих тепловых режимов компонентов в широком диапазоне внешних условий (давление, влажность, запыленность, температура и т. д.) [1, 2].

В современном радиоэлектронном и электросиловом оборудовании зачастую приходится сталкиваться с охлаждением осесимметричных тепловыделяющих компонентов. В таких ситуациях очень часто применяются пассивные и активные системы с осевым расположением оребрения [3].

В представленной работе рассматриваются особенности отвода тепловых потоков с помощью промышленно-перспективного осевого оребрения, выполненного на основе разрезных ребер.

Для экспериментальных исследований теплоотдачи осевого разрезного оребрения использовался экспериментальный стенд, выполненный по схеме разомкнутого расходного контура, состоящий из системы подачи воздуха, рабочего участка и системы измерений. Принципиальная схема стенда представлена на рис. 1. На рис. 2 показан внешний вид экспериментальной установки.

Внешний вид рабочего участка в сборе представлен в двух проекциях на рис. 3. Весь рабочий участок состоит из 20 одинаковых ребер, расположенных по осевой схеме с шагом 18°. Общие геометрические параметры: ширина 80 мм, высота 100 мм, толщина 0,8 мм. Интенсификация теплоотдачи осуществлялась за счет нанесения рассечений и разгиба «лепестков» ребер.



Рис. 1. Принципиальная схема стенда: 1 – регулируемый лабораторный трансформатор; 2 –секундомер; 3 – термометр лабораторный; 4 – шиберная задвижка; 5 – воздуходувка; 6 – датчик и измеритель давления; 7 – внешний кожух; 8 – рабочий участок 9 – персональный компьютер; 10 – система из термопар типа XK; 11 – нагревательиммитатор; 12 – вольтметр



Рис. 2. Внешний вид экспериментальной установки



Рис. 3. Внешний вид рабочего участка в двух проекциях

Зависимость тепловой эффективности при гладком оребрении и различных углах разгиба ребер, представленная на рис. 4, свидетельствует о преобладающем влиянии режимных параметров на теплоотдачу, причем при  $\text{Re} \leq 22000$  существенного отличия между системами не наблюдается, однако прослеживается наибольшая интенсификация теплоотдачи при  $\alpha = 30^{\circ}$ .



Рис. 4. Зависимость тепловой эффективности исследуемых углов раскрытия ребер от критерия Re

С ростом числа Рейнольдса становится очевидным переход из ламинарного режима течения в турбулентный: для  $\alpha = 45^{\circ}$  и  $\alpha = 60^{\circ}$  критическое число  $\text{Re}_{\text{кp}} \approx 22000$ , для  $\alpha = 30^{\circ}$   $\text{Re}_{\text{кp}} \approx 32500$ , такая разница обусловлена взаимным воздействием «соседнего» ребра на разрушение ламинарного пограничного слоя при больших углах разгиба. Максимальная разница в тепловой эффективности наблюдается при  $\text{Re} \approx 66500$ , при этом интенсификация теплоотдачи между  $\alpha = 30^{\circ}$  и  $\alpha = 45^{\circ} = 60^{\circ}$  достигает 1,7 раз, между гладким оребрением – 2,4 раза.

По измеренным температурам и тепловому потоку определялись термические сопротивления [4]:

– всей системы охлаждения (отношение разности температур нагревателя и натекающего воздуха к тепловому потоку):  $R_t = R_{pe6po} + R_{\alpha} + R_{конт}$ ;

– рабочего участка (ребра) *R*<sub>ребро</sub>;

- контакта нагревателя и основания ребер *R*<sub>конт</sub>;

– среднее эффективное сопротивление теплоотдачи на ребрах  $R_{\alpha}$ .

Результаты исследования термического сопротивления  $R_{\text{ребро}}$  и  $R_{\alpha}$  при  $\alpha = 30^{\circ}$  представлены на рис. 5. Стоит отметить, что практически все исследуемые объекты имеют одинаковую тепловую эффективность. Минимальные значения термического сопротивления во всем интервале начальных параметров получены при тепловом потоке 125 Вт.



Рис. 5. Зависимость термического сопротивления  $R_{\alpha}(a)$  и  $R_{\text{ребро}}(b)$  от расхода обдуваемого потока при  $\alpha = 30^{\circ}$ 

На рис. 6 представлены зависимости термического сопротивления для различных поверхностных интенсификаторов. Для проведения сравнительного анализа различных способов повышения эффективности вынужденно-конвективных систем охлаждения теплонагруженных элементов РЭА были выбраны системы на основе гладких ребер, поверхностной и вихревой интенсификации. Минимальное значение термического сопротивления во всем интервале начальных параметров получено для разрезного оребрения при  $\alpha = 30^{\circ}$ . Для сравнения на этом же графике представлены данные из работы [5]. В ней автор рассматривает вопросы отвода тепловых потоков высокой плотности от силовых диодов. Более низкие значения термического сопротивления, полученные для предлагаемых систем, можно объяснить особенностью компоновочной схемы, так как при осевом расположении ребер создаются более благоприятные условия для взаимодействия теплоносителя с охлаждаемой поверхностью. Несмотря на отмеченные выше преимущества осевой схемы размещения ребер нельзя однозначно утверждать о ее универсальности, так как при проектировании и создании электросилового оборудования разработчики руководствуются, прежде всего, функциональностью стью всего устройства в целом. На основе сравнительного анализа экспериментальных исследований с гладкими ребрами и «облуненными» поверхностями можно утверждать, что разрезные теплообменные поверхности будут обладать значительно большей тепловой эффективностью, так как рассечение ребер позволяет активно препятствовать формированию пограничного слоя и дополнительно турбулизировать поток, что в свою очередь благоприятно сказывается на термических параметрах работы всей системы.



Рис. 6. Зависимость термического сопротивления для различных поверхностных интенсификаторов

Тем не менее, для подтверждения выдвинутых предположений необходимо проведение серии уточняющих экспериментов при  $\alpha = 10^{\circ}$  и 20°.

Кроме того, необходимо отметить, что разрезное оребрение обладает значительной технологичностью по сравнению с другими способами интенсификации.

# Литература

1. Лопатин А. А., Габдуллина Р. А., Еремеева Ч. Ф., Худабердин Р. В. Разрезное оребрение как перспективный способ интенсификации теплоотдачи в системах охлаждения теплонагруженных элементов радиоэлектронного оборудования в авиационной и ракетнокосмической технике// Космонавтика и ракетостроение. 2018. № 6. С. 101–107.

2. Lopatin A. A., Ahmed Israa S., Gabdullina R. A., Biktagirova A. R. Intensification of heat transfer in the cooling systems of radio electronic equipment under free and forced convection // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 1st Intern. Conf. of Electromechanical Engineering and its Applications (ICEMEA-2020). 25–26 February 2020, Baghdad, Iraq, 2020. Vol. 765.

3. Гортышов Ю. Ф. и др. Теплогидравлическая эффективность перспективных способов интенсификации теплоотдачи в каналах теплообменного оборудования. Интенсификация теплообмена: Казань: Центр инновационных технологий, 2009. – 531 с.

4. Попов И. А., Щелчков А. В., Гортышов Ю. Ф., Аль-Харбави Н. Т. А. Системы охлаждения электронных устройств на основе оребренных тепловых труб // Изв. вузов. Авиационная техника. 2015. № 3. С. 57–62.

5. Дилевская Е. В., Каськов С. И. Применение вихревой интенсификации теплообмена для повышения эффективности охладителей силовых электронных устройств // РНКТ-4. М., 2006. Т. 6. С. 204–206.

# УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

# ВЛИЯНИЕ ОСИ ВРАЩЕНИЯ НА КОНВЕКТИВНО-РАДИАЦИОННЫЙ ТЕПЛООБМЕН ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ КУБИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ ИСТОЧНИКА ЭНЕРГИИ

## С. А. Михайленко, М. А. Шеремет

## Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Разработка эффективных систем охлаждения тепловыделяющих элементов сегодня является очень актуальной задачей. Во время эксплуатации энергетических и электронных систем различные узлы и блоки подвергаются тепловому воздействию, поэтому для корректной и длительной работы изделий необходимо правильное охлаждение. Следует также отметить, что в некоторых случаях охлаждаемые системы участвуют во вращательном движении, например, в космической промышленности [1], солнечных концентраторах [2] и многих других областях. В данной работе рассмотрена модель естественной конвекции и радиационного теплообмена во вращающемся квадратном корпусе, содержащем элемент, который моделирует нагрев компонента электронной аппаратуры. Комбинированный подход к постановке, включающий механизмы переноса тепловой конвекцией и излучением, позволяет более детально изучить теплообмен в рассматриваемой области.

На рис. 1 представлена кубическая полость высоты H. Рассматриваются три постановки задачи, при которых полость вращается против часовой стрелки с постоянной угловой скоростью  $\xi_0$  вокруг одной из осей. Полость заполнена несжимаемой ньютоновской жидкостью



координат

 $\Pr = 0.7$ , удовлетворяющей приближению Буссинеска. Две противоположные вертикальные стенки имеют постоянную температуру охлаждения  $T_c$ , в то время как остальные стенки являются теплоизолированными. На нижней стенке находится источник тепловой энергии, моделирующий нагревающийся элемент электронной аппаратуры. Жидкость, заполняющая полость, считается прозрачной для излучения, а стенки и нагреваемый элемент имеют диффузно-серые поверхности и могут отражать излучение. Радиационный теплообмен реализован с помощью метода сальдо в постановке Поляка [3].

Основные уравнения естественной конвекции и поверхностного теплового излучения представлены в безразмерных переменных «векторный потенциал – вектор завихренности – температура». Принимая во внимание представленные предположения, уравнения записаны в следующем виде (для случая вращения системы вокруг оси  $O\overline{z}$ ):

$$\nabla^2 \Psi_x = -\omega_x, \, \nabla^2 \Psi_y = -\omega_y, \, \nabla^2 \Psi_z = -\omega_z, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \omega_x}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega_x}{\partial x} + v \frac{\partial \omega_x}{\partial y} + w \frac{\partial \omega_x}{\partial z} - \omega_x \frac{\partial u}{\partial x} - \omega_y \frac{\partial u}{\partial y} - \omega_z \frac{\partial u}{\partial z} =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{\mathrm{Ta}}} \left( \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial z^2} \right) - \frac{Ra}{\mathrm{Pr} \mathrm{Ta}} \frac{\partial \theta}{\partial z} \cos(\tau) + \frac{Ra_{\xi}}{\mathrm{Pr} \mathrm{Ta}} y \frac{\partial \theta}{\partial z} + 2 \frac{\partial u}{\partial z},$$
(2)

$$\frac{\partial \omega_{y}}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega_{y}}{\partial x} + v \frac{\partial \omega_{y}}{\partial y} + w \frac{\partial \omega_{y}}{\partial z} - \omega_{x} \frac{\partial v}{\partial x} - \omega_{y} \frac{\partial v}{\partial y} - \omega_{z} \frac{\partial v}{\partial z} =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{Ta}} \left( \frac{\partial^{2} \omega_{y}}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2} \omega_{y}}{\partial y^{2}} + \frac{\partial^{2} \omega_{y}}{\partial z^{2}} \right) + \frac{Ra}{\Pr Ta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \sin(\tau) - \frac{Ra_{\xi}}{\Pr Ta} x \frac{\partial \theta}{\partial z} + 2 \frac{\partial v}{\partial z},$$

$$\frac{\partial \omega_{z}}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega_{z}}{\partial x} + v \frac{\partial \omega_{z}}{\partial y} + w \frac{\partial \omega_{z}}{\partial z} - \omega_{x} \frac{\partial w}{\partial x} - \omega_{y} \frac{\partial w}{\partial y} - \omega_{z} \frac{\partial w}{\partial z} =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{Ta}} \left( \frac{\partial^{2} \omega_{z}}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2} \omega_{z}}{\partial y^{2}} + \frac{Ra}{\partial z^{2}} \right) + \frac{Ra}{\Pr Ta} \left\{ \frac{\partial \theta}{\partial x} \cos(\tau) - \frac{\partial \theta}{\partial y} \sin(\tau) \right\} - \frac{Ra_{\xi}}{\Pr Ta} \left\{ y \frac{\partial \theta}{\partial x} - x \frac{\partial \theta}{\partial y} \right\} + 2 \frac{\partial w}{\partial z},$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{1}{\Pr \sqrt{Ta}} \left( \frac{\partial^{2} \theta}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2} \theta}{\partial y^{2}} + \frac{\partial^{2} \theta}{\partial z^{2}} \right)$$
(5)

Безразмерный тепловой поток  $Q_{rad,k}$ , излучаемый *k*-й поверхностью стенки или источника энергии, рассчитывается следующим образом:

$$Q_{\operatorname{rad},k} = R_k - \sum_{i=1}^{NS} F_{k-i} R_i.$$

Угловые коэффициенты  $F_{k-i}$  определяются путем интегрирования по соответствующим элементам поверхностей [3, 4]. Поток эффективного излучения  $R_k$  поверхности определяется как сумма отраженного и собственного излучения:

$$R_{k} = \left(1 - \varepsilon_{k}\right) \sum_{i=1}^{NS} F_{k-i} R_{i} + \varepsilon_{k} \left(1 - \gamma\right)^{4} \left(\theta_{k} + 0.5 \frac{1 + \gamma}{1 - \gamma}\right)^{4}.$$

Для описания интенсивности теплообмена используются среднее конвективное и среднее радиационное числа Нуссельта, определяемые как

$$\overline{Nu}_{\rm con} = \frac{1}{0.04} \int_{-0.1}^{0.1} \int_{-0.1}^{0.1} \frac{\partial \theta}{\partial y} \Big|_{y=-0.5} dx dz, \qquad \overline{Nu}_{\rm rad} = \frac{N_{\rm rad}}{0.04} \int_{-0.1-0.1}^{0.1} \int_{-0.1}^{0.1} Q_{\rm rad} \Big|_{y=-0.5} dx dz.$$

В начальный момент времени среда покоится и ее безразмерная температура равна нулю. На поверхностях стенок и источника энергии для скорости реализовано граничное условие прилипания. Температурные граничные условия следующие: вертикальные левая и правая стенки поддерживаются при постоянной температуре охлаждения, в то время как остальные стенки являются теплоизолированными. Представленные начальные и граничные условия в безразмерном виде выглядят следующим образом:

– в начальный момент времени  $\tau = 0$ 

$$\Psi_x = \Psi_y = \Psi_z = \omega_x = \omega_y = \omega_z = \theta = 0$$
 при  $-0.5 \le x \le 0.5, -0.5 \le y \le 0.5$  и  $-0.5 \le z \le 0.5, -0.5 \le 0.5$  и  $-0.5 \le 0.5$  и  $-0.5$ 

– при τ > 0

$$Ψ_x = \frac{\partial Ψ_y}{\partial y} = Ψ_z = 0, \ \vec{\omega} = -\nabla^2 \vec{\psi}, \ \theta = 1$$
 на поверхности источника,

$$\frac{\partial \psi_x}{\partial x} = \psi_y = \psi_z = 0, \ \vec{\omega} = -\nabla^2 \vec{\psi}, \ \theta = 0 \text{ при } x = -0.5 \text{ и } x = 0.5, \ -0.5 \le y \le 0.5 \text{ u} - 0.5 \le z \le 0.5;$$

$$\psi_x = \frac{\partial \psi_y}{\partial y} = \psi_z = 0, \quad \vec{\omega} = -\nabla^2 \vec{\psi}, \quad \frac{\partial \theta}{\partial y} = N_{\text{rad}} Q_{\text{rad}} \quad \Pi p \mu \quad y = -0.5 \quad \mu \quad y = 0.5, \quad -0.5 \leq x \leq 0.5 \quad \mu = -0.5 \leq z \leq 0.5;$$

$$\psi_x = \psi_y = \frac{\partial \psi_z}{\partial z} = 0, \quad \vec{\omega} = -\nabla^2 \vec{\psi}, \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = N_{\text{rad}} \mathcal{Q}_{\text{rad}} \quad \text{при} \quad z = -0.5 \text{ u} \quad z = 0.5, \quad -0.5 \le y \le 0.5 \text{ u} - 0.5 \le z \le 0.5.$$

Система уравнений (1)–(5) с соответствующими начальными и граничными условиями решалась методом конечных разностей на равномерной сетке. Разностное уравнение Пуассона для векторного потенциала (1) решалось методом последовательной верхней релаксации. Уравнения дисперсии завихренности (2)–(4) и уравнение энергии (5) решались с применением локально-одномерной схемы Самарского [5]. Полученные при этом разностные уравнения решались методом последовательное разностные уравнение ния решались методом прогонки. Математическая модель была верифицирована ранее [4, 6].

Расчеты проведены для следующих значений определяющих параметров: Pr = 0.7,  $Ra = 10^5$ ,  $Ra_{\xi} = 1.8 \cdot 10^2$ ,  $Ta = 10^4$  и  $\varepsilon = 0-0.9$ . В результате исследований описано влияние параметров на средние конвективное и радиационное числа Нуссельта, а также на общую интенсивность теплообмена.

На рис. 2 показано изменение конвективного, радиационного и полного чисел Нуссельта в течение двух полных оборотов полости вокруг горизонтальной оси (Oz) для различных значений коэффициента излучения. Изменения теплопереноса имеют периодический характер, как показывают повторяющиеся значения исследуемых параметров в двух последующих оборотах полости. Интересно отметить, что конвективное число Нуссельта подвержено влиянию вращения, в то время как радиационное число Нуссельта практически не изменяется. Увеличение коэффициента излучения приводит к незначительному усилению конвективного теплообмена. В то же время радиационное число Нуссельта значительно возрастает, и, как следствие, общий теплообмен усиливается.



Рис. 2. Зависимость средних Nu<sub>conv</sub>, Nu<sub>rad</sub>, Nu<sub>total</sub> от угла поворота полости для различных значений коэффициента излучения

На рис. З изображено изменение конвективного, радиационного и полного чисел Нуссельта с течением времени для различных значений коэффициента излучения при вращении вокруг вертикальной оси (Oy). В этом случае исследуемые параметры не осциллируют как при вращении вокруг горизонтальной оси и устанавливаются. При этом наблюдаются меньшие значения параметров.

Таким образом, можно заключить, что режим вращения и коэффициент излучения поверхностей могут применяться как управляющие параметры для интенсификации теплоотвода с нагреваемого элемента и позволяют реализовать эффективную пассивную систему охлаждения.



Рис. 3. Зависимость средних Nu<sub>conv</sub>, Nu<sub>rad</sub>, Nu<sub>total</sub> от безразмерного времени для различных значений коэффициента излучения

Работа выполнена в рамках реализации проекта Российского фонда фундаментальных исследований (соглашение 20-31-90081).

#### Обозначения

Ra = gβΔTH<sup>3</sup>/αν – число Рэлея; Ra<sub>ξ</sub> =  $\xi_0^2 β ΔTH^3/αν$  – вращательное число Рэлея; Pr = v/α – число Прандтля; Ta =  $(\xi_0 H^2)^2/v^2$  – число Тейлора;  $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$  – размерные координаты; x, y, z – безразмерные координаты; u, v, w – безразмерные компоненты скорости;  $Q_{rad}$  – безразмерный тепловой поток;  $R_k$  – плотность потока эффективного излучения;  $N_{rad} = \sigma T_c^4 H/\lambda \Delta T$  – радиаци-онное число;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности жидкости, BT/(м·K); α – коэффициент температуропроводности, м<sup>2</sup>·c<sup>-1</sup>; v – кинематическая вязкость, м<sup>2</sup>·c<sup>-1</sup>; β – коэффициент объемного расширения, K<sup>-1</sup>; g – ускорение свободного падения, м·c<sup>-2</sup>; H – размер корпуса, м; σ – постоянная Стефана–Больцмана, BT·M<sup>-2</sup>·K<sup>-4</sup>; ψ – безразмерная функция тока; ω – безразмерная температура; ε – коэффициент излучения; γ – температурный параметр; τ – безразмерное время, l – безразмерная толщина стенки, φ – угол поворота полости.

## Литература

1. Sumanta Banerjee, Achintya Mukhopadhyay, Swarnendu Sen, Ranjan Ganguly. Thermomagnetic convection in square and shallow enclosures for electronics cooling // Numerical Heat Transfer. Part A: Applications. 2009. Vol. 55(10). P. 931–951.

2. Wu W., Amsbeck L., Buck R., Waibel N., Langner P., Pitz-Paal R. On the influence of rotation on thermal convection in a rotating cavity for solar receiver applications // Applied Thermal Engineering. 2014. Vol. 70(1). P. 694–704.

3. Зигель Р., Хауэлл Д. Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975. – 933 с.

4. Martyushev S. G., Sheremet M. A. Conjugate natural convection combined with surface thermal radiation in a three-dimensional enclosure with a heat source // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 73. P. 340–353.

5. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. – 656 с.

6. Mikhailenko S. A., Sheremet M. A. Convective heat transfer combined with surface radiation in a rotating cavity with a local heater // Numerical Heat Transfer; Part A: Applications. 2017. Vol. 72, No. 9. P. 697–707. УДК 532.546, 536.421

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА ХРАНЕНИЯ ГАЗА В ПОРИСТОМ КОЛЛЕКТОРЕ В ГАЗОГИДРАТНОЙ ФОРМЕ

#### Н. Г. Мусакаев

Тюменский индустриальный университет, г. Тюмень, Россия Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, г. Тюмень, Россия

В настоящее время создание в пористых коллекторах подземных газохранилищ является одним из способов хранения природного газа [1, 2]. Их основная задача состоит в обеспечении равномерной подачи газа по трубопроводам при его сезонно неравномерном потреблении, особенно во время зимнего периода. В ряде работ, например [2–4], указывается на возможность организации таких подземных хранилищ газа в газогидратном состоянии за счет закачки газа в пористый пласт при определенных термодинамических условиях. Преимуществами такой организации хранения являются способность газогидратов связывать значительное количество газа в малом объеме при относительно небольшом давлении, невзрывоопасный характер хранения [2, 5].

В работах [3, 4, 6, 7] представлены аналитические и численные решения задачи об образовании газового гидрата в пористом пласте при закачке в этот пласт газа. Предлагаемое исследование отличается тем, что в нем предложена математическая модель, в которой учтены основные физические особенности этого процесса (неизотермическая фильтрация газа, гидратообразование, реальные свойства газа, эффекты адиабатического охлаждения и Джоуля– Томсона) и построен алгоритм решения задачи, который включает в себя оригинальный метод расчета гидратонасыщенности. Расчет этого параметра является весьма нетривиальным, так как к настоящему времени расчетных схем для процесса неизотермической фильтрации газа без учета фазовых переходов существует достаточное количество, а вот учет образования и/или диссоциации газогидратов создает значительные вычислительные сложности.

На рис. 1 представлена схема рассматриваемой модельной задачи о закачке газа в горизонтальный пласт постоянной толщины с непроницаемыми кровлей и подошвой. Пористый коллектор заполнен в начальном состоянии метаном и водой. Нагнетание газа с постоянной температурой  $T_w$ , меньшей исходной температуры пласта  $T_0$ , происходит через совершенную (вскрывающую пласт на всю его толщину) скважину при постоянном объемном расходе Q:

$$t = 0: \quad T = T_0, \quad p = p_0, \quad S_l = S_{l0}, \quad S_g = 1 - S_{l0} \quad (r \ge r_w),$$
$$r = r_w: \quad T = T_w, \quad Q = \text{const} \quad (t > 0),$$
$$r = R: \quad v_g = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (t > 0).$$

Нижние индексы h, l и g относятся к параметрам газогидрата, воды и газа соответственно; p – давление; T – температура;  $\rho_g$  и  $v_g$  – плотность и скорость газовой фазы; m – пористость пласта;  $S_j$  (j = g, l, h) – насыщенность пор j-й фазой;  $S_{l0}$  – исходная водонасыщенность пласта.

Изложенная постановка задачи может быть решена для плоскорадиального случая с использованием системы нелинейных дифференциальных уравнений, описывающей фильтрационное течение газа с учетом процесса образования газогидрата. Такая система на основе методов и подходов механики многофазных сред [8] выписана в работах [9, 10]. Если рассматривать зонально-неоднородный пористый пласт, состоящий из высоко- и низкопроницаемой зон, то необходимо учитывать разную проницаемость и пористость в каждой из указанных зон пласта [11].



Рис. 1. Схематическое представление изучаемого процесса

Для предложенной математической модели процесса образования газового гидрата в пористом пласте в работе был построен алгоритм и на его основе осуществлена численная реализация с использованием неявной разностной схемы, метода прогонки, метода простых итераций и разработанного метода для расчета гидратонасыщенности  $S_h$  [11, 12].

В работе были изучены особенности гидратообразования в пласте, насыщенного в исходном состоянии газом и водой, при закачке в него холодного ( $T_w < T_0$ ) газа.

На рис. 2 для случая однородной пористой среды представлено распределение по длине пласта температуры и гидратонасыщенности. Видно, что в зависимости от величины Q возможны два случая. При относительно небольших значениях объемного расхода гидратонасыщенность на некотором расстоянии от скважины меняется скачком (кривая 1), т. е. реализуется фронтальная схема фазовых переходов. При больших значениях расхода (соответственно градиента давления) возникает протяженная зона (кривая 2 и 3), в которой газ, вода и газогидрат находятся в равновесии.



Рис. 2. Распределение по координате *r* температуры (слева) и гидратонасыщенности (справа) при различных значениях объемного расхода *Q* закачки газа в пласт. Линии 1, 2 и 3 соответствуют Q = 3, 10 и 50 тыс. м<sup>3</sup>/сут;  $T_0 = 10$  °C,  $p_0 = 6$  МПа,  $T_w = 5$  °C, R = 500 м; время закачки газа в пласт составило 30 сут; штриховая линия – исходная температура пласта  $T_0$ 

#### Литература

1. Казарян В. А. Подземное хранение газов и жидкостей. М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2006. – 432 с.

2. Бык С. Ш., Макогон Ю. Ф., Фомина В. И. Газовые гидраты. М.: Химия, 1980. – 296 с.

3. Бондарев Э. А., Рожин И. И., Попов В. В., Аргунова К. К. Оценка возможности подземного хранения гидратов природного газа в зоне многолетней мерзлоты // Криосфера Земли. 2015. Т. 19, № 4. С. 64–74.

4. Нурисламов О. Р., Шагапов В. Ш. Нагнетание газа во влажную пористую среду с образованием газогидрата // Прикладная математика и механика. 2009. Т. 76, вып. 5. С. 809–823.

5. Veluswamy H. P., Kumar A., Seo Y., Lee J. D. and Linga P. A review of solidified natural gas (SNG) technology for gas storage via clathrate hydrates // Applied Energy. 2018. Vol. 216. P. 262–285.

6. Shagapov V. Sh., Musakaev N. G. and Khasanov M. K. Formation of gas hydrates in a porous medium during an injection of cold gas // Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. Vol. 84. P. 1030–1039.

7. Шагапов В. Ш., Хасанов М. К., Гималтдинов И. К., Столповский М. В. Численное моделирование образования газогидрата в пористом пласте конечной протяженности при продувке его газом // Прикладная механика и техническая физика. 2011. Т. 52, № 4. С. 116–126.

8. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987.

9. Шагапов В. Ш., Мусакаев Н. Г. Динамика образования и разложения гидратов в системах добычи, транспортировки и хранения газа. М.: Наука, 2016. – 240 с.

10. Мусакаев Н. Г., Хасанов М. К., Бородин С. Л., Бельских Д. С. Численное исследование процесса разложения гидрата метана при закачке теплого газа в гидратонасыщенную залежь // Вестн. Томского гос. ун-та. Математика и механика. 2018. № 56. С. 88–101.

11. Musakaev N. G., Borodin S. L. Mathematical modeling of the gas hydrate formation process in a zonal heterogeneous porous reservoir // Lobachevskii J. of Mathematics. 2021. Vol. 42, No. 9. P. 2205–2210.

12. Musakaev N. G., Borodin S. L., Gubaidullin A. A. Methodology for the numerical study of the methane hydrate formation during gas injection into a porous medium // Lobachevskii J. of Mathematics. 2020. Vol. 41, No. 7. P. 1272–1277.

## УДК 621.311.22:536.27

# ВЛИЯНИЕ УСОВЕРШЕНСТВОВАННОЙ ТЕХНОЛОГИИ ОХЛАЖДЕНИЯ ДОБАВОЧНОЙ ПИТАТЕЛЬНОЙ ВОДЫ КОТЛОВ ТЭЦ НА ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНОСТЬ И ВЫБОР ТЕПЛООБМЕННИКА

## М. Е. Орлов, Е. С. Лытяков, И. В. Винайкина

#### Ульяновский государственный технический университет, г. Ульяновск, Россия

Актуальность исследования обусловлена тем, что около 40% от общего количества вырабатываемой в России электроэнергии по-прежнему приходится на ТЭЦ, эффективность которых в последнее время существенно снизилась [1], поэтому даже незначительное повышение энергетической эффективности ТЭЦ за счет совершенствования тепловых технологических процессов позволит получить дополнительный экономический эффект.

На кафедре «Теплогазоснабжение и вентиляция им. В. И. Шарапова» УлГТУ предложена усовершенствованная технология охлаждения добавочной питательной воды паровых котлов ТЭЦ. Данная технология реализуется путем включения в тракт добавочной питательной воды газо-водяного теплообменника-охладителя, который приводит к снижению температуры основного конденсата после смешения с добавочной питательной водой. За счет этого снижается энтальпия и возрастает расход пара в отборах на регенеративные подогреватели низкого давления, что в конечном итоге увеличивает выработку электроэнергии на тепловом потреблении [2]. Кроме того, особенность предложенной технологии состоит в том, что использование газо-водяного теплообменника-охладителя позволяет не только снизить температуру деаэрированной добавочной питательной воды котлов, но и увеличить температуру газообразного топлива перед горелками котлов и тем самым улучшить процесс горения подогретого газообразного топлива в горелках котлов. Принципиальная тепловая схема ТЭЦ, работающей по предложенной технологии, представлена на рис. 1.



Рис. 1. Тепловая схема ТЭЦ с газо-водяным теплообменником-охладителем добавочной питательной воды: *1* – паропровод; *2* – деаэратор добавочной питательной воды; *3* – трубопровод деаэрированной добавочной питательной воды; *4* – теплообменник-охладитель; *5* – трубопровод природного газа; *6* – горелки котлов; *7* – котел; *8* – трубопровод тракта основного конденсата турбины: *9* – турбина; *10* – конденсатор; *11* – конденсатный насос

Результаты оценки энергетической эффективности, произведенной по методике [3], для данной технологии в расчете на одну теплофикационную турбоустановку Т-100-130 представлены в таблице.

Результаты расчета энергетической эффективности ТЭЦ при использовании предложенной технологии охлаждения добавочной питательной воды котлов

	Единицы	Расчетные
1 асчетные показатели	измерения	значения
Мощность, развиваемая турбиной на тепловом потреблении за	кВт	6611,7
счет 3-го отбора пара		
Мощность, вырабатываемая паром 3-го регенеративного отбора	кВт	478,6
Удельная выработка электроэнергии на тепловом потреблении	ҝВт·ч/м <sup>3</sup>	23,6
по традиционной технологии		
Дополнительная мощность за счет отбора пара на подогрев сме-	кВт	7513,1
шанного потока конденсата и добавочной питательной воды		
Удельная выработка электроэнергии на тепловом потреблении	ҝВт·ч/м <sup>3</sup>	28,6
по предложенной технологии		
Изменение расхода условного топлива при изменении выработки	т/год	831,5
пара в котле		
Изменение расхода условного топлива при увеличении выработ-	т/год	1971
ки электроэнергии		
Экономия условного топлива	т/год	1138,1
Финансовая экономия	млн. руб./год	4,44

Выбор оптимальной конструкции теплообменника является задачей, как правило, решаемой технико-экономическим сравнением нескольких вариантов аппаратов применительно к заданным условиям. В настоящее время промышленностью серийно выпускаются газо-водяные теплообменники, которые представляют собой стальные кожухотрубные теплообменные аппараты, предназначенные для нагрева природного газа перед редуцированием при помощи промежуточного теплоносителя на газораспределительных станциях и блоках подготовки топливного газа.

В рассматриваемом теплообменнике-охладителе, в котором в качестве охлаждающей среды используется природный газ с температурой 5–50 °С, температура деаэрированной добавочной питательной воды снижается с 60 °С до 56,37 °С. Массовый расход природного газа составляет 12,76 кг/с, а расход охлаждаемой воды 83,3 кг/с. При выборе теплообменникаохладителя применяем стандартную методику, основанную на уравнениях теплового баланса и теплопередачи [4].

Коэффициент теплопередачи определяется по формуле:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{z}} + \frac{\delta_{cm}}{\lambda_{cm}} + 2r_{3az} + \frac{1}{\alpha_{x}}}.$$
(1)

Значения коэффициента теплоотдачи при развитом турбулентном движении в трубах теплообменника можно определить из критериального уравнения вида

$$Nu = 0.021 \operatorname{Re}^{0.8} \operatorname{Pr}^{0.43} \varepsilon_1.$$
(2)

Аналогичным образом определяется значение коэффициента теплоотдачи в межтрубном пространстве теплообменника.

В результате для рассматриваемого примера коэффициент теплопередачи *k* равен 66,7 Вт/(м<sup>2</sup>. °C). Значение площади поверхности теплообмена для теплообменника определяется из уравнения теплопередачи:

$$F = \frac{Q}{k\Delta t_{cp}}.$$
(3)

Площадь поверхности теплообмена, рассчитанная по уравнению (3), для теплообменника с тепловой нагрузкой 1,26 МВт с учетом 20%-го запаса будет равна 899 м<sup>2</sup>, по этим значениям подбираем серийный газо-водяной теплообменник ГПМ-ТГ-150/10 производства «Газпроммаш».

Наибольшие капиталовложения при внедрении предложенной технологии требуются в сам теплообменный аппарат. С помощью метода чистого дисконтированного дохода [5] произведем оценку инвестиционной привлекательности проекта:

$$NPV = \sum_{t=1}^{T} \frac{\Pi_t}{(1+R)^t} - K_{ung}.$$
 (4)

В рассматриваемом случае *NPV* составит 4,9 млн. рублей, при этом срок окупаемости инвестиций в теплообменник не будет превышать 1 года.

Для снижения затрат и срока окупаемости при реализации данной технологии предложено совместить в одном устройстве функции теплообменника-охладителя и бакааккумулятора деаэрационной установки, разместив в нем трубный пучок с охлаждающей газовой средой [6], при этом за счет отсутствия отдельного теплообменника затраты на реализацию предложенной технологии по экспертным оценкам снизятся на 25–30%, а, следовательно, сократится и срок окупаемости.

Таким образом, предложенная технология охлаждения добавочной питательной воды котлов в поверхностном газо-водяном теплообменнике позволяет повысить энергетическую эффективность теплофикационных турбоустановок и, как следствие, повысить экономичность работы всей ТЭЦ в целом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Соглашение № 075-15-2021-584).

#### Обозначения

k – коэффициент теплопередачи, Вт/(м<sup>2</sup>°С);  $\alpha_e$ ,  $\alpha_x$  – коэффициенты теплоотдачи со стороны греющего и нагреваемого теплоносителей, Вт/(м<sup>2</sup>°С);  $\delta_{cm}$  – толщина стенки трубы, м;  $\lambda_{cm}$  – коэффициент теплопроводности стенки, Вт/(м·К);  $r_{3ae}$  – коэффициент загрязнения поверхности теплообмена; Nu – критерий Нуссельта; Re – критерий Рейнольдса; Pr – критерий Прандтля;  $\varepsilon_1$  – поправочный коэффициент на начальный участок; F – площадь поверхности теплообмена; Q – тепловая нагрузка теплообменника, Вт;  $\Delta t_{cp}$  – средний логарифмический температурный напор, °C; NPV – чистый дисконтированный доход;  $\Pi_t$  – поступления денежных средств в конце периода t, руб.; t – рассматриваемый период времени, год; T – срок действия проекта, год; R – ставка (норма) дисконта;  $K_{une}$  – капиталовложения, руб.

## Литература

1. Теплоэнергетика и централизованное теплоснабжение России в 2015–2016 гг. Информационно-аналитический доклад. М.: ФГБУ «РЭА» Минэнерго России, 2018 [Электронный ресурс]. Режим доступа: https://minenergo.gov.ru/node/10850 (дата обращения: 06.12.2021).

2. Orlov M. E., Lytyakov E. S., Abuleev A. D. Increasing the energy efficiency of combined heat power plants by reducing the temperature of the additional feed water of power boilers // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 2021. Vol. 808.

3. Шарапов В. И. Методика оценки энергетической эффективности структурных изменений в тепловых схемах ТЭС // Труды Академэнерго. 2015. № 2. С. 27–37.

4. Справочник по теплообменным аппаратам энергетических установок / Ю. М. Бродов [и др.]; под общ. ред. д-ра техн. наук, проф. Ю. М. Бродова. М.: Изд. дом МЭИ, 2008. – 480 с.

5. Методические рекомендации по оценке эффективности инвестиционных проектов. Утв. Минэкономики РФ, Минфином РФ и Госкомитетом РФ по строительной, архитектурной и жилищной политике от 21.06.1999 № ВК 477. – 235 с.

6. Пат. 205220 U1 (RU). Узел деаэрации добавочной питательной воды котлов теплоэнергетической установки / М. Е. Орлов, Е. С. Лытяков, А. Д. Абулеев; заявитель и патентообладатель УлГТУ. – № 2021105292; заявл. 01.03.2021; опубл. 05.07.2021. Бюл. № 19.

## УДК 536.24

# ДВУХФАЗНОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ

#### М. И. Рабецкий, Л. П. Гракович, Л. Л. Васильев

#### Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Современная электроника и микроэлектроника постоянно развиваются. Главными целями этого развития являются увеличение производительности и миниатюризация электронных устройств. Из-за этого резко увеличиваются требования к обеспечению их теплового режима. Это представляет серьезную проблему из-за возрастания теплового потока, который необходимо отводить, и его плотности, а также из-за более жестких условий по обеспечению уровня и точности поддержания температурного режима. Основной охлаждающей средой для электронных устройств является воздух, в некоторых особых случаях жидкость (как правило, диэлектрическая). В связи с этим в большинстве случаев необходима трансформация плотности теплового потока при передаче его от охлаждаемого устройства к охлаждающей среде. Двухфазные теплопередающие устройства – тепловые трубы и паровые камеры – во многом помогают избавиться от этих проблем. Среди двухфазных теплообменных устройств испарительные термосифоны (ТС) являются наиболее простыми как по конструкции, так и по стоимости их производства, и в некоторой степени также по описанию наблюдаемых в них теплофизических и гидродинамических процессов. Капиллярная структура в таких устройствах применяется только для интенсификации теплообмена в зонах фазовых переходов теплоносителя. Как испаритель, так и конденсатор могут иметь произвольные формы и размеры, определяемые условиями компоновки электронных устройств и способами отвода выделяемого и отволимого тепла.

Данная работа посвящена разработке и исследованию параметров теплопередачи двухфазного термосифона. Его назначение – охлаждение мощных тепловыделяющих элементов электронных устройств (с необходимостью отвода до нескольких кВт выделяемого тепла). В настоящее время разработан ряд конструкций термосифонов для этих целей, например, см. в [1, 2]. Отличительной особенностью термосифона является конденсатор с сильно развитой поверхностью, выполненный в виде набора отдельных вертикально расположенных труб. Трубки конденсатора могут иметь дополнительное оребрение и охлаждаться воздухом или жидкостью. Как правило, наибольшие тепловые нагрузки в охлаждающем устройстве приходятся в зоне подвода теплового потока, в данном случае в испарителе термосифона. В связи с этим основное внимание в данной работе уделено разработке и испытаниям параметров испарителя термосифона для достижения максимально возможных параметров теплопередачи.

Схема экспериментального образца термосифона приведена на рис. 1. Испаритель представляет собой медную пластину, на которой в зоне подвода теплового потока выполнены капиллярные канавки треугольного профиля. Конденсатор представляет собой набор из 27 вертикально расположенных медных трубок с закрытыми верхними торцами. Охлаждение трубок конденсатора производится проточной водой из термостата Julabo F89-HL. Кроме того, предусмотрена возможность охлаждения конденсатора термосифона потоком воздуха. Для измерения температур в различных зонах термосифона использованы медь-константановые термопары и регистрирующий прибор Agilent 34970А. Места установки термопар показаны на рис. 1. Измерялись температура поверхности испарителя в зоне подвода тепла, наружной поверхности трубок конденсатора и пара теплоносителя. Тепловой поток подводился от электрического нагревателя, его величина регистрировалась приборами источника питания.



Рис. 1. Схема экспериментального образца термосифона с жидкостным охлаждением

В предложенной конструкции теплоноситель испаряется на нижней плоской поверхности и конденсируется внутри охлаждаемых вертикально расположенных трубок конденсатора, внутренняя поверхность трубок гладкая Конденсат из трубок под действием гравитации стекает на поверхность испарителя. Капиллярные канавки треугольного профиля в испарителе термосифона предназначены для лучшего распределения поступающего теплоносителя по его поверхности. Такая компоновка позволяет активно и равномерно смачивать всю поверхность теплообмена в испарителе.

Общий вид конденсатора термосифона и его испарителя представлен на рис. 2 и 3. Площадь источника теплового потока около 16 см<sup>2</sup>. Поскольку термосифон выполнен из меди, требуемый рабочий температурный диапазон находится в интервале 50–70 °C, в качестве наиболее подходящего и эффективного теплоносителя для термосифона была выбрана вода.



Рис. 2. Общий вид конденсатора со снятым кожухом



Рис. 3. Испаритель термосифона и схема его капиллярной структуры

Основной целью выполненных экспериментов являлось достижение минимально возможных величин термических сопротивлений элементов термосифона (максимальных величин коэффициентов теплообмена при испарении и конденсации теплоносителя). Величины термических сопротивлений и коэффициентов теплообмена определялись из показаний температур поверхностей испарителя, конденсатора и пара теплоносителя.

На первом этапе экспериментов испаритель термосифона имел гладкие капиллярные канавки, как показано на рис. 3.

Зависимости термических сопротивлений термосифона от передаваемого теплового потока приведены на рис. 4, а соответствующие им коэффициенты теплообмена – на рис. 5.



Рис. 4. Зависимости термических сопротивлений испарителя термосифона с гладкими капиллярными канавками от передаваемого теплового потока (охлаждающая среда – вода)



Рис. 5. Зависимости коэффициентов теплообмена испарителя и конденсатора термосифона с гладкими капиллярными канавками от передаваемого теплового потока (охлаждающая среда – вода)

Как видно из приведенных графиков, тепловые потоки, которые способен передать термосифон, значительно превышают 1 кВт. Термические сопротивления устройства и соответствующие им коэффициенты теплообмена показывают его высокую эффективность. С увеличением плотности подводимого к испарителю теплового потока коэффициент теплообмена увеличивается за счет интенсификации теплообмена при кипении теплоносителя. Тем не менее, были предпринята попытка дальнейшего улучшения параметров разработанного термосифона.

Сравнение данных, приведенных на рис. 4 и 6, показывает значительный эффект интенсификации теплообмена при испарении за счет наличия пористого покрытия в этой зоне. Термическое сопротивление испарителя термосифона уменьшилось в 2.4 и 1.4 раза соответственно при минимальных и максимальных подводимых к испарителю тепловых потоках.



Рис. 6. Зависимости коэффициентов теплообмена испарителя и конденсатора термосифона с пористым покрытием капиллярных канавок

# Литература

1. Nicolas Lamaison, Jackson B. Marcinichen, Chin Lee Ong and John R. Thome. Two-phase mini-thermosyphon electronics cooling // 15th IEEE ITHERM Conf. Part 4: Application to 2U Servers.

2. Chin Lee Ong, Nicolas Lamaison, Jackson B. Marcinichen and John R.Thome.Two-phase mini-thermosyphon electronics cooling // 15th IEEE ITHERM Conf. Part 1: Experimental Investigation.

3. Gangtao Liang, Issam Mudawar. Review of pool boiling enhancement by surface modification // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 128. P. 892–933.

4. Min D. H., Hwang G. S., Usta Y., Cora O. N., Koc M., Kaviany M. 2-D and 3-D modulated porous coatings for enhanced pool boiling // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2009. Vol. 52. P. 2607–2613.

5. Vasiliev L., Grakovich L., Rabetsky M., Vasiliev L. Jr. Tulin Innovative heat pipes and nanotechnologies // Тр. 2-й междунар. конф. «Тепловые трубы для космического применения» 15–19 сентября 2014 г. М., 2014. № 1.

УДК 536.24

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КИПЕНИЯ В ЩЕЛЕВОМ МИКРОКАНАЛЕ

## Ф. В. Роньшин, Ю. А. Дементьев, Е. А. Чиннов

#### Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск

В последние два десятилетия фактически происходит революционное развитие теплообменных систем с мини-, микро- и наноразмерами, и эти системы оказываются гораздо более энергоэффективными, чем макросистемы с размерами каналов 3-100 мм [1]. Величина отводимых тепловых потоков в создающихся мини- и микротеплообменниках может достигать 1000 Bt/cm<sup>2</sup> и более. Также в последние несколько лет происходит интенсивное развитие 3D чипов, где необходимо отводить тепло непосредственно из области чипа. Наиболее перспективным решением охлаждения представляется использование микроканалов, которые подводятся внутрь чипа непосредственно к тепловыделяющему элементу. При этом поперечные размеры микроканала связаны с размерами чипа. В связи с этим для широкого круга технических приложений важное значение имеет определение режимов кипения в мини- и микроканалах, которые обеспечивают наиболее эффективные процессы тепло- и массопередачи. В микроканалах смачиваемость и шероховатость поверхности начинает оказывать существенное влияние на формирование режимов двухфазных течений. Исследование пузырькового кипения в микротрубах с использованием высокоскоростной визуализации приведено в работе [2]. Исследованы скорости роста пузырьков, частоты их формирования и другие характеристики при тепловом потоке до 226 кВт/м<sup>2</sup>. Исследование основных физических процессов при кипении FC-72 в микроканале проведено в работе [3]. Представленные экспериментальные результаты дают новое физическое представление о природе процессов теплообмена при росте пузырьков и движении по каналу. Хотя к настоящему времени исследования двухфазных течений в круглых трубах выполнены для весьма малых диаметров до 20 мкм, горизонтальные щелевые каналы высотой около 100 мкм остаются не изученными.

Также важной задачей является минимизация перепада давления, так как он определяет мощность, затрачиваемую на прокачку хладагента. Однако в литературе отсутствуют систематические данные по исследованию процесса кипения в щелевых микроканалах.

В работе проведено исследование кипения в щелевых микроканалах с характерным размером (высотой) от 50 до 100 мкм. Ширина микроканала выбрана из соображений размера вычислительного чипа 10 мм. Оптически прозрачный нагревательный элемент (тонкопленочный ITO нагреватель) размером 100 мм<sup>2</sup> напылен на сапфировое окно, прозрачное в инфракрасном диапазоне, для визуализации поля температур на нагревателе ИК методом. В качестве жидкости использована диэлектрическая жидкость FC-72 с температурой кипения 56 °C, что позволяет поддерживать оптимальную для вычислительных микропроцессоров температуру на нагревателе.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Диэлектрическая жидкость FC-72 подается в микроканал при помощи высокоточного шприцевого насоса Cole-Parmer EW-74905-54 (1), поступает в камеру (2), а затем попадает в канал. В микроканале кипение происходит на ITO нагревателе, затем парожидкостная смесь поступает в камеру (3), конденсатор (4), а затем в резервуар для хранения жидкости (5). В камерах на входе и у выхода из микроканала установлены датчики давления BD Sensors (6, 7). Визуализация двухфазного течения производилась при помощи шлирен-метода. Свет от источника (8) проникает в микроканал с газожидкостным потоком через линзу (9), полупрозрачное зеркало (10) и попадает в микроканал через просветленное оптическое стекло (11). Свет, отраженный от границы раздела пар-жидкость, передается через полупрозрачное зеркало (10), линзу (12) и фильтр объектива камеры (13). В результате камера фиксирует изображение в различных оттенках, где каждому оттенку соответствует определённый угол наклона границы раздела жидкостьгаз. Использование данной методики позволит достаточно точно фиксировать структуру двухфазного потока в каналах и четко определить границы между режимами. Для визуализации быстропротекающих процессов использована скоростная камера Phantom 7.0. Для измерения поля температур на поверхности нагревателя экспериментальный стенд оснащен высокоскоростной термографической камерой Titanium HD 570M "FLIR Systems ATS".



Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – высокоточный шприцевой насос; 2 – жидкостная камера; 3 – камера с двухфазным потоком на выходе из канала; 5 – конденсатор; 5 – резервуар с жидкостью; 6, 7 – датчики давления; 8 – точечный источник света; 9, 12 – линзы; 10 – полупрозрачное зеркало; 11 – стекло с просветляющим покрытием; 13 – скоростная камера; 14 – сапфировое окно с напыленным ITO нагревателем; 15 – ИК камера

Проведена серия экспериментов по исследованию кипения и гидродинамики двухфазных течений в широких (шириной 10 мм) микроканалах высотой 50–100 мкм. Исследованы режимы кипения в широком диапазоне расходов жидкости (0.5–10 мл/мин) и широком диапазоне тепловых потоков (0–50 Вт). Конвективный режим теплообмена использовался для валидации экспериментальных данных и численного моделирования. При увеличении теплового потока начинали формироваться пузыри, начинался процесс кипения. На рис. 2 показаны характерные изображения процесса кипения в зависимости от теплового потока. Как правило, при небольших тепловых потоках пузыри формировались возле стенок микроканала. С увеличением теплового потока пузыри начинают формироваться и на центре нагревателя. Когда размер пузырей становится достаточно большим, происходит коалесценция, режим кипения становится вспененным. При дальнейшем увеличении теплового потока газосодержание увеличивается, происходит переход к кольцевому режиму. При кольцевом режиме течения нижняя и верхняя стенки микроканала смочены, по ним движутся пленки жидкости, между которыми движется паровой поток. На пленках наблюдаются характерные волны. При дальнейшем увеличении теплового потока наблюдается частичное осушение нагревателя. Кризис происходит в момент практически полного испарения жидкости.



Рис. 2. Зависимость картины кипения от теплового потока. Тепловой поток увеличивается слева направо

На рис. 3 представлена зависимость теплового потока на нагреватель от температурного напора при различных расходах жидкости. Область с небольшим наклоном при небольших температурных напорах и небольших тепловых потоках соответствует конвективному режиму нагрева. С увеличением температурного напора и теплового потока, начинается процесс кипения, интенсивность теплообмена возрастает. При максимальном температурном напоре и максимальном тепловом потоке наблюдалось испарение тонкой пленки жидкости в кольцевом режиме течения, интенсивность теплообмена также возрастала. При дальнейшем увеличении тепловой нагрузки наблюдалось практически полное испарение рабочей жидкости, режимы были близки к предкризисным, в этом случае эксперименты останавливались, для того чтобы избежать сгорание нагревателя.



Рис 3. Зависимость теплового потока от температурного напора в зоне нагревателя в зависимости от расхода

Таким образом, в настоящей работе проведено комплексное исследование кипения диэлектрической жидкости FC-72 в плоских микроканалах высотой от 50 до 100 мкм и шириной 10 мм. Конструкция установки позволила провести синхронное исследование кипения при помощи скоростного шлирен-метода и ИК визуализации. Исследованы переходы от пузырькового кипения к вспененному и кольцевому режимам в зависимости от теплового потока, а также характерные коэффициенты теплоотдачи и истинное паросодержание для указанных режимов. Исследована динамика роста пузырей в зависимости от величины теплового потока и расхода жидкости для характеризации процессов кипения в микро-канале.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 21-79-10357.

## Обозначения

q – тепловой поток, Вт/см<sup>2</sup>;  $\Delta T$  – температурный напор ( $T_{heater} - T_{liquid}$ ), °С;  $T_{heater}$  – температура нагревателя, определенная по ИК камере, °С;  $T_{liquid}$  – температура жидкости, определенная по термопаре на входе в канал, °С.

## Литература

1. Jaeseon L., Mudawar I. Low-temperature two-phase microchannel cooling for high-heatflux thermal management of defense electronics // Components Packaging Technol. IEEE Trans. 2009. Vol. 32, № 2. P. 453.

2. Tibiriçá C.B., Ribatski G. Flow patterns and bubble de-parture fundamental characteristics during flow boiling in microscale channels, Exp. Therm. Fluid Sci. 2014. Vol. 59. P. 152–165.

3. Bigham S. Moghaddam. Microscale study of mecha-nisms of heat transfer during flow boiling in a microchannel // Int. J. Heat Mass Transf. 2015. Vol. 88. P. 111–121.

УДК 536.248.2:539.23

## МЕТАЛЛИЗАЦИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ КРЕМНИЕВЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ДЛЯ СОЗДАНИЯ МИНИАТЮРНЫХ КОНТУРНЫХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

Л. Ю. Рощин<sup>1</sup>, О. Л. Войтик<sup>1</sup>, К. И. Делендик<sup>1</sup>, Н. В. Коляго<sup>1</sup>, А. В. Бондаренко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск <sup>2</sup>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, г. Минск

**Введение.** Актуальной проблемой, требующей решения при увеличивающейся степени миниатюризации, компактности элементов и их высокой плотности монтажа, становится отвод и рассеивание тепла. Кроме того, тепловая энергия, генерируемая системой микро-электронных компонентов, неоднородна по температуре [1]. Это негативно сказывается на надежности и производительности устройств.

Для термостабилизации успешно применяются тепловые трубы (TT), в частности контурные тепловые трубы (КТТ). КТТ является теплопередающим устройством, работающим по замкнутому испарительно-конденсационному циклу с использованием капиллярного давления для прокачки теплоносителя, в котором капиллярная структура локализована в

зоне испарения, а движение пара и жидкости осуществляется по раздельным трубопроводам [2, 3]. Важно отметить, что КТТ имеет увеличенные площади для испарения и конденсации и гораздо более сложную внутреннюю структуру по сравнению с традиционной микротепловой трубой. Она способна отводить высокие тепловые потоки с очень малыми температурными градиентами. Ввиду этого локальные источники тепла могут быть эффективно распределены. Более того, КТТ имеет малый вес и интегрируется в микроэлементы устройства.

Широко используемыми материалами для изготовления TT выступают металлы с высокой теплопроводностью. Перспективно интегрирование электронных блоков с системами теплопередачи, что позволит термостабилизировать теплонагруженное электронное устройство и избежать критического перегрева отдельных элементов без повышения массогабаритных характеристик. Для таких систем предъявляются дополнительные требования. Материал должен обладать высокой теплопроводностью, поддаваться микрообработке, быть совместимым с технологическим процессом и иметь близкие термомеханические свойства с полупроводниковыми материалами. Чистый кремний, который является одним из основных материалов при производстве интегральных микросхем (ИМС) и микроэлектромеханических (МЭМС) устройств, хорошо подходит по критериям для реализации эффективных теплоотводов [1]. Технологии микрообработки кремния хорошо освоены и масштабируемы, а свойства самого материала управляемы и стабильны. Таким образом, кремний отвечает всем требованиям к базовому материалу для изготовления TT и КТТ [1, 4].

В Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси разработана технология получения медных микроструктурированных поверхностей с контролируемым краевым углом смачивания (КУС,  $\Theta$ ). Неотъемлемым преимуществом технологии является простота оборудования и технологического процесса, возможность обработки поверхностей как большой площади, так и локальных участков, хорошая воспроизводимость результатов, применение групповых способов обработки. Дополнительное оксидирование медной поверхности позволяет достигнуть гидрофильности без увеличения теплового сопротивления [5].

Таким образом, целью данной работы является разработка технологии металлизации кремниевых поверхностей для придания гидрофильности конденсаторопроводу, что позволит не только увеличить теплопередающую способность миниатюрных КТТ, но и совместить теплоотвод с кристаллом процессора.

Разработка технологии гидрофилизации поверхности. В работе исследовалось смачивание полученных поверхностей дистиллированной водой с помощью установки Easy Drop DSA 15х фирмы KRUSS с программным обеспечением DSA1. КУС измерялся методом лежащей капли. Данный метод – наиболее надёжный статический метод для изучения параметров смачивания.

КУС кремниевой пластины КДБ-12 (100) составляет величину порядка 60–65°, т. е. поверхность является гидрофильной. Изменить состояние поверхности на противоположное можно электрохимической полировкой, лазерной абляцией и др. В данной работе изменение КУС на поверхности кремниевой подложки проводилось путём химического осаждения медной плёнки субмикронной размера. На рис.Рис. 1 представлены полученные на растровом электронном микроскопе (РЭМ) Ніtachi 4800 изображения поверхности монокристаллического кремния после химического осаждения меди из раствора.

Химическое осаждение меди на монокристаллический кремний происходит через зарождение островков меди, которые в дальнейшем разрастаются и смыкаются, что соответствует островковому механизму роста плёнок [6]. Существенным недостатком осаждения на чистый монокристаллический кремний является слабая адгезия полученных медных плёнок к поверхности пластины.
Установлено, что эксплуатация при термонагрузках приводит к отслоению наноструктурированной плёнки от монокристаллической кремниевой подложки из-за различия в коэффициентах термического расширения меди и подложки, а также слабой адгезионной прочности металлического покрытия. Для решения данной проблемы произведено анодирование кремния во фторопластовой ячейке, используемой в электрохимических процессах. Это позволило получить на поверхности пластины слой пористого кремния (ПК) [7].



Рис. 1. РЭМ-изображения поверхности монокристаллического кремния, выдержанного в рабочем растворе в течение различных периодов времен: 60 (*a*), 120 ( $\delta$ ), 180 (*b*) мин, и соответствующие им результаты измерения КУС (*c*, *d*, *e*)

Сразу после формирования мезо-ПК производилось химическое осаждение меди на полученный адгезионный слой по разработанной технологии (рис.. 2). Анализ РЭМ-изображений показывает, что характер осаждения медной плёнки на мезо-ПК схож с таковым на монокристаллическом кремнии.

Проведены испытания на термоциклирование. Полученные образцы помещались в климатическую камеру, температура в климатической камере изменялась циклически 5 раз от –20 до 85 °C. Отслоения наноструктурированной плёнки от мезо-ПК не наблюдалось.

Образцы также были испытаны при температуре до 110 °C в течении 4 ч в электропечи SNOL 60/300, позволяющей наблюдать за структурой через смотровое окно. Отслоения наноструктурированной плёнки от мезо-ПК также не наблюдалось.

Для увеличения КУС медных плёнок на подложках из мезо-ПК проведено оксидирование меди. На рис. Рис. 3 представлены фотографии, полученные при измерении КУС оксидированной медной плёнки, осаждённой на поверхность мезо-ПК.

Разработанная технология гидрофилизации кремниевых поверхностей, позволяет за счёт регулируемого химического осаждения нанометровой медной плёнки с последующим оксидированием получить супергидрофильную поверхность с КУС порядка 7°. Простая и экономически целесообразной технология применима при создании конденсаторопроводов в КТТ.

Заключение. В настоящей работе предложен подход для обработки кремниевых поверхностей, который позволяет путем анодирования и химического осаждения наноструктурированной медной плёнки с последующим оксидированием получить супергидрофильную поверхность с КУС порядка 7<sup>°</sup>. Разработанная технология проста в освоении, масштабируема и совместима с имеющимися микроэлектронными производствами. Экономически целесообразная технология в перспективе будет применима при создании эффективных КТТ.



Рис. 2. РЭМ-изображения поверхности мезо-ПК с пористостью порядка 72%, выдержанного в растворе для химического осаждения меди в течение различных периодов времени 60 мин (*a*), 120 (*б*), 180 (*в*); соответствующие им РЭМ-изображения поперечных сколов ПК толщиной 1 мкм (*г*, *д*, *е*) и результаты измерения КУС (*ж*, *з*, *u*)



Рис. 3. КУС  $(7,6 \pm 2,2)$  оксидированной наноструктурированной медной плёнки на поверхности ПК

#### Литература

1. Liu T., Asheghi M., Goodson K. E. Performance and manufacturing of silicon-based vapor chambers // Appl. Mech. Rev. 2021. Vol. 73, № 1. P. 010802.

2. Романенков В. Е., Евтухова Т. Е., Мазюк В. В. и др. Капиллярные структуры контурной тепловой трубы: тенденция развития // Порошковая металлургия: респуб. межведомствен. сб. науч. тр. 2016. Т. 39. С. 62–69.

3. Ivanova M., Lai, A., Gillot, C. et al. Design, fabrication and test of silicon heat pipes with radial microcapillary grooves // Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems – Proceedings of the Intersociety Conference. 2006. P. 545–551.

4. Lv L., Li J. Micro flat heat pipes for microelectronics cooling: review // Recent Patents Mech. Eng. 2013. Vol. 6, № 3. P. 169–184.

5. Voitik O., Delendik K., Kolyago N. et al. Factors influencing the characteristics of wetting of parts of a vapor chamber // J. Eng. Phys. Thermophys. 2020. Vol. 93. P. 1089–1095.

6. Измерение толщины эпитаксиальных слоёв и геометрических параметров полупроводниковых пластин и структур, лекция 9: Методы и оборудование для диагностики ИМС. [Электронный pecypc]. 2022. URL: http://msse.umi.ru.

7. Рощин Л. Ю., Бондаренко А. В. Декорирование кремниевых структур методом химического осаждения меди на пористый кремний // Доклады БГУИР. 2017. Т. 4, № 106. С. 37–42.

УДК 536.25

## МЕХАНИЧЕСКИЙ СПОСОБ СНИЖЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ ХРАНЕНИИ КРИОГЕННОЙ ЖИДКОСТИ

В. И. Ряжских<sup>1</sup>, А. А. Хвостов<sup>1</sup>, Д. А. Коновалов<sup>1</sup>, А. В. Ряжских<sup>1</sup>, А. А. Журавлев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Воронежский государственный технический университет, г. Воронеж, Россия <sup>2</sup>Военно-воздушная академия им. Н. Е. Жуковского и Ю. А. Гагарина, г. Воронеж, Россия

Актуальность. Одной из проблем при хранении криожидкости является её интенсивное испарение, которое усиливается выносом нагретой жидкости от стенок сосуда к поверхности испарения [1]. Снижение потерь при хранении криогенных жидкостей достигается в основном переохлаждением жидкой фазы, осуществляемым либо с помощью другой низкокипящей среды, либо вакуумированием парового пространства, либо повышением давления [1, 2]. Также используются устройства для конденсации паров, вакуумная или вакуумнопорошковая изоляция [1–3]. Перечисленные способы энергозатратны, усложняют конструкцию криогенного резервуара, технологию его изготовления и эксплуатацию.

Одним из подходов к снижению потерь криогенных жидкостей при хранении является организация структуры потоков, связанной с созданием искусственных препятствий для высокоэнтальпийного потока криожидкости в пограничном слое, которая приведет к снижению скорости прогрева свободной поверхности. Интенсивность термоконвективного переноса в стратифицированной криожидкости без привлечения внешних источников энергии можно снизить путем размещения внутри криогенного резервуара механических конструкций, уменьшающих скорость термоконвективного потока. Такие технические решения представлены в ряде работ, посвященных интенсификации или снижению теплообмена в емкостях различного назначения, в том числе и для хранения криогенных жидкостей.

Подходы, основанные на использовании направляющих поток жидкости внутрь аппарата пластин, оребрения стенок и т. д., предполагают их конструктивную целостность со стенкой аппарата, поэтому вследствие теплопередачи сами механические элементы (пластины, ребра и т. д.) выступают в роли теплового моста и соответственно нагревателя. Следовательно, необходимо осуществить максимально возможную изоляцию конструкции от стенок сосуда. Механические перемешивающие устройства требуют введения внешних источников энергии. Кроме того, многими исследователями не учитывается изменение уровня криожидкости вследствие её неизбежного испарения.

Целью данной работы является теоретическое обоснование способа, обеспечивающего компенсацию термоконвекционного потока криожидкости за счет разрушения пограничного слоя, изоляцию элементов устройства от стенок резервуара, а также его адаптацию к изменяющемуся уровню криожидкости в резервуаре.

Анализ проведен на примере частично заполненного горизонтального цилиндрического резервуара (рис. 1). Вычислительный эксперимент проводился для следующих криогенных жидкостей: азот, водород и кислород с теплофизическими характеристиками, представлеными в таблице по данным [4].



Рис. 1 Схема устройства: 1 – стенка криогенного резервуара; 2 – паровое пространство; 3 – регулирующие пружины; 4 – поплавки; 5 – отсекающие поток пластины; 6 – криожидкость; 7 – ролики;  $\Omega_1$  – поверхность испарения;  $\Omega_2$  – боковые и торцевые поверхности резервуара;  $\Omega_3$  – поверхность ограничительных пластин

**Математическая модель.** В крупнотоннажных криогенных резервуарах числа Грасгофа составляют от  $10^{12}$  до  $10^{17}$  [5], что соответствует турбулентному режиму течения. В [6] показано удовлетворительное соответствие результатов моделирования экспериментальному времени бездренажного хранения сжиженного природного газа при использовании *k*– $\varepsilon$  модели турбулентности. Так как в рассматриваемой области нагрева криожидкости до температуры кипения соотношение  $\Delta \rho/\rho \ll 1$  выполняется (см. таблицу), действие массовых сил принято в приближении Буссинеска. Тогда закон сохранения импульса, теплоты, изменения кинетической энергии турбулентности и диссипации в соответствии с принятой *k*– $\varepsilon$  моделью турбулентности, а так же уравнение неразрывности, сформулированы в следующем виде:

$$\rho \frac{\partial \overline{u}}{\partial \tau} + \rho (\overline{u} \cdot \nabla) \overline{u} = \nabla \cdot \left\{ -p + (\mu + \mu_{T}) \left[ \nabla \overline{u} + (\nabla \overline{u})^{T} \right] \right\} + \rho |\overline{g}| \overline{e}_{z};$$

$$\rho C_{p} \frac{\partial t}{\partial \tau} + \rho C_{p} \overline{u} \cdot \nabla t = \nabla \cdot (\lambda \nabla t); \qquad \nabla \cdot (\rho \overline{u}) = 0;$$

$$\rho \frac{\partial k}{\partial \tau} + \rho (\overline{u} \cdot \nabla) k = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_{T}}{\sigma_{k}} \right) \nabla k \right] + P_{k} - \rho \varepsilon; \qquad \mu_{T} = \rho_{s} C_{\mu} \frac{k^{2}}{\varepsilon}; \qquad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} + \rho (\overline{u} \cdot \nabla) \varepsilon = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_{T}}{\sigma_{\varepsilon}} \right) \nabla \varepsilon \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_{k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^{2}}{k};$$

$$\rho = \rho_{0} \left[ 1 - \beta (t - t_{0}) \right],$$

с начальными и граничными условиями

$$t\big|_{\tau=0} = t_0, \quad \overline{u}\big|_{\tau=0} = 0, \quad p(z,0) = p_0 + \left[\rho \left|\overline{g}\right|(1-z)\right]$$
$$\frac{\partial t}{\partial \overline{n}}\Big|_{\Omega_2} = \frac{1}{a}Q, \quad \frac{\partial t}{\partial \overline{n}}\Big|_{\Omega_1} = 0, \quad \overline{u}\,\overline{n}\big|_{\Omega_1} = 0, \quad \overline{u}\big|_{\Omega_2} = 0,$$

где  $\bar{u}$  – вектор скорости,  $\bar{n}$  – вектор нормали к границе расчетной области,  $\tau$  – время, p – давление, t,  $t_0$  – текущая и начальная температуры жидкости,  $\mu$  – динамическая вязкость,  $\mu_T$  – турбулентная динамическая вязкость,  $|\bar{g}|$  – модуль ускорения свободного падения,  $\bar{e}_z$  – орт оси z,  $p_0$  – давление, k – кинетическая энергия турбулентности,  $\varepsilon$  – турбулентная диссипация,  $C_{\mu}$ ,  $C_{\varepsilon 1}$ ,  $C_{\varepsilon 2}$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_{\varepsilon}$  – эмпирические коэффициенты,  $P_k$  – генерация.

Характеристика	N <sub>2</sub>	$H_2$	O <sub>2</sub>
Коэффициент теплового расширения β, К <sup>-1</sup>	0,005589	0,017709	0,003515
Коэффициент теплопроводности, λ, Вт/(м·К)	0,00755	0,1208	0,1793
Плотность, $\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	819,76	70,1298	1244,271
Теплоемкость, $C_p$ , Дж/(кг·К)	2024,938	10020,12	1650,224
Кинематическая вязкость, v, м <sup>2</sup> /с	$2,25676 \cdot 10^{-7}$	$1,7193 \cdot 10^{-7}$	$2,77271 \cdot 10^{-7}$
Тепловой поток, $Q$ , Вт/м <sup>2</sup>	1,4779	1	1,4344
Число Грасгофа, Gr	$5.059 \cdot 10^{17}$	$1.66 \cdot 10^{17}$	$8.61 \cdot 10^{15}$
Δρ/ρ	0.056	0.036	0.00703

Теплофизические характеристики криогенных жидкостей

Система (1) решалась численно методом конечных элементов и позволила оценить динамику поля скоростей, температуры и давления в сечениях криогенного резервуара.

Сравнение расчетных данных динамики среднеобъемной температуры водорода  $\overline{t_v} = \frac{1}{V} \int_{V} t dV$ 

(где *V* – объем криогенной жидкости в резервуаре) с данными эксперимента, представленного в [7], показало, что модель корректно описывает линейный характер роста среднеобъемной температуры криогенной жидкости при наличии постоянного теплового потока на поверхности резервуара (рис. 2).



Рис. 2 Расчетные и экспериментальные данные динамики температуры криогенной жидкости в резервуаре, наполненном водородом (начальная температура 22 К, высота резервуара 0.75 м, диаметр 0.63 м)

Способ. Для снижения стратификации криогенной жидкости и температуры на поверхности испарения предлагается использовать механический ограничитель термоконвективного потока (МОТКП) (рис. 1), замедляющий перенос жидкости к зеркалу испарения. Устройство, расположенное внутри криогенного сосуда, представляет собой пластины 5 с щелевидными отверстиями переменного сечения, находящиеся непосредственно под поверхностью испарения. Фиксация расстояния от поверхности испарения до пластины обеспечивается поплавками 4 (см. рис. 1). Для обеспечения заданного расстояния от торца пластины до боковой стенки резервуара и свободного перемещения вдоль боковой стенки используются ролики 7. Для компенсации изменения линейного размера поверхности испарения вследствие изменения объема криогенной жидкости используются пружины 3.

Для оценки эффективности работы устройства при заданных геометрических параметрах (ширины отсекающих поток пластин, размера щелевидного отверстия, расстояний МОТКП от стенок резервуара и поверхности испарения) проведен вычислительный эксперимент. В расчетную схему добавлены элементы, соответствующие пластинам МОТКП (рис. 1),

а также граничные условия  $\overline{u}\Big|_{\Omega_3} = 0$ ,  $\frac{\partial t}{\partial \overline{n}}\Big|_{\Omega_3} = 0$ .

Динамика полей скоростей и температур численно исследована для азота, кислорода и водорода. При этом использовалась среднеинтегральная температура жидкости на поверхно-

сти *S* испарения  $\overline{t}_{\Omega_1} = \frac{1}{S_{\Omega_1}} \int_{\Omega_1} t dS$ , а в качестве начальных условий по температуре выбирались

значения ниже температуры кипения, при этом отклонение не превышало 10–15%, что соответствует штатным условиям эксплуатации резервуаров для хранения криожидкостей.

Изменение среднеинтегральной температуры на поверхности испарения происходит в два этапа: резкий рост температуры и затем равномерный (практически линейный) нагрев до температуры кипения криожидкости. При этом наличие устройства дало возможность существенно снизить интенсивность нагрева зеркала испарения (рис. 3). Скорость нагрева криожидкости составила для азота около 0,72 К/ч с МОТКП (2,16 К без МОТКП), для водорода 1,8 К/ч с МОТКП (6,48 К/ч без МОТКП), для кислорода 12,1 К/ч с МОТКП (24,04 К/ч без МОТКП). Прогноз времени нагрева на 5 К составил для азота 6,94 ч с МОТКП, 2,31 ч без МОТКП (выигрыш во времени 4,6 ч), для водорода 2,8 ч с МОТКП, 0,77 ч без МОТКП (выигрыш во времени 2 ч), для кислорода 0,41 ч с МОТКП, 0,21 ч без МОТКП (выигрыш во времени 0,2 ч).



Рис. З Динамика среднеинтегральной температуры на поверхности испарения азота (зеленым цветом без МОТКП, синим – с МОТКП)

Предложенный способ ограничивает конвективный поток криожидкости к поверхности испарения и позволяет снизить её потери. Разработанная математическая модель может быть использована для генерации исходных данных при проектировании криогенных резервуаров и расчета оптимальных параметров устройств, задаваясь конкретной геометрией криогенного резервуара и теплофизическими свойствами криожидкости.

## Литература

1. Филин Н. В., Буланов А. Б. Жидкостные криогенные системы. Л.: Машиностроение, 1985. – 247 с.

2. Солдатов Е. С., Архаров И. А. Анализ схемных решений в системах реконденсации паров сжиженного природного газа для транспортных и стационарных резервуаров долговременного хранения // Изв. ТулГУ. Технические науки. 2019. Вып. 2. С. 263–276.

3. Hepsiba Seeli, Sri Harsha Dorapudi, Pasala Venkata Satish, Samanthula Naveen Kmar. Designing and analysis of cryogenic storage vessels // Int. J.of Scientific & Engineering Research. 2016. Vol. 7, Iss. 7. P. 65–76.

4. Ряжских В. И., Слюсарев М. И., Зайцев В. А. Прогнозирование времени бездренажного хранения криогенных жидкостей // Вестник ТГТУ. 2006. Т. 12. № 1А. С. 70–75.

5. Слюсарев М. И. Математическое моделирование гидротермической структуры свободноконвективного переноса криогенных жидкостей в наземных стационарных хранилищах: дис. ... д-ра техн. наук. Воронеж, 2011.

6. Солдатов Е. С. Вычислительный алгоритм прогнозирования времени бездренажного хранения криопродуктов в стационарных и транспортных сосудах // Науч. ведомости Белгородского гос. ун-та. Серия: Экономика. Информатика. Т. 46 (3). С. 485–495.

7. Харин В. М., Ряжских В. И., Завадских Р. М. Осаждение криогенных взвесей в резервуарах // Теоретические основы химической технологии. 1991. Т. 25, № 5. С. 659–669.

#### УДК 532.529:536.24: 532.527

## ИЗУЧЕНИЕ ВИХРЕВОГО ТЕЧЕНИЯ КОНДЕНСИРУЮЩЕГОСЯ ПАРА В КОРОТКИХ ЛИНЕЙНЫХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБАХ

#### А.В.Серяков

## ООО «РУДЕТРАНССЕРВИС», г. Великий Новгород, Россия seryakovav@yandex.ru

Представлены результаты компьютерных исследований вихреобразования и изменения направления вращения вихрей внутри коротких линейных тепловых труб (ТТ) с выполненным в виде сопла Лаваля паровым каналом. Впервые установлено, что паровой тороидальный вихрь, возникающий в результате взаимодействия потока влажного пара с нормально ориентированной плоской верхней крышкой ТТ, может изменять направление своего вращательного движения. При малых тепловых нагрузках (небольшой температурный напор) на испаритель направление вращения парового вихря за счет эффекта Коанда и прилипания движущихся струй пара к стенкам канала – от периферии к продольной оси. При этом радиальное течение пленки конденсата по верхней крышке ТТ к расположенной на стенках канала капиллярно-пористой вставке и направление движения прилегающих слоев парового вихря оказываются встречными. Паровой вихрь замедляет течение пленки конденсата по верхней крышке ТТ и тем самым увеличивает ее эффективную толщину. При увеличении тепловой нагрузки направление вращения парового вихря меняется на противоположное, от продольной оси к периферии, и направления вращения прилегающих слоев пара и течения пленки становятся спутными, что приводит к резкому уменьшению эффективной толщины пленки. Экспериментальные результаты измерений толщины пленки жидкого конденсата, полученные с помощью емкостных датчиков, также показывают резкое уменьшение ее толщины при увеличении температурного напора, что может быть косвенным подтверждением изменения направления вращения парового вихря.

Рассматривается турбулентный дозвуковой поток однокомпонентного двухфазного влажного пара диэтилового эфира в паровом канале TT в виде сопла Лаваля при вертикальной ориентации. Структура вихревого образования на внутренней поверхности верхней крышки TT и большая площадь контактирования пара с движущейся в радиальном направлении за счет капиллярного всасывания в пористую вставку пленкой конденсата диэтилового эфира оказывают определяющее влияние на теплообмен в этой области взаимодействия струй пара с плоской торцевой крышкой (плоской стенкой). Число Нуссельта Nu<sub>TT</sub> на внешней поверхности верхней крышки TT имеет характерный максимум в точке торможения потока пара (r = 0) внутри TT в зоне I [1], а наименьшее значение Nu<sub>TT</sub> наблюдается при реверсировании потока в зоне III. Обоснованием изменения характеристик теплообмена в точке взаимодействия струй пара (r = 0) с плоской поверхностью верхней крышки внутри TT является возникновение крупномасштабных вихревых структур [1].

Схема соударения паровых струй с плоской поверхностью верхней крышки TT показана на рис. 1. Численный анализ течения пара в зоне конденсации, выполненного в виде сопла Лаваля парового канала с перпендикулярной к продольной оси верхней крышкой, демонстрирует, что образующаяся вихревая структура имеет пространственный характер, сечение вихря некруглое за счет трения о подстилающую поверхность движущейся в радиальном направлении пленки конденсата диэтилового эфира,  $c_f = 10^{-2} - 10^{-1}$ . Результаты вычислений скорости течения пара в области конденсации коротких TT, полученные с помощью программы CFD design 10.0, представлены на рис. 2 и 3.



Рис. 1. Схема натекания струй пара на плоскую поверхность верхней крышки TT, образования пленки диэтилового эфира и движения пленки за счет капиллярных (всасывающих) сил в капиллярно-пористую вставку 4: І – область свободного движения натекающих струй пара, II – область образования пленки конденсата, установки емкостных датчиков и измерения толщины и температуры пленки в этой области напряжения сдвига становятся доминирующими над нормальными напряжениями,  $\tau_s > \tau_n$ , III – область обратного (встречного) вихревого потока

Уравнения Навье-Стокса, описывающие вихревой поток пара, записывают обычным образом:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \mathbf{t}} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \mathbf{y}} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{z}} = 0.$$
(1)

Уравнение (1) дополняется уравнением состояния идеального газа:

$$P_{\rm vp} = (\gamma - 1)\rho_{\rm vp}^{\rm mix} \left[ e - \frac{(u^2 + v^2 + w^2)}{2} \right].$$
(2)



Рис. 2. Возникновение парового тороидального вихревого кольца вблизи поверхности конденсации в выполненном в виде сопла Лаваля паровом канале TT при низком температурном напоре на испаритель относительно температуры кипения диэтилового эфира при атмосферном давлении,  $\delta T = T_{\rm ev} - T_{\rm B} = 10$  К. Движущиеся струи пара из-за эффекта Коанда прилипают к стенкам TT и вследствие этого направление вращения вихревого кольца формируется от периферии к центру парового канала. При этом толщина пленки конденсата под вихревым кольцом увеличивается, и ее течение затормаживается из-за поверхностного трения



Рис. 3. Возникновение тороидального вихревого кольца вблизи поверхности конденсации внутри выполненного в виде сопла Лаваля паровом канале TT при увеличенном температурном напоре в испаритель,  $\delta T = T_{\rm ev} - T_{\rm B} = 20$  К. При этом направление закрутки вихревого кольца становится от центра к периферии канала

Вектор консервативных переменных U и векторы потоков F, G, H имеют следующий вид:

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho_{vp}^{mix} \\ \rho_{vp}^{mix} u \\ \rho_{vp}^{mix} v \\ w \rho_{vp}^{mix} \\ w \rho_{vp}^{mix} e \end{pmatrix}; \ \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho_{vp}^{mix} u \\ \rho_{vp}^{mix} u + p - \tau_{zz} \\ \rho_{vp}^{mix} u v - \tau_{zx} \\ \rho_{vp}^{mix} u w - \tau_{zy} \\ (\rho_{vp}^{mix} e + p) u - u \tau_{zz} - v \tau_{zx} - w \tau_{zy} + q_z \end{pmatrix},$$
(3)

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho_{vp}^{mix} v \\ \rho_{vp}^{mix} v u - \tau_{xz} \\ \rho_{vp}^{mix} v v + p - \tau_{xx} \\ \rho_{vp}^{mix} v w - \tau_{xy} \\ (\rho_{vp}^{mix} e + p) v - u \tau_{xz} - v \tau_{xx} - w \tau_{xy} + q_x \end{pmatrix};$$

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \rho_{vp}^{mix} w \\ \rho_{vp}^{mix} w u - \tau_{yz} \\ \rho_{vp}^{mix} w v - \tau_{yx} \\ \rho_{vp}^{mix} w v + p - \tau_{yy} \\ (\rho_{vp}^{mix} e + p) w - u \tau_{yz} - v \tau_{yx} - w \tau_{yy} + q_y \end{pmatrix}.$$

$$(4)$$

При увеличении температурного напора направление вращения парового вихря меняется на противоположное [2–4], от продольной оси к периферии парового канала, и направления вращения прилегающих слоев пара и течения пленки жидкого конденсата становятся одинаковыми, что приводит к уменьшению эффективной толщины пленки. Проведенные с помощью емкостных датчиков измерения толщины пленки конденсата диэтилового эфира в зависимости от температурного напора на испаритель  $\delta T = T_{\rm ev} - T_{\rm B}$  приведены на рис. 4 [5, 6].



Рис. 4. Экспериментальные значения толщины пленки жидкого конденсата под поверхностью вихря (в полулогарифмической шкале), полученные с помощью емкостных датчиков, показывают резкое уменьшение толщины при увеличении температурного напора,  $\delta T_{\rm ev} = T_{\rm ev} - T_{\rm B} = 0-20$  K, что может быть косвенным подтверждением изменения направления вращения парового вихря в паровом канале коротких TT

#### Обозначения

e – полная энергия на единицу массы влажного пара, кДж/кг; u – средняя скорость паровой фазы в координатном направлении z в канале TT, м/с; v – компонента скорости потока пара в координатном направлении x в канале TT, м/с; w – компонента скорости потока пара в координатном направлении y в канале TT, м/с;  $\rho_{vp}^{mix}$  – плотность влажного пара внутри парового канала, кг/м<sup>3</sup>;  $\tau_{ij}$  – компоненты напряжения сдвига на наружной поверхности пленки диэтилового эфира под паровым вихревым кольцом, Па;  $P_{vp}$  – давление влажного пара внутри парови парового канала TT, Па.

## Литература

1. Chung Y. M., Luo K. H., Sandham N. D. Numerical study of momentum and heat transfer in unsteady impinging jets // Int. J. Heat Fluid Flow 2002. Vol. 23, No. 5. P. 592–600.

2. Seryakov A. V. Intensification of heat transfer processes in the low temperature short heat pipes with Laval nozzle formed vapour channel // Am. J. Modern Physics 2018. Vol. 7, No. 1. P. 48-61.

3. Seryakov A. V. Numerical modeling of the vapour vortex formation in the short heat pipes // J. of High Energy Physics, Gravitation and Cosmology 2019. Vol. 5. P. 218–234.

4. Seryakov A. V. Computer modeling of the vapour vortex orientation changes in the short low temperature heat pipes // Int. J. Heat Mass Transfer. 2019. Vol. 140. P. 243–259.

5. Seryakov A. V. The application of capacitance transducer for measuring local thickness of condensate film in low-temperature range heat pipes // Int. J. Heat Mass Transfer Theory and Application. 2016. Vol. 4, No. 1. P. 1–13.

6. Seryakov A. V. The study of condensation processes in the low-temperature short heat pipes with a nozzle-shaped vapour channel // Engineering. 2017. Vol. 9. P. 190–240.

УДК 681.3:536.24.08

## ИССЛЕДОВАНИЕ КОРОТКИХ ЛИНЕЙНЫХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ ПУТЕМ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

#### А. В. Серяков, Анд. П. Алексеев

#### ООО «РУДЕТРАНССЕРВИС», г. Великий Новгород, Россия seryakovav@yandex.ru

Представлены результаты исследований путем решения обратной задачи теплопроводности теплофизических характеристик (теплоемкости) испарителя  $C_{ev}$  коротких линейных тепловых труб (TT) с паровым каналом, подобным соплу Лаваля, и предназначенных для охлаждения космических аппаратов и спутников со строгим регулированием взлетной массы.

Математическая постановка коэффициентной обратной задачи теплопроводности в одномерной системе координат дополняется результатами измерений температуры  $T_{TT}(\bar{z}_i)_{surf}$ 

находящейся в адиабатических условиях поверхности TT вдоль образующей во всем диапазоне температурных нагрузок, теплового сопротивления  $R_{TT}$ , тепловой мощности испарителя  $Q_{ev}$  и передаваемой в вихревой проточный калориметр тепловой мощности конденсации  $Q_{cond}$  при монотонном и близком к линейному во времени нагреве испарителя. При большом температурном напоре и начале кипения жидкого рабочего тела измеряемая температура внешней поверхности капиллярно-пористого испарителя близка к постоянной, и, проводя решение коэффициентной обратной задачи теплопроводности с экспериментальными значениями температуры испарителя, удается получить численную оценку экстремальной тепло-емкости работающего испарителя TT и удельную теплоту испарения кипящего рабочего тела и сравнить ее с табличными значениями.

Вопросы повышения эффективности и увеличения коэффициента теплопередачи коротких низкотемпературных TT, предназначенных для охлаждения теплонапряженных конструкций космических аппаратов и спутников с жесткой регламентацией взлетной массы, представляет собой большой практический интерес. Применение коротких линейных TT оправдано в случае конструктивной невозможности размещения контурных TT, а также с целью повышения долговременной надежности систем охлаждения, в которых отсутствуют распределенные подводящие и отводящие линии контурных TT [5].

Постановка и решение коэффициентной обратной задачи теплопроводности для исследования работы коротких TT с паровым каналом, подобным соплу Лаваля, и большим количеством диэтилового эфира в капиллярно-пористой вставке и испарителе позволяет провести анализ экстремальной особенности теплоемкости испарителя TT при линейном во времени медленном росте температуры и начале кипения эфира в испарителе.

Нами разработан и реализован в системе FORTRAN для ПК простой алгоритм численного решения одномерной обратной задачи теплопроводности для расчета теплоемкости испарителя малой мощности с кипящим диэтиловым эфиром. В этом случае определяющим и контролируемым параметром является температура внешней поверхности капиллярнопористого испарителя TT, которая близка к постоянному значению. При продолжении нагрева уровень кипящего диэтилового эфира в испарителе TT медленно снижается, и температура внешней поверхности также медленно снижается. И это позволяет нам рассчитать экстремальное поведение теплоемкости испарителя TT и оценить удельную теплоту кипения рабочей жидкости в нем. Для исследования теплоемкости испарителя были применены разработанные ранее короткие TT с выполненным в виде сопла, близкого к соплу Лаваля, паровым каналом, описание которых неоднократно приводилось ранее [6, 7].

Распределение одномерного осесимметричного температурного поля  $t(\bar{z}, \tau)$  вдоль безразмерной продольной координатной оси  $\bar{z} = z / L_{TT} = 0 - 1$  короткой TT длиной  $L_{TT} = 100$  мм и диаметром 20 мм с толщиной испарителя  $L_{ev} = 0.035L_{TT}$  применяют для решения параболического уравнения теплопроводности без внутренних источников, которое с применением стандартной системы обозначений выглядит обычным образом [1–4]:

(-

$$\frac{1}{\overline{z}}\frac{\partial}{\partial \overline{z}}\frac{1}{R_{ev}(t)}\frac{\partial t(z,\tau_k)}{\partial \overline{z}} = C_{ev}(t)\dot{t}(\overline{z},\tau_k); \qquad \overline{z} = \frac{z}{L_{TT}} \le 0.035.$$
(1)

Начальные условия в виде экспериментальных значений температуры T для решения уравнения (1) с учетом всех составляющих теплового сопротивления  $R_c$ ,  $R_w$ ,  $R_a$  [8], включая контактное сопротивление и ненулевую теплоемкость резистивного нагревателя  $C_{H2}$ , записывают следующим образом:

$$t(0,\tau) \equiv t_{ev} = T_{ev}(\tau) - (R_c - R_w)Q_{ev}(\tau), \quad t(L_{TT},\tau) \equiv t_{cond} = T_{cond}(\tau) - (R_c - R_w)Q_{cond}(\tau);$$
(2)

$$t(0,0) = t_0, \quad t(0,\tau_k) = t_0 + \tau_k \cdot 3 \cdot 10^{-3} \,\text{K/c}, \quad q_{ev} = \lambda_{HP} \left(\frac{\partial t}{\partial \overline{z}}\right)_{\overline{z}=0} = E_{H2} - C_{H2} \dot{T}_{ev}, \quad \dot{t}(\overline{z},\tau_k) = \frac{q_{ev}}{C_{TT}}.$$
 (3)

На рис. 1 показан измерительный вакуумный адиабатический калориметр, на рис. 2 и 3 – полученные с его помощью измерения температуры поверхности TT внутри вакуумной адиабатической оболочки при близком к линейному нагреву со скоростью  $3 \cdot 10^{-3}$  K/c.

В начальный момент времени  $\tau_k$  и при начальном значении температуры  $t_k$  учитываем, что теплоемкость испарителя ТТ  $C_{evk}(\delta t = t_{ev} - t_B)$  относительно температуры кипения диэтилового эфира при атмосферном давлении известна (например равна нулю) и при дальнейшем нагреве может быть представлена в виде полинома десятой степени с переменной  $\delta(t)$ :

$$C_{evk}(t) = \Phi(\xi) \sum_{i=1}^{n_c} C_{evki}(\delta t)^{i-1}, \qquad n_c \le 10.$$
(4)



Рис. 1. Схема проведения измерений теплового сопротивления, изучения теплопроводности коротких ТТ в вакуумном адиабатическом калориметре: 1 – вихревой проточный калориметр; 2 – фланец крепления TT; 3 – стеклянная крышка; 4 – крепление крышки; 5 – опорная TT; 6 – плоский резистивный нагреватель; 7 – сливной штуцер калориметра; 8 – входной штуцер-завихритель калориметра; 9 – герметичный ввод измерительных проводов; 10 – емкостные датчики для измерения толщины пленки жидкого конденсата; 11 – измерительный и эталонный генераторы, расположенные на верхних торцевых крышках TT; 12 – внешний цифровой генератор; 13 – усилитель мощности; 14 – цифровой осциллограф; 15 – компьютер; 16 – управляемый переключатель; 17 – цифровой вольтметр; 18 – сосуд постоянного напора воды; 19 – генератор пузырьков воздуха; 20 – расходомер; 21 – сосуд Дьюара; 22 – вакуумная камера; 23 – адиабатическая оболочка; 24 – охранные нагреватели; 25 – дифференциальные термопары измерения поверхностной температуры TT; 26 – дифференциальные термопары адиабатической системы TT



Рис. 2 Экспериментальные значения температуры поверхности TT вдоль образующей и расчетные значения температуры пара диэтилового эфира [5, 6] внутри парового канала, подобного соплу Лаваля: 1 – экспериментальные значения температуры поверхности TT  $T_{swr}$  с паровым каналом, выполненным в форме сопла Лаваля, K; 2 – расчетные значения температуры T, K, в сформированном паровом канале TT. В нижней части показана половина поперечного сечения парового канала вдоль продольной оси

Мы анализируем случай, когда тепловое сопротивление  $R_{TT}$  всей ТТ как целого известно, имеет положительное значение и необходимо рассчитать теплоемкость капиллярнопористого испарителя высотой 3.5 мм, насыщенного диэтиловым эфиром.





Интегрируем уравнение (1) по оси  $\overline{z}$  и, принимая во внимание основные экспериментальные граничные условия (2), (3), получаем нелинейное интегральное уравнение для расчета теплоемкости испарителя в момент времени  $\tau_k$  при тепловом потоке в испарителе  $q_{ev}$ :

$$\int_{0.035}^{0.035} \overline{z} C_{evk}(t) \dot{t}(\overline{z}, \tau_k) d\overline{z} = 0.035 q_{ev}(\overline{z}, \tau_k)$$
(5)

Для решения таких интегральных уравнений используется метод конечных разностей [2]. Решение функционального уравнения (2) итерационным методом производится переходом к вариационной формулировке этой задачи. Мы определяем целевой функционал как расхождение, соответствующее разнице между левой и правой частями уравнения (5), и расчет для каждого временного интервала  $\Delta \tau_k$  выглядит как задача минимизации функционала расхождения

$$\sum_{k} \delta C_{evk}(t) = \frac{1}{2} \sum_{k} \int_{\tau_{k}}^{\tau_{k+1}} \left[ \int_{0}^{0.035} \bar{z} C_{evk}(t) \dot{t}(\bar{z}, \tau_{k}) d\bar{z} - 0.035 q_{ev}(\tau_{k}) \right]^{2} d\tau = \inf C_{evk}^{i} \cdot$$
(6)



Рис. 4. Расчетное значение теплоемкости испарителя ТТ  $\delta C_{ev}/C_{ev0}$ 

Результаты расчета теплоемкости испарителя TT  $\delta C_{ev}/C_{ev0}$  приведены на рис. 4 [8]: Cev - теплоемкость насыщенного диэтиловым эфиром испарителя (Дж/К); C<sub>еv0</sub> – теплоемкость испарителя опорной ТТ, заполненного осушенным воздухом (Дж/К) (1 - значения относительной теплоемкости нижнего фрагмента короткой TT (фрагмента испарителя) с выполненным в виде сопла Лаваля паровым каналом, полученные путем решения обратной задачи теплопроводности с шагом по температуре 0.5 К  $\delta t = T_{ev} - T_{B}$ , при начинающемся процессе кипения диэтилового эфира; 2 – полином десятой степени для сглаживания полученных точек теплоемкости испарителя). Погрешность расчета 2-3%.

## Литература

1. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. – 488 с.

2. Тихонов А. И., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977. – 736 с.

3. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа 1967. - 600 с.

4. Платунов Е. С. Теплофизические измерения в монотонном режиме. Л.: Энергия, 1973. – 144 с.

5. Seryakov A. V. Intensification of heat transfer processes in the low temperature short heat pipes with Laval nozzle formed vapour channel // Am. J. Modern Physics. 2018. Vol. 7, No. 1. P. 48-61.

6. Seryakov A. V. Numerical modeling of the vapour vortex // J. of the High Energy Physics, Gravitation. 2019. No. P. 218–234.

7. Seryakov A. V. Computer modeling of the vapour vortex orientation changes in the short low temperature heat pipes // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 140. P. 243–259.

8. Seryakov A. V., Alekseev A. P. A study of the short heat pipes by the monotonic heating method // J. of Physics: Conference Series. 2020. Vol. 1683. P. 022051.

# **МОДЕЛИРОВАНИЕ И УПРАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССАМИ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА**

УДК 536.24 621.03

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПЛЕКСА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГРАДИЕНТНЫХ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

#### О. М. Алифанов, С. А. Будник, А. В. Ненарокомов, А. В. Нетелев

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Градиентные материалы являются сравнительно новым типом конструкционных материалов. Особенностью таких материалов является зависимость их физических, тепловых, химических и электромагнитных характеристик от координаты по толщине материала. Одной из областей применения таких материалов является проектирование теплозащитных покрытий и теплонагруженных элементов конструкции гиперзвуковых летательных аппаратов. Тогда, как и в других случаях с задачами проектирования, важно выбрать адекватную модель, описывающую тепловые процессы в таком материале и иметь достоверные значения теплофизических характеристик, определяемых коэффициентами выбранной математической модели. В настоящее время существует множество методов, позволяющих определить теплофизические характеристики классических однородных материалов [1, 3]. В большинстве случаев теплофизические характеристики классических материалов зависят от температуры и темпа нагрева. В случае с градиентными материалами характеристики являются функциями температуры, темпа нагрева и координаты. Следовательно, существующие методы идентификации коэффициентов математической модели требуют модернизации [3].

В качестве первого этапа исследования был разработан алгоритм идентификации коэффициентов математической модели теплопереноса в случае, когда теплофизические свойства материала (теплопроводность и теплоемкость) являются функциями координаты. Одномерная модель теплопереноса в таком материале будет иметь следующий вид:

$$C(x)\frac{\partial T(x,\tau)}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda(x)\frac{\partial T(x,\tau)}{\partial x}\right), \quad x \in (0,L), \quad \tau \in (0,\tau_{\max}], \tag{1}$$

$$a_{1}\lambda(0)\frac{\partial T(x,\tau)}{\partial x} + b_{1}T(x,\tau) = q_{1}(\tau), \quad x = 0, \quad \tau \in (0,\tau_{\max}], \quad (2)$$

$$a_{2}\lambda(L)\frac{\partial T(x,\tau)}{\partial x} + b_{2}T(x,\tau) = q_{2}(\tau), \quad x = L, \quad \tau \in (0,\tau_{\max}], \quad (3)$$

$$T(x,0) = T_0(x), \ x \in (0,L).$$
 (4)

Определение коэффициентов данной математической модели является обратной задачей теплопереноса [2]. Особенности решения обратных задач теплопереноса хорошо описа-

ны в литературе [1, 3, 4]. Среди множества существующих методов решения обратных задач наиболее универсальным, в плане построения вычислительного алгоритма, является метод итерационной регуляризации. Данный метод нашел широкое применение при решении задач диагностики и идентификации тепловых процессов, обратных задач акустики и магнитодинамики [5]. В настоящее время аналитически доказана единственность решения для задачи идентификации для одного коэффициента модели [3]. Тем не менее, практика использования метода итерационной регуляризации показала, что метод дает хорошие результаты для восстановления даже четырех коэффициентов математической модели [6].

В методе итерационной регуляризации для решения поставленной задачи используется дополнительная информация о температуре в некоторых внутренних точках [3]. Источником такой информации могут служить установленные в материале термодатчики. В соответствии с алгоритмом итерационной регуляризации в этих точках вводятся фиктивные границы тепловых слоев с идеальными условиями теплового контакта:

$$\frac{\partial T(d_m - 0, \tau)}{\partial x} = \frac{\partial T(d_m + 0, \tau)}{\partial x}, m = \overline{1, M - 1},$$
(5)

$$T(d_m - 0, \tau) = T(d_m + 0, \tau), \quad m = \overline{1, M - 1}.$$
(6)

На основе этих данных строится целевой функционал невязки, характеризующий разницу расчетных и измеренных температур:

$$J(c,\lambda) = \sum_{m=1}^{M-1} \int_{0}^{\tau_{\max}} \chi_m(\tau) \Big[ T(d_m,\tau) - f_m(\tau) \Big]^2 d\tau.$$
<sup>(7)</sup>

Минимизация функционала (7) осуществляется градиентными методами первого порядка:

$$C_{k}^{s+1} = C_{k}^{s} - \gamma_{s} G(J_{C}^{'(s)}), \quad s = 0, 1, ..., s^{*}, k = 1, N_{1},$$
$$\lambda_{k}^{s+1} = \lambda_{k}^{s} - \gamma_{s} G(J_{\lambda}^{'(s)}), \quad s = 0, 1, ..., s^{*}, k = 1, N_{2}.$$

При реализации градиентных методов оптимизации необходимо предварительно определить градиент минимизируемого функционала  $J'(C,\lambda)$  [4].

В соответствии алгоритмом, реализованным в методе итерационной регуляризации, искомые характеристики представляются в параметрическом виде:

$$C(x) = \sum_{k=1}^{N_1} C_k \varphi_{1,k}(x), \quad \lambda(x) = \sum_{k=1}^{N_2} \lambda_k \varphi_{2,k}(x).$$

Градиенты функционала невязки для каждой из определяемых характеристик рассчитываются как

$$J_{C_m^k}' = -\sum_{m=1}^M \int_0^{\tau_{\max}} \int_{d_{m-1}}^{d_m} \psi_m(x,\tau) \frac{\partial T}{\partial \tau} dx d\tau,$$

$$J_{\lambda_{k}}^{\prime} = \sum_{m=1}^{M} \int_{0}^{\tau_{\max}} \int_{d_{m-1}}^{d_{m}} \Psi_{m}(x,\tau) \left( \varphi_{2,k} \frac{\partial^{2}T}{\partial x^{2}} + \frac{\partial \varphi_{2,k}}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} \right) dx d\tau + \int_{0}^{\tau_{\max}} a_{1} \varphi_{2,k} \frac{\partial T}{\partial x} d\tau + \int_{0}^{\tau_{\max}} a_{2} \varphi_{2,k} \frac{\partial T}{\partial x} d\tau d\tau$$

При этом сопряженный множитель Лагранжа  $\Psi_m(x, \tau)$  находится из решения сопряженной задачи:

$$\frac{d\psi_m}{d\tau}C_m = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_m\frac{\partial\psi_m}{\partial x}\right), \qquad \frac{d\psi_1}{dx}\lambda_1 + \frac{\psi_1}{a_1}b_1 = 0, \quad \psi_m = \psi_{m+1},$$

$$2\left[T\left(d_m, \tau\right) - f_m\left(\tau\right)\right] = \left(\frac{d\psi_m}{dx} - \frac{d\psi_{m+1}}{dx}\right)\lambda_m, \quad \frac{d\psi_L}{dx}\lambda_L + \frac{\psi_L}{a_2}b_2 = 0, \quad \psi_m\left(0, x\right) = 0.$$

Для вычисления глубины спуска используется формула

$$\gamma_{s} = -\sum_{m=1}^{M} \int_{0}^{\tau_{\max}} \chi_{m}(\tau) \Big[ T(d_{m}, \tau) - f_{m}(\tau) \Big] * \frac{\Delta T(d_{m}, \tau, G(J'^{(s)})) d\tau}{\sum_{m=1}^{M} \int_{0}^{\tau_{\max}} \chi_{m}(\tau) \Big[ \Delta T(d_{m}, \tau, G(J'^{(s)})) \Big]^{2} d\tau},$$

где приращение температуры  $\Delta T(d_m, \tau, G(J'^{(s)}))$  определяется из решения задачи

$$\begin{split} C_{m} \frac{\partial \Delta T}{\partial \tau} &= \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda_{m} \frac{\partial \Delta T}{\partial x} \right) + \sum_{i=1}^{2} R_{i}, \, x \in (0, L), \, \tau \in (0, \tau_{\max}], \\ R_{1} &= -\frac{\partial T}{\partial \tau} \sum_{i=1}^{N_{1}} G \left( J_{C_{m}^{k}}^{\prime} \right) \varphi_{1,k} \left( x \right), , \, R_{2} &= \sum_{i=1}^{N_{2}} G \left( J_{\lambda_{m}^{k}}^{\prime} \right) \varphi_{2,k} \left( x \right) \frac{\partial^{2} T}{\partial x^{2}} + \sum_{i=1}^{N_{2}} G \left( J_{\lambda_{m}^{k}}^{\prime} \right) \frac{\partial \varphi_{2,k} \left( x \right)}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x}, \\ \Delta T (0, x) &= 0, \, x \in (0, L), \\ -a_{1} \left( \lambda_{1} \frac{\partial \Delta T}{\partial x} + \sum_{i=1}^{N_{2}} G \left( J_{\lambda_{m}^{k}}^{\prime} \right) \kappa_{2,k} \left( 0 \right) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + b_{1} \Delta T = 0, \, \tau \in (0, \tau_{\max}], \\ \frac{\partial \Delta T \left( d_{m} - 0, \tau \right)}{\partial x} &= \frac{\partial \Delta T \left( d_{m} + 0, \tau \right)}{\partial x}, \, \tau \in (0, \tau_{\max}], \\ \Delta T \left( d_{m} - 0, \tau \right) &= \Delta T \left( d_{m} + 0, \tau \right), \, \tau \in (0, \tau_{\max}], \\ -a_{2} \left( \lambda_{L} \frac{\partial \Delta T}{\partial x} + \sum_{i=1}^{N_{2}} G \left( J_{\lambda_{m}^{k}}^{\prime} \right) \varphi_{2,k} \left( L \right) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + b_{2} \Delta T = 0, \, \tau \in (0, \tau_{\max}]. \end{split}$$

Апробацию разработанного алгоритма планируется провести на модельных и экспериментальных данных. При экспериментальной отработке планируется использовать промышленно выпускаемый высокотемпературный эластичный волокнистый теплоизоляционный материал «Cerablanket». Данный материал производится с плотностями 64, 96, 128 и 160 кг/м<sup>3</sup>. Экспериментальный образец представляет собой набор из 4 брусков с различными плотностями. Такая схема позволит сымитировать распределение теплофизических характеристик по одной из координат. Эксперимент планируется провести на тепловакуумном стенде ТВС-ОЗТ по симметричной схеме нагрева двух образцов. Так же предварительно были определены теплофизические характеристики образцов материала «Cerablanket» с различной плотностью. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства высшего образования и науки Российской Федерации в рамках проекта по базовой части государственного задания (проект FSFF-2020-0016).

## Обозначения

#### Литература

1. Мишин В. П., Алифанов О. М. Обратные задачи теплообмена-области применения при проектировании и испытаниях технических объектов // ИФЖ. 1982. Т. 42, № 2. С. 181–192.

2. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986. - 288 с.

3. Алифанов О. М., Артюхин Е. А., Румянцев С. В. Экстремальные методы решения некорректных задач и их приложения к обратным задачам теплообмена. М.: Наука, 1988. – 288 с.

4. Алифанов О. М., Румянцев С. В. О выводе формул для градиента невязки при итерационном решении обратных задач теплопроводности. II. Определение градиента через сопряженную переменную // ИФЖ. 1987. Т. 52, № 4. С. 668–675.

5. Alifanov O. M., Nenarokomov Aleksey V., Nenarokomov Kirill A., Terentieva Anna V., Titov Dmitry M., Finchenko Valery S. Experimental-computational system for non-contact diagnostics of elastic materials // ICIPE 2014. 8th Int. Conference on Inverse Problems in Engineering. Book of Abstracts. Cracow, Poland, 2014.

6. Alifanov O. M., Budnik S. A., Nenarokomov A. V., Netelev A. V., Titov D. M. Destructive materials thermal characteristics determination with application for spacecraft structures testing // Acta Astronautica. 2013. Vol. 85. P. 113–119.

### УДК 621.785

## ИДЕНТИФИКАЦИИ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ТЕПЛООБМЕНА В ВТСП КАТУШКАХ

## О. М. Алифанов, А. Г. Викулов, С. А. Будник, А. В. Ненарокомов, А. В. Моржухина

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Целью данного направления исследований является построение математической модели теплопереноса в высокотемпературных сверхпроводниковых катушках, которые используются в составе конструкции статора электрогенератора, а в дальнейшем – математической модели теплопереноса в самом статоре.

При этом надо решить следующие задачи:

1. Постановка задач идентификации математических моделей теплообмена с различным числом пространственных измерений: 0D – модель с сосредоточенными параметрами, 1D – одномерное уравнение теплопроводности, 3D – трёхмерная САЕ-модель. Трёхмерная модель является основной и идентифицируется двухмодельным методом при помощи модели с сосредоточенными параметрами и одномерной модели. Узлы или слои этих моделей связываются со слоями участка трехмерной модели, выбранного из условия обеспечения наилучшего приближения к одномерному тепловому процессу.

2. Разработка алгоритмов идентификации промежуточных моделей и уточнения трёхмерной модели по промежуточным. В частности, определение компонентов тензора анизотропной теплопроводности для параллелепипеда, изготовленного из высокотемпературного сверхпроводника. Алгоритмы основаны на методе итерационной регуляризации.

3. Имитационное моделирование режимов теплофизического эксперимента по подробной и промежуточным моделям.

4. Планирование теплофизического эксперимента для решения задач идентификации.

5. Применение алгоритмов идентификации для определения свойств высокотемпературного сверхпроводящего композитного материала в составе конструкции катушки электрогенаратора.

6. Исследование теплоотдачи на поверхностях сверхпроводящией обмотки и корпуса катушки в жидком азоте и на воздухе.

Объект исследования – размерные и безразмерные математические модели теплопереноса с различным числом измерений, методы идентификации их параметров и функций и регуляризации решения этих задач.

Предмет исследования – алгоритмы идентификации моделей теплопереноса в композитном материале обмотки катушки статора и его корпуса, а также свойства этих материалов как искомые элементы последовательностей, к которым сходятся итерационные процессы алгоритмов. УДК 621.039.553

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОБТЕКАНИИ КРЕСТООБРАЗНОГО ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА С ЗАКРУТКОЙ ПОТОКА

## Д. А. Афремов<sup>1</sup>, Ф. Д. Бондар<sup>1</sup>, А. А. Дунайцев<sup>1</sup>, П. Д. Лобанов<sup>2</sup>, Н. А. Прибатурин<sup>2</sup>, К. М. Сергеенко<sup>1</sup>, А. В. Тутукин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Акционерное общество «Ордена Ленина научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники имени Н. А. Доллежаля», г. Москва, Россия <sup>2</sup>Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе Сибирского отделения РАН, г. Новосибирск

Объектом исследования является обогреваемый макет крестообразного, витого тепловыделяющего элемента (ТВЭЛ), входящего в состав тепловыделяющей сборки (ТВС) активной зоны высокопоточного пучкового исследовательского ядерного реактора ПИК (ФГБУ, «Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Россия, Ленинградская область, г. Гатчина). Исследование выполнено с целью расширения базы данных экспериментов, предназначенной для верификации и валидации расчётных кодов, а также дополнительной валидации программы для ЭВМ STAR-CCM+, реализующей методы вычислительной гидродинамики (CFD).

Для решения поставленной задачи в ИТ СО РАН выполнены эксперименты по исследованию теплообмена при течении теплоносителя (воды) в гидравлическом тракте модели регулярной ячейки ТВС реактора ПИК, включающей в себя один ТВЭЛ. Эксперименты выполнены на электрообогреваемой модели ТВЭЛ, выполненной в увеличенном масштабе 5:1, размещённой в канале шестигранного сечения, моделирующем регулярную ячейку. При этом в целях соблюдения критериев подобия скорость теплоносителя соответствовала масштабу 1:5 по отношению к натурному изделию. На поверхности имитатора ТВЭЛ были размещены несколько термопар, одна термопара измеряла температуру воды в углу шестигранного канала в той же плоскости, в которой были установлены термопары в имитаторе ТВЭЛ. Температура воды на входе в рабочий участок поддерживалась постоянной, варьировался её расход, в результате чего число Рейнольдса изменялось в диапазоне от 11 000 до 44 000. После стабилизации теплогидравлических параметров потока воды выполнялось вращение имитатора ТВЭЛ с определённым шагом. В каждой позиции измерялась температура на поверхности. С применением ЛДИС-технологии выполнено измерение профиля скорости воды в сечении экспериментального канала для нескольких траекторий от поверхности имитатора до границы канала.

Математическое моделирование экспериментов выполнено при помощи программы для ЭВМ STAR-CCM+ в RANS-постановке. Использовалась модель турбулентного переноса Two Layer Realizable k- $\varepsilon$ , толщина призматических ячеек около поверхности имитатора равнялась одному вязкому масштабу ( $y^+ \approx 1$ ), размер ячеек в остальной части расчетной области равнялся примерно сорока вязким масштабам. Общая размерность модели составляет около 4.4 млн. ячеек. Погрешность расчета средней (для различных расходов жидкости и углов поворота имитатора) величины температурного напора (разности температуры стенки и температуры жидкости в фиксированной точке) не превышает 10%. Величина средней погрешности расчета продольной компоненты скорости теплоносителя также не превышает 10%.

#### УДК 536.423

## ФАЗОВЫЕ РАВНОВЕСИЯ И ГРАНИЦЫ УСТОЙЧИВОСТИ В ЛЕННАРД-ДЖОНСОВСКОЙ СМЕСИ

#### В. Г. Байдаков, В. М. Брюханов

#### Институт теплофизики Уральского отделения РАН, г. Екатеринбург, Россия

Методом молекулярной динамики (МД) исследована двухкомпонентная система, представляющая собой смесь леннард-джонсовских (ЛД) частиц. Соотношение параметров взаимодействия и масс частиц исследуемой системы характерно для раствора метан–азот [1]. Частицы второго компонента имели меньшие значения энергетического параметра ( $\varepsilon_{22}/\varepsilon_{11} = 0.6414$ ) и параметра, характеризующего размер частицы ( $\sigma_{22}/\sigma_{11} = 0.9688$ ), но большую массу ( $m_2/m_1 = 1.747$ ). Параметры перекрестного взаимодействия рассчитывались по правилам Бертло  $\varepsilon_{12} = (\varepsilon_{11}\varepsilon_{22})^{1/2}$  и Лоренца  $\sigma_{12} = (\sigma_{11} + \sigma_{22})/2$ . Параметры потенциала  $\sigma_{11}$ ,  $\varepsilon_{11}$  и масса  $m_1$  частицы первого компонента использовались в качестве единиц приведения рассчитываемых величин к безразмерному виду. Все величины далее представляются в безразмерном виде. Радиус обрезания потенциала ЛД принимался равным  $r_c = 6.78$ . Шаг интегрирования уравнений движения частиц по времени составлял  $\Delta t = 0.002318$ . Расчеты проводились в каноническом ансамбле. Температура поддерживалась постоянной с помощью термостата Нозе–Хувера [2, 3]. При моделировании использовался классический молекулярно-динамический код LAMMPS [4].

При расчетах *p*, *p*, *T*, *x* – свойств частицы размещались в кубической ячейке с периодическими граничными условиями. Число частиц в ячейке  $N = 32\,000$ . Давление определялось по теореме вириала. В жидкой фазе усреднение проводилось по  $10^5$ , а в газовой фазе по  $5 \cdot 10^5$  шагам интегрирования уравнений движения частиц. Термодинамические свойства рассчитаны по изотермам в интервале приведенных температур T = 0.35 - 1.32 при приведенном давлении  $p \le 1.0$  и мольной доле второго компонента x = 0 - 0.9. Заход в область метастабильных состояний осуществлялся понижением (жидкость) и повышением (газ) плотности флюида. Последняя точка на каждой из докритических изотерм отвечает среднему времени ожидания фазового распада примерно равному  $10^6$  шагам в процедуре интегрирования уравнений движения частиц по времени.

При определении параметров фазового равновесия использовалась ячейка в форме прямоугольного параллелепипеда. Объем ячейки  $V = L_x \times L_y \times L_z$ , где  $L_x = L_y = 20$ ,  $L_z = 70$ . Число частиц в ячейке N варьировалось от 8533 до 10 173. В центре ячейки формировался слой жидкой фазы толщиной  $L_z/2$ , который с двух сторон был окружен слоями паровой фазы толщиной  $L_z/4$ . На границе ячейки налагались периодические граничные условия. Полученные после уравновешивания системы функции распределения плотности компонент смеси  $\rho_1(z)$ ,  $\rho_2(z)$  использовались для определения ортобарических плотностей жидкости  $\rho_s$  и пара  $\rho'_s$ , мольных долей второго компонента в жидкой  $x_s$  и паровой  $x'_s$  фазах смеси. Нормальная компонента тензора давления Ирвина–Кирквуда  $P_N(z)$  необходима при расчетах давления насыщенных паров  $p_s$  [5]. Параметры фазового равновесия определены для приведенных температур T = 0.5-1.2 и мольных долей второго компонента 0  $\leq x_s, x'_s < 1$ . Усреднение проводилось по (5–25)·10<sup>6</sup> временным шагам.

Полученные в МД моделировании p,  $\rho$ , T, x данные были использованы при построении единого для жидкости и газа уравнения состояния смеси, описывающего стабильные и метастабильные фазы исследуемой системы

$$p = \rho T \left[ 1 + \sum_{i=1}^{n} \sum_{j=0}^{m} b_{ij} \frac{\delta^{i}}{\tau^{j}} + x(1-x) \cdot \sum_{k=1}^{n'} \sum_{l=0}^{m'} a_{kl} \frac{\delta^{k}}{\tau^{l}} \right],$$
(1)

где  $\delta = \rho \sigma_{red}^3(x)$  и  $\tau = T / \varepsilon_{red}(x)$  – приведенная плотность и температура соответственно. Параметры приведения  $\sigma_{red}$  и  $\varepsilon_{red}$  зависят от состава смеси и определяются в рамках одножидкостной модели Ван-дер-Ваальса [6]

$$\sigma_{\rm red}^3(x) = (1-x)^2 + 2x(1-x)(\sigma_{12} / \sigma_{11})^3 + x^2(\sigma_{22} / \sigma_{11})^3, \qquad (2)$$

$$\varepsilon_{\rm red}(x) = \frac{(1-x)^2 + 2x(1-x)(\varepsilon_{12}/\varepsilon_{11})(\sigma_{12}/\sigma_{11})^3 + x^2(\varepsilon_{22}/\varepsilon_{11})(\sigma_{22}/\sigma_{11})^3}{(1-x)^2 + 2x(1-x)(\sigma_{12}/\sigma_{11})^3 + x^2(\sigma_{22}/\sigma_{11})^3}.$$
(3)

Коэффициенты  $b_{ij}$  и коэффициенты  $a_{kl}$  в (1) находились с помощью алгоритма ОРТІМ [7]. Уравнение (1) описывает МД данные для 4293 *p*, *p*, *T*, *x* – состояний бинарной ЛД смеси со средним относительным отклонением по плотности 0.22518 (0.47665 и 0.04482, соответственно, для газа и жидкости), близким к соответствующей величине однокомпонентного ЛД флюида, определенной по 1628 состояниям.

По уравнению состояния (1) при фиксированной температуре и заданных значениях мольной доли второго компонента в жидкой или газовой фазах были определены параметры фазового равновесия ЛД смеси. Результаты расчета давления насыщения при различных мольных долях второго компонента в смеси представлены на рис. 1.





В бинарной системе выделяют две границы термодинамической устойчивости однородной фазы: диффузионную и механическую спинодали [8]. В области фазового перехода жидкость–газ изотермы уравнения (1) имеют вид ван-дер-ваальсовского, что позволяет с помощью него корректно определить границы устойчивости однородных фаз. Проекция диффузионной спинодали на плоскость p, T (x = const) показана на рис. 2 штрихпунктирной линией. Механическая спинодаль двухкомпонентной системы «вложена» в диффузионную спинодаль и, в отличие от однокомпонентной системы, не имеет точек контакта с линией фазового равновесия. При  $x \to 0$  и  $x \to 1$  диффузионная и механические границы устойчивости сливаются в одну линию.

В координатах *p*, *T*, если в качестве параметра выступает состав смеси, линия критический точек является огибающей проекции семейства границ диффузионной устойчивости (см. рис. 3).



Рис. 2. Линия фазового равновесия (сплошная линия), диффузионная спинодаль (штрих-пунктирная линия) и механическая спинодаль (штриховая линия) при *x* = 0.5. *C*, *C'* – критическая точка и точка возврата механической спинодали



Рис. 3. Линия критических точек (сплошная линия) как огибающая диффузионных спинодалей (штриховые линии). Диффузионные спинодали и критические точки для: 1 - x = 0, 2 - 0.2, 3 - 0.5, 4 - 0.8, 5 - 1.0

Таким образом, в процессе выполнения работы получено новое уравнение состояния ЛД смеси, моделирующей систему CH<sub>4</sub>–N<sub>2</sub>, определены параметры фазового равновесия смеси, а также границы устойчивости жидкой и газовой фаз.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 18-19-00276-П.

#### Литература

1. Hirschfelder J. O., Curtiss C. F., Bird R. B. Molecular theory of gases and liquids. New York: John Wiley, 1964.

2. Nosé S. A molecular dynamics method for simulations in the canonical ensemble // Phys. Rev. A. 2003. Vol. 52, No. 2. P. 255–268.

3. Hoover W. G. Canonical dynamics: Equilibrium phase-space distributions // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 31, No. 3. P. 1695–1697.

4. Plimpton S. Fast parallel algorithms for short–range molecular dynamics // J. Comp. Phys. 1995. Vol. 117, No. 1. P. 1–19.

5. Nakamura T., Kawamoto S., Shinoda W. Precise calculation of the local pressure tensor in Cartesian and spherical coordinates in LAMMPS // Comput. Phys. Commun. 2015. Vol. 190. P. 120–128.

6. Johnson J. K., Zollweg J. A., Gubbins K. E. The Lennard–Jones equation of state revisited // Mol. Phys. 1993. Vol. 78, No. 3. P. 591–618.

7. Span R. Multiparameter equations of state: an accurate source of thermodynamic property data. Berlin: Springer, 2000.

8. Baidakov V. G. Spinodal and line of critical points of the binary solution as envelopes // Fluid Phase Equilib. 2018. Vol. 471. P. 61–67.

#### УДК 532.546

## ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ГРАНУЛИРОВАННЫХ ПЛАВЯЩИХСЯ МАТЕРИАЛАХ И ЕЕ РЕАЛИЗАЦИЯ В ПАКЕТЕ OPENFOAM

## К. Г. Боровик<sup>1,2</sup>, С. С. Фецов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, г. Владивосток, Россия <sup>2</sup>Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток, Россия

Устройства, основанные на гранулированных материалах с фазовыми переходам (МФП), способны эффективно аккумулировать тепловую энергию и могут применяться как самостоятельно, так и как часть энергетических систем или систем безопасности. Этим обусловлена расширяющаяся сфера их применимости. Использование таких устройств помогает решить проблему устойчивого энергоснабжения из возобновляемых источников энергии [1]. Помимо этого, гранулированные МФП могут применяться в средствах индивидуальной защиты от ожогов органов дыхания. Ожог органов дыхания составляет 20–35% травматизма при пожарах в помещениях, а максимальная ожидаемая смертность среди получивших ингаляционную травму может составлять 60% [2, 3]. Следует заметить, что главной особенностью гранулированных МФП является тот факт, что плавление и кристаллизация протекают в их частицах без нарушения целостности: растекания и изменения формы. Это достигается за счет использования герметичных капсул, неплавящихся губчатых матриц и другими способами [4].

Для конструирования устройств, работающих на основе гранулированных МФП, необходимо предварительное всестороннее моделирование процессов тепломассопереноса, происходящих в них. В работе [5] была предложена математическая модель, описывающая процессы течения теплоносителя через гранулированный материал с фазовым переходом. Эта модель основана на предположении двух взаимодействующих взаимопроникающих континуумах [6] и может быть записана следующим образом:

$$(1-a)\rho_{c}\frac{\partial h_{c}}{\partial t} = -\alpha (T_{c} - T_{g}) + (1-a)\lambda_{c}\Delta T_{c},$$

$$a\frac{\partial (\rho_{g}h_{g})}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_{g}\mathbf{u}h_{g}) = \alpha (T_{c} - T_{g}) + a\operatorname{div}(\lambda_{g}\operatorname{grad}T_{g}), \qquad a\frac{\partial \rho_{g}}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_{g}\mathbf{u}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{1+(1-a)\chi}{a^{2}} \left(a\frac{\partial (\rho_{g}\mathbf{u})}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_{g}\mathbf{u}\mathbf{u})\right) = -\nabla p - \frac{\mu}{k_{1}}\mathbf{u} - \rho_{g}k_{2}|\mathbf{u}|\mathbf{u}.$$

Для разрешимости к системе уравнений (1) присоединяются соотношения между теплофизическими параметрами: уравнение состояния теплоносителя, зависимость вязкости от температуры и др. Фазовый переход в (1) учитывается в функциональной зависимости полной энтальпии МФП  $h_c$  от температуры, которая претерпевает скачкообразное изменение около точки фазового перехода. Для наглядности на рис. 1 приведены примеры зависимости полной энтальпии МФП от температуры для гранулированных МФП GR50 и GR80 компании Rubitherm [7].

Для замыкания системы (1) необходимы условия на границах объекта, которые зависят от конкретной задачи. В качестве таких условий могут выступать заданный объемный или массовый расход, а также давление теплоносителя на входе или на выходе из аккумулятора. На открытых и закрытых границах также задаются условия теплообмена с внешней средой.





Для решения системы (1) ранее был разработан численный метод, основанный на методе конечных разностей и подробно описанный в [5]. Результаты вычислений по разработанному методу показали хорошее совпадение с результатами экспериментов. Однако предложенный метод имеет недостатки:

1. низкая производительность при использовании сеток с малыми шагами, особенно при расчете многомерных процессов;

2. значительные трудности при адаптации метода для расчета процессов в областях сложной геометрии.

Настоящая работа посвящена разработке численного метода, основанного на конечнообъемной дискретизации уравнений системы (1), который реализован в виде нового решателя для открытого прикладного пакета OpenFOAM [8]. В основе метода лежит алгоритм SIMPLE [9], основная идея которого состоит в следующем: на каждом шаге по времени находятся такие давление и массовый поток газа, которые точно удовлетворяют закону сохранения массы в каждой ячейке расчетной сетки. Для этого уравнение движения заменяется разностной схемой относительно потока газа через грани ячеек. Этот дискретный аналог уравнения движения подставляется в уравнение неразрывности и получается неявное разностное уравнение относительно давления. Остальные уравнения заменяются неявными разностными схемами.

Для верификации предложенного численного метода было проведено сравнение расчетов, выполненных с помощью разработанного решателя для пакета OpenFOAM, с результатами эксперимента [10] по продувке воздуха через цилиндрическую засыпку гранулированного МФП GR27. На входе были заданы температура и объемный расход воздуха. На рис. 2 показаны зависимости температуры в слое гранулированного МФП, полученные с помощью OpenFOAM и экспериментально. Как видно из рисунка, расчеты показывают хорошее совпадение с экспериментом. Аналогичные результаты были получены и при сравнении с другими экспериментами. При этом новая численная модель позволяет получить эти результаты в десятки и сотни раз быстрее, чем разработанный в [5] метод.



Рис. 2. Зависимости температуры в слое гранулированного МФП, рассчитанные предложенной моделью и полученные в эксперименте [10]

Дальнейшие численные эксперименты показали, что при решении многомерных задач быстродействие нового решателя относительно метода [5] возрастает еще больше: задачи, на решение которых прежней численной модели требуется несколько недель, новым решателем обрабатываются от нескольких минут до нескольких часов. В качестве примера рассмотрим задачу о течении горячего воздуха через осесимметричный пористый объект длиной 130 мм и радиусом входа 45 мм. К выходу радиус объекта уменьшается и на выходе составляет 20 мм. Эти параметры соответствуют возможным размерам теплозащитного респиратора [11] на основе гранулированного МФП. На выходе из объекта задан расход 20 л/мин, что является средним объемом потребляемого человеком воздуха [11]. Температура входящего воздуха равна 500 К. На рис. 3 изображены распределения доли жидкой фазы и температуры воздуха в объекта происходит быстрее, чем у боковой стенки, что выражено в неравномерном распределении параметров по поперечному сечению объекта. Этот результат соответствует полученному в [12] и является следствием сужения потока.



Рис. 3. Пример распределения в пористом объекте с гранулированным МФП доли жидкой фазы в МФП (*a*) и температуры воздуха в момент времени 20 мин ( $\delta$ )

Параметры выходящего воздуха и общей доли расплавившегося МФП во всем объекте к моменту времени 20 мин: максимальная температура воздуха на выходе 312.9 К; средняя температура воздуха на выходе 310.8 К; доля расплавившегося МФП 78.6%. Максимальная температура воздуха на выходе достигает значения в 313 К, которое можно принять как допустимую температуру вдыхаемого воздуха [11]. Таким образом, полученный предварительный результат показывает, что гранулированные МФП могут успешно использоваться для охлаждения вдыхаемого воздуха в течение 20 мин, которых часто достаточно для эвакуации людей из горящего помещения [11]. Видно, что 21% материала к рассматриваемому моменту не расплавился, т. е. МФП был задействован не полностью, что является экономически нецелесообразным. Проблема повышения эффективности использования МФП может быть решена за счет использования многослойных МФП с разными теплофизическими параметрами, что является предметом дальнейших исследований.

Авторы благодарят д.ф.-м.н. Н. А. Луценко за ценные замечания.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда (грант 22-29-01129).

#### Обозначения

a – пористость; c – удельная теплоемкость, Дж/кг·К; h – энтальпия, Дж/кг;  $k_1$  – проницаемость гранулированного МФП, м<sup>2</sup>;  $k_2$  – квадратичный коэффициент инерционных потерь, м<sup>-1</sup>; p – давление теплоносителя, Па; T – температура среды, К; t – время, с; **u** – скорость фильтрации теплоносителя, м/с;  $\alpha$  – постоянная, определяющая интенсивность теплообмена

между теплоносителем и МФП, Вт/К·м<sup>3</sup>;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(К·м);  $\mu$  – коэффициент динамической вязкости теплоносителя, Па·с;  $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>;  $\chi$  – коэффициент, учитывающий инерционное взаимодействие сред при их ускоренном взаимном движении. Индексы: *g* – теплоноситель; *c* – МФП.

#### Литература

1. Nazir H., Batool M., Osorio F. J.B., et al. Recent developments in phase change materials for energy storage applications: a review // Int. J. Heat Mass Tran. 2019. Vol. 129. P. 491–523.

2. Shirani K., Pruitt B., Mason A. The influence of inhalation injury and pneumonia on burn mortality // Annals of Surgery. 1987. Vol. 205, No. 1. P. 82–87.

3. Smith D., Cairns B., Ramadan F., et al. Effect of Inhalation Injury, Burn Size, and Age on Mortality: A Study of 1447 Consecutive Burn Patients // J. of Trauma: Injury, Infection, and Critical Care. 1994. Vol. 37, No. 4. P. 655–659.

4. Zalba S., Marin J. M. Gabeza L. F. and Mehling H. Review of thermal energy storage with phase change: materials, heat transfer analysis and applications // Appl. Therm. Eng. 2003. Vol. 23. P. 251–283.

5. Lutsenko N. A., Fetsov S. S. numerical model of time-dependent gas flows through bed of granular phase change material // Int. J. Comput. Methods. 2019. P. 1950010.

6. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. – 336 с.

7. www.rubitherm.eu.

8. www.openfoam.com.

9. Patankar S. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. New-York, Hemisphere Publ. Corp., 1980. – 152 p.

10. Rady M. Granular phase change materials for thermal energy storage: Experiments and numerical simulations // Appl. Therm. Eng. 2009. Vol. 29. P. 3149–3159.

11. Zhu Y., Xiao J., Chen T., et al. Experimental and numerical investigation on composite phase change material (PCM) based heat exchanger for breathing air cooling // Appl. Therm. Eng. 2019. Vol. 155. P. 631–636.

12. Lutsenko N. A., Fetsov S. S. Effect of side walls shape on charging and discharging performance of thermal energy storages based on granular phase change materials // Renew. Energy. 2020. Vol. 162. P. 466–477.

#### УДК 629.7.018.3:536.24

## ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ТЕМПЕРАТУРНОГО СОСТОЯНИЯ ПОЛЕЗНОЙ НАГРУЗКИ ВЕНЕРИАНСКОГО ПОСАДОЧНОГО АППАРАТА НА РАЗЛИЧНЫХ ЭТАПАХ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ

#### А. Д. Бугрова, Е. Ю. Котляров, А. Ф. Шабарчин, В. С. Финченко

#### АО «НПО Лавочкина», г. Химки, Россия

Один из проверенных и наиболее востребованных способов контактного изучения Венеры предусматривает доставку посадочного аппарата (ПА) непосредственно на поверхность планеты для проведения научных измерений и экспериментов, ограниченных во времени десятками минут [1]. На сегодняшний день полноценных технических систем космического назначения, способных длительное время функционировать на поверхности Венеры при температуре до 470 °С и давлении до 90 атм, не создано, хотя определенная деятельность в этом направлении ведется [2, 3]. Отечественные ПА серий «Венера» и «Вега», работавшие на поверхности Венеры около часа, существенно обогатили научные знания о планете, и ученые продолжают проявлять интерес к проведению кратковременных контактных исследований Венеры [4].

Для доставки ПА к Венере его помещают внутрь силовой и теплозащитной оболочки десантного модуля (ДМ), транспортируемого к месту исследований с помощью перелетного модуля космического аппарата КА. При этом характерными этапами существования полезной нагрузки (ПН) в составе КА, ДМ и вне его формально принято считать: хранение и подготовку на Земле, выведение на околоземную орбиту, перелет к Венере, нацеливание и отделение ДМ от КА, вход ДМ в атмосферу Венеры, сброс силовой и теплозащитной оболочки ДМ, спуск ПА с НА, находящейся в его герметичной оболочке, в атмосфере Венеры на парашюте, наконец, посадка ПА и функционирование научной аппаратуры на поверхности планеты.

Обеспечение теплового режима полезной нагрузки в герметичной оболочке ПА предполагает решение комплекса задач, связанных со спецификой условий на различных этапах ее существования. Традиционно концепция обеспечения теплового режима венерианского ПА, приборный отсек которого представляет собой особо прочную оболочку с размещенными внутри служебными и научными приборами, заключается в следующем:

А) При транспортировании посадочного аппарата от Земли к Венере (в течение ~7 месяцев), внутри оболочки ДМ, должно быть обеспечено захолаживание полезной нагрузки (либо всего ПА) до температурного уровня минус (20–30 °C).

Б) После отделения десантного модуля от КА выполняется его автономный полет (в течение 2 сут). На этом этапе ПН должна сохранить созданный пониженный температурный потенциал.

В) При входе в атмосферу силовая и теплозащитная оболочка ДМ должна обеспечить гашение «теплового удара» путем абляции теплозащитного покрытия (длительность не более 3 мин). Конструкция лобовой части оболочки ДМ при этом нагревается до 200–250 °C и сбрасывается, более не воздействуя на ПА.

Г) После сброса всех частей оболочки ДМ осуществляется спуск ПА на парашюте (длительность до ~1 ч). Тепловой режим ПН обеспечивается здесь теми же средствами, что и при работе на поверхности.

Д) После посадки ПА на поверхность Венеры, функционирование ПН длится не более ~4 ч, при этом ее тепловой режим обеспечивается с помощью теплового аккумулятора (аккумулятора холода), качественной теплоизоляции ПН и усиленной тепловой развязки ПН от герметичной оболочки корпуса приборного отсека ПА.

На поверхности Венеры завершение работы ПН обуславливается ее перегревом. Поэтому предусматривается изначальное захолаживание, а также использование теплового аккумулятора, задерживающего рост температуры оборудования внутри ПА.

Предварительный расчетный анализ температурного состояния ПН в составе ПА необходим для определения проектных параметров системы терморегулирования, в частности, состава применяемых средств и агрегатов, способных обеспечить условия доставки ПН к Венере и выполнение запланированных научных экспериментов на ее поверхности.

С помощью создания относительно простых тепловых математических моделей в настоящей работе поставлена цель – дать ответы на следующие вопросы:

– Можно ли обеспечить необходимое охлаждение ПА вместе с ПН пассивными средствами (термооптическими покрытиями, теплоизоляцией, заданной ориентацией КА)?

– Какие энергозатраты необходимы для сохранения допустимой минимальной температуры ПН у Земли?

– Если пассивное охлаждение ПА невозможно (или ограничено особыми условиями), какими альтернативными средствами можно обеспечить необходимую минимальную температуру ПН?

– Как изменится температура предварительно охлажденной ПН при автономном полете ДМ?

– Какие факторы оказывают наибольшее влияние на продолжительность работы оборудования, заключенного в приборный отсек ПА, с учетом того, что ПН имеет допустимый рабочий диапазон температур от –40 °C до +50 °C?

Для анализа температурного состояния ПА в составе ДМ (до его входа в атмосферу), с помощью рабочей среды ТЕРМ [5] авторами разработана тепловая математическая модель (рис. 1). Обоснованность применения подобных простых математических моделей, в частности, на ранних стадиях проектирования, а также «технология» эффективного применения таких моделей достаточно подробно рассмотрены в [6].



Рис. 1. Тепловая математическая модель ПА в составе КА на перелете. Модель геометрических примитивов (слева) и упрощенная расчетная схема (справа). Узел N6 – сферический приборный отсек ПА. Узлы N1–N4 – корпус десантного модуля. N10 – корпус КА. Узлы N11–N14 – панели солнечных батарей

Применяя показанную на рис. 1 модель, можно учитывать пространственное положение КА относительно Солнца и планет [7], влияние на температурное состояние ДМ и ПА термооптических покрытий и теплоизоляции, моделировать лучистый теплообмен ДМ с панелями солнечных батарей и с корпусом КА и т. д. В качестве примера на рис. 2 показана расчетная температура ПН, полученная с учетом перечисленных факторов, в зависисмости от сопротивления теплоизоляции оболочки ДМ (3, 5, 10 и 15 м<sup>2</sup>К/Вт) и в сочетании с варьированием соотношения открытых и закрытых для излучения в космос поверхностей донной части оболочки ДМ (от 0 до 100%). Расчеты выполнены при нахождении КА у Венеры и у Земли, на этапе перелета. Ориентации КА принята с учетом опыта и заделов, полученных при выполнении иных проектов [8], в которых на КА воздействует солнечное излучение повышенной плотности.

Дополнительно авторами разработана и предложены концепция и схема субсистемы терморегулирования, обеспечивающей заданное захолаживание ПН вне зависимости от температурного состояния ДМ. Решение опирается на опыт, полученный при создании СОТР лунных и марсианских ПА [9]. Данная субсистема обеспечивает прямую регулируемую тепловую связь монтажной плиты ПН с окружающим космическим пространством с помощью контурной тепловой трубы. В дальнейшем часть этой субсистемы может быть использована для организации эффективного теплового сопряжения фазопереходного материала с монтажной плитой.



Рис. 2. Температура ПА в составе ДМ у Венеры (слева) и у Земли (справа). Расчетная температуры ПА в зависимости от характеристик теплоизоляции лобового экрана и теплоизоляции заднего кожуха в долях (0% = 0, 100% = 6/6)

С целью анализа температурных состояний приборного отсека ПА на переходных режимах, в частности, при функционировании на поверхности планеты, используется тепловая математическая модель, расчетная схема которой представлена на рис. 3. В этой простой модели не применяются геометрические примитивы, но, как и в модели, созданной в среде TEPM, тепловой баланс в узлах описывается с помощью системы линейных дифференциальных уравнений вида

$$Crac{dT_i}{d au} = \sum_{j=1}^n Q_j$$
 ,

где *T* – температура, °С; т – время, с; *C* – теплоемкость, Дж/К; *Q* – тепловой поток, Вт.

Для выполнения расчетного анализа с варьированием параметров здесь используется собственный решатель.



Рис. 3. Расчетная схема тепловой модели ПА: 1 – платформа с оборудованием, 2 – корпус ПА, 3 – внешняя оболочка, 4 – корпус теплового аккумулятора, 5 – фазопереходный материал

Температура фазового перехода плавящегося вещества (в аккумуляторе холода) принята по аналогии с [1, 10] на уровне 30 °С, масса заправляемого плавящегося вещества определена из суммарных теплопритоков [10, 11], т. е. энергии поступившей извне в приборный отсек ПА, а также рассеиваемой самой ПН, в процессе активного нахождения на поверхности планеты. Кратковременные тепловые воздействия на ПА, связанные с торможением ДМ в атмосфере и последующим автономным спуском учтены с помощью энергетических эквивалентов, выраженных в виде дополнительного времени функционирования ПА на поверхности планеты. В полном представлении работа отражает результаты серии вычислительных экспериментов и анализов чувствительности, выполненных с помощью двух тепловых математических моделей, способных отражать температурное состояние ПН при нахождении ПА в различных условиях (преимущественно для этапов, которые существенным образом определяют температурное состояние ПА и ПН). По результатам расчетов и «сканирования влияющих параметров» даются рекомендации для формулирования технических требований к СОТР ПН. Настоящий анализ может представлять интерес для специалистов, разрабатывающих методики расчета для систем и субсистем терморегулирования космического назначения.

## Литература

1. Финченко В. С., Котляров Е. Ю., Иванков А. А. Системы обеспечения тепловых режимов автоматических межпланетных станций / Под ред. д.т.н., проф. В.В. Ефанова, д.т.н. В. С. Финченко. Химки: АО «НПО Лавочкина», 2018. – 400 с.

2. Philip G. Neudeck et al. Prolonged silicon carbide integrated circuit operation in Venus surfaceatmospheric conditions. AIP Advances. 2016. DOI: 10.1063/1.4973429.

3. Denise Salazar, Geoffrey A. Landis, Anthony J. Colozza Non-Cooled Power System for Venus Lander // AIAA-2014. AIAA Propulsion and Energy Forum. Cleveland OH. July 28-30, 2014. – 14 p.

4. Taylor F. W. The Scientific Exploration of Venus. New York, University of Oxford, 2014. – 332 p.

5. Альтов В. В., Залетаев, С. В. и др., Расчет теплового режима космических аппаратов в орбитальном полете. Пакет прикладных программ «ТЕРМ». Регистрационный № 4151 от 18.10.2011 г. Королёв, ФАП. ФГУП ЦНИИМаш., 2011.

6. Бугрова А. Д., Котляров Е. Ю., Финченко В. С. «Методика предварительного анализа теплового режима приборной панели посадочного лунного модуля. Часть 1. Экспресс-анализ температурного состояния приборной панели» // Вестник НПО им. С. А. Лавочкина. 2021. № 2. С. 25–35.

7. Залетаев В. М., Капинос Ю. В., Сургучев О. В. Расчет теплообмена космического аппарата. М.: Машиностроение, 1979. – 208 с.

8. Финченко В. С., Устинов С. Н., Луженков В. В., Котляров Е. Ю., Еремин И. В., Тырышкин И. М. К вопросу об изменении углового положения панели СБ с целью обеспечения ее теплового режима, применительно к КА «Интергелиозонд» // Тепловые процессы в технике. 2014. № 7.

9. Бугрова А.Д., Гуров Р. И., Котляров Е. Ю., Бондаренко В.А. Особенности построения и функционирования систем терморегулирования негерметичных приборных отсеков посадочных аппаратов АО «НПО им. С. А. Лавочкина» // ТПТ. 2021. Т. 13, № 1. С. 12–23.

10. Venus Mobile Explorer. Mission Concept Study Report to the NRC Decadal Survey Inner Planets Panel, Concept Maturity Level: 4, Cost Range: Low End Flagship GSFC, JPL, ARC, December 18, 2009. – 35 p.

11. Venus Flagship Mission Decadal StudyFinal Report. A Planetary Mission Concept Study Report Presented to the Planetary and Astrobiology Decadal Survey, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology 08 August 2020. – 222 p.

## УДК 532.5-1/-9, 51-73, 544.4

## ПРИМЕНЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПЕРЕНОСА ГАЗОВЫХ ПРИМЕСЕЙ В АТМОСФЕРЕ С ЦЕЛЬЮ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ТУРБУЛЕНТНОСТИ И ОЦЕНКИ ЭМИССИЙ ОТ АНТРОПОГЕННЫХ И ЕСТЕСТВЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ

# М. А. Давыдова<sup>1</sup>, Н. Ф. Еланский<sup>2</sup>, С. А. Захарова<sup>1</sup>, Ю. В. Мухартова<sup>1</sup>, О. В. Постыляков<sup>2</sup>, Н. А. Пономарев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия, <sup>2</sup>Институт физики атмосферы имени А. М. Обухова РАН, г. Москва, Россия m.davydova@physics.msu.ru, n.f.elansky@mail.ru, sa.zakharova@physics.msu.ru, muhartova@yandex.ru, oleg.postylyakov@gmail.com, na.ponomarev@physics.msu.ru

Практически для всех крупных городов мира актуальной задачей является улучшение качества воздуха. Несмотря на повсеместно действующие системы мониторинга состава атмосферы и развитие численных методов, используемых для усвоения данных наблюдений, до сих пор остаются нерешенными две основные задачи: разработка системы квотирования выбросов от промышленных предприятий и прогнозирование образования на территории города и в его шлейфах экстремальных экологических ситуаций, способных оказать неблагоприятное воздействие на состояние окружающей среды и здоровье людей. Созданные по аналогии с моделями прогноза погоды химико-транспортные модели в принципе позволяют реконструировать поля газовых и аэрозольных примесей в атмосфере городов и целых регионов, идентифицировать их источники, оптимизировать систему квотирования выбросов и прогнозировать изменения состава приземного воздуха на 1-2 дня. Но как показывает опыт, результаты численного моделирования пока не могут использоваться для практического применения из-за большой степени неопределенности, особенно в случаях значительных изменений метеорологических условий и режима работы объектов городской инфраструктуры.

Существующие химико-транспортные модели типа SILAM [1], COSMO-ART [2] в целом адекватно описывают процессы переноса и химической трансформации газовых и аэрозольных примесей в атмосфере. Однако при рассмотрении многих сценариев отмечаются значительные расхождения между результатами расчетов и данными наблюдений, обусловленные, во многом, недостаточной точностью входных данных. Выделяются две основные причины таких расхождений – это значительная доля субъективизма в задании эмиссий газовых и аэрозольных примесей антропогенного происхождения (см., например, [3, 4]) и большие неопределенности в описании турбулентной диффузии в атмосферном пограничном слое [5, 6].

В настоящей работе получены эффективные математические методы по улучшению входных данных (эмиссии антропогенных примесей и коэффициенты турбулентной диффузии) для региональных химико-транспортных моделей атмосферы с целью повышения эффективности их использования, для изучения причин и механизмов изменения состава и качества атмосферного воздуха, получения адекватного прогноза состояния атмосферы и предупреждения экстремальных ситуаций.

Использование локальных динамических моделей, функциональный вид которых согласован по сложности с объемом имеющихся натурных данных, и численно-асимптотического подхода в сочетании с данными высокоточного космического мониторинга на базе ГСА/«Ресурс-П» [7] или данными измерений на сети станций ГПБУ «Мосэкомониторинг», позволяет в короткое время выполнить оценки выбросов (эмиссии) примесей наземными локальными (промышленные предприятия) и распределенными (городской транспорт) источниками. Для решения обратных задач по восстановлению неизвестных параметров моделей, например интенсивностей локальных источников загрязняющих примесей или параметров турбулентности, применен новый численно-асимптотический подход, использующий методы асимптотического анализа [8]. Основу данного подхода составляет использование информации о свойствах решений прямых сингулярно возмущенных задач, полученной в результате строгого асимптотического анализа. В итоге удается свести исходную задачу к задаче с более простым численным решением и значительно сэкономить вычислительные ресурсы, сократить время счета, повысив стабильность работы вычислительного процесса по сравнению с альтернативными, например, вариационными методами.

На основе разработанного подхода впервые проведено сопоставление восстановленных параметров шлейфа загрязненного воздуха от конкретного промышленного предприятия с результатами уникального космического эксперимента по наблюдениям состава атмосферы с рекордно высоким пространственным разрешением (2.4×2.4 км) [7], которое подтвердило высокое качество разработанных моделей (рис. 1).



Рис. 1. Интегральное по высоте накопление диоксида азота NO<sub>2</sub> (провинция Хэбэй КНР, 29.09.2016, 4:30 UTC): сравнение натурного распределения с результатами моделирования на базе локальной химико-транспортной модели с восстановленными параметрами

Впервые с использованием высокоточного космического мониторинга и математических методов получена оценка мощности выброса загрязняющей атмосферу примеси (диоксида азота) промышленным предприятием 110 кг/ч [9] или 100 кг/ч с учетом фотохимических процессов, протекающих в шлейфе источника. С использованием восстановленной мощности (интенсивности) локального источника составлен прогноз распространения примеси в зависимости от метеоусловий.

Для валидации пространственной структуры шлейфов загрязненного воздуха и уточнения оценок эмиссий загрязняющих веществ использованы данные зондирования состава атмосферы Земли с российского спутника «Ресурс-П» (рис. 1), данные моделирования с использованием альтернативных химико-транспортных моделей (рис. 2, 3), а также данные высокоточной инвентаризации [10]. По данным инвентаризации [10] погрешность в определении интенсивности источника в провинции Хэбэй КНР на основе данных моделирования составляет около 10%.

Применение нового численно-асимптотического подхода к решению обратной задачи переноса примеси в сочетании с данными измерений на сети станций ГПБУ «Мосэкомониторинг» позволяет в короткое время получить достоверную информацию о вертикальных профилях коэффициента турбулентной диффузии с учетом сезонной изменчивости [11] и вертикальных профилях распределения ключевых примесей над городом с высоким пространственным и временным разрешением. Восстановленный вертикальный профиль коэффициента турбулентной диффузии по данным измерений на станции ТБ "Останкино" (г. Москва) и средние вертикальные профили концентрации оксида углерода по данным моделирования и измерений представлены на рис. 4.



Рис. 2 Сравнение натурных данных интегрального по высоте накопления NO<sub>2</sub> и модельных данных в сечении плоскостью вдоль направления скорости ветра: зеленая линия – распределение, полученное с использованием локальной химико-транспортной модели с восстановленными параметрами, красные точки – натурные данные; *a*, синяя линия – результат моделирования с использованием альтернативной локальной химико-транспортной модели; *б*, черные точки – распределение, полученное с использованием региональной модели SILAM



Рис. 3 Сравнение натурного распределения с результатами моделирования с использованием системы эффективных уравнений реакция–диффузия–адвекция с упрощенным химическим блоком основных реакций (провинция Хэбэй КНР, 29.09.2016, 4:30 UTC): *а* – спутниковая съемка (звездочкой обозначено положение источника); *б* – результаты моделирования с использованием восстановленной на основе разработанных методов интенсивности локального источника

На основе этого разработан универсальный метод определения плотности эмиссионных потоков, как антропогенного, так и природного происхождения, пригодный для использования на любых территориях. Метод опробован при решении задачи оценки эмиссий, наиболее точно измеряемой консервативной примеси (оксида углерода СО), преимущественным источником которой является автотранспорт, более или менее равномерно распределенный по всей территории города. Среднегодовая оценка эмиссий оксида углерода в г. Москве составляет 422±8 Ггр/год (по данным измерений), 404±19 Ггр/год (по данным моделирования).

Для валидации пространственного распределения примесей использованы данные измерений на сети станций ГПБУ «Мосэкомониторинг» и данные инвентаризаций EDGAR v 4.2, EMEP, а также последней версии EDGAR v 4.3.1 [3, 12].



Рис. 4. Средний за август 2009 г. вертикальный профиль коэффициента турбулентной диффузии. Сплошной линией отмечен участок, на котором проводились измерения. Горизонтальные линии показывают 95%-й интервал значимости (*a*); сравнение средних значений концентрации оксида углерода на четырех высотных уровнях станции ТБ "Останкино" по данным измерений и модельным данным (б)

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ, проект 21-17-00210 (обработка и анализ данных ТБ "Останкино"), и РФФИ, проект 20-05-00826 (обработка данных космического зондирования атмосферы).

#### Литература

1. System for Integrated modeLling of Atmospheric composition. 2019. URL: http://silam. fmi.fi/index.html.

2. Modeling results of atmospheric dispersion of  $NO_2$  in an urban area using METI–LIS and comparison with coincident mobile DOAS measurements / C. M. Dragomir [et al.] // Atmospheric Pollution Research. 2015. Vol. 6, No. 3. P. 503–510.

3. Kuenen J. J. P., Visschedijk A. J. H., Jozwicka M., Denier van der Gon, H.A.C. TNO-MACC\_II emission inventory; a multi-year (2003-2009) consistent high-resolution European emission inventory for air quality modeling //Atmos. Chem. Phys. 2014. Vol. 14. P. 10963–10976.

4. Elansky N. F., Ponomarev N. A., Verevkin Y. M. Air quality and pollutant emissions in the Moscow megacity in 2005–2014 // Atmos. Environ. 2018. Vol. 175, No. 2. P. 54–64.

5. Алоян А. Е. Моделирование динамики и кинетики газовых примесей и аэрозолей в атмосфере. М.: Наука, 2014. – 415 с.

6. Jeričević, A., Kraljević, L., Grisogono, B., Fagerli, H., and Večenaj, Z. Parameterization of vertical diffusion and the atmospheric boundary layer height determination in the EMEP model // Atmos. Chem. Phys. 2010. Vol. 10. P. 341–364.

7. Postylyakov O. V., Borovski A. N., Makarenkov A. A. First experiment on retrieval of tropospheric  $NO_2$  over polluted areas with 2.4-km spatial resolution basing on satellite spectral measurements. // Proceedings of SPIE – The Intern. Society for Optical Engineering. 2017. Vol. 10466. P. 104662Y-8.

8. Васильева А. Б., Бутузов В. Ф., Нефедов Н. Н. Сингулярно возмущенные задачи с пограничными и внутренними слоями // Тр. Мат. ин-та им. В. А. Стеклова РАН. 2010. № 268. С. 268.

9. Давыдова М. А., Еланский Н. Ф., Захарова С. А., Постыляков О. В. Применение численно-асимптотического подхода в задаче восстановления параметров локального стационарного источника антропогенного загрязнения // Докл. РАН. Математика, информатика, процессы управления. 2021. Т. 496. С. 34–39.
10. Qi J., Zheng B., Li M., Yu F., Chen C., Liu F., Zhou X., Yuan J., Zhang Q., He K. A high-resolution air pollutants emission inventory in 2013 for the beijing-tianjin-hebei region, China. // Atmospheric Environment. 2017. Vol. 170. P. 156–168.

11. Давыдова М. А., Еланский Н. Ф., Захарова С. А. О новом подходе к задаче восстановления вертикального коэффициента турбулентной диффузии в пограничном слое атмосферы // Докл. РАН. Науки о Земле. 2020. Т. 490, № 2. С. 51–56.

12. Butler T. M., Lawrence M. G., Gurjar B. R., van Aardenne J., Schultz M., Leliveld J. The representation of emission from megacities in global emissions inventories // Atmos. Environ. 2008. Vol. 42, No. 4. P. 703–719.

УДК 530.17:538.95

### МОДЕЛЬ ТЕПЛООБРАЗОВАНИЯ ПРИ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ МЕТАЛЛОВ

# Б. А. Зимин<sup>1</sup>, Ю. В. Судьенков<sup>2</sup>, Е. С. Ялыч<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова, г. Санкт-Петербург, Россия <sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург, Россия y.sudenkov@yandex.ru

Процесс деформирования структурно неоднородных твёрдых тел, в частности металлов и сплавов, сопровождается накоплением и диссипацией энергии при упругопластическом деформировании [1]. При упругом деформировании происходит охлаждение материала  $\partial T/\partial t \leq 0$ , а при пластическом деформировании – нагревание  $\partial T/\partial t \geq 0$ .

Рассмотрим решение задачи о мгновенном отборе из малой области упругопластического деформированного тела. Для оценки теплоёмкости в упругой и пластической области деформирования используется модель ангармонического осциллятора.

Потенциальная энергия такого осциллятора равна:

$$U(x) = cx^2 - c_1 x^3 - c_2 x^4, (1)$$

где с, с<sub>1</sub>, с<sub>2</sub> – неотрицательные постоянные, получаемые из реальных потенциалов, например Леннард-Джонса:

$$c_1 \le \sqrt{\frac{c^3}{kT}}, \quad c_2 \ll \frac{c^2}{kT'} \tag{2}$$

где *k* – постоянная Больцмана, *T* – температура.

Потенциальная часть статической суммы Z [2]:

. .

$$Z = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{U(x)}{kT}\right] dx.$$
 (3)

Часть внутренней энергии, приходящаяся на один осциллятор, выражается формулой [3]

$$E = kT^2 \frac{\partial \ln z}{\partial T}.$$
(4)

Вычисления, проведённые в [2], показывают, что вклад в теплоёмкость упругого деформирования  $c_e = A$ , а вклад в теплоёмкость нелинейного (пластического) деформирования –  $c_p = A + BT$ . Здесь A и B – некоторые константы, которые выражаются через k, c,  $c_1$ ,  $c_2$ .

Коэффициент температуропроводности определяется как

$$\chi = \frac{\lambda}{\rho c'},\tag{5}$$

где  $\lambda$  – теплоёмкость материала,  $\rho$  – плотность, c – теплоёмкость.

Таким образом, коэффициент температуропроводности зависит от того, нагревается ли тело в данной точке (пластическая деформация) или охлаждается (упругая деформация).

Вследствие вышесказанного, задача о мгновенном тепловом источнике (выделении тепла) преобразуется в уравнение теплопроводности с разрывным коэффициентом температуропроводности.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi_p \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad npu \quad \frac{\partial T}{\partial t} \ge 0, \tag{6}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi_e \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad npu \ \frac{\partial T}{\partial t} \le 0.$$
(7)

Уравнение (6) описывает переход на пластическое деформирование:

$$\chi_p = \frac{\lambda}{\rho c_p},$$

а уравнение (7) описывает упругое деформирование:

$$\chi_e = \frac{\lambda}{\rho c_e}.$$

В работе [3] показано, что данная задача не имеет классического решения при T(x, 0) = 0 при  $x \neq 0$ .

$$\int_{-\infty}^{\infty} T(x,0)dx = Q, \qquad u(\pm\infty,t) = 0, \tag{8}$$

где Q – количество тепла, выделяющегося в малой окрестности x = 0.

Полученное в [3] автомодельное предельное решение имеет вид

$$T = \left[\frac{A}{\left(\chi_p t\right)^{\frac{(1+\alpha)}{2}}}\right] \Phi(\xi, \varepsilon), \tag{9}$$

$$\xi = \frac{x}{\sqrt{\chi_p t}}, \qquad \varepsilon = \frac{\chi_e}{\chi_p}, \qquad A = \beta \ln Q l^{\alpha},$$
 (10)

где  $\beta$  – безразмерная постоянная, которую можно принять равной 1, l – размерный параметр, появляющийся в связи с формой Q,  $\alpha$  – параметр, появляющийся в результате решения некоторой системы дифференциальных уравнений для  $\Phi(\xi, \varepsilon)$  и зависящий от  $\varepsilon$ .

Решение (9) показывает, что количество тепла Q, которое отбирается в начальный момент времени в переходной упругопластической зоне, соотносится с характерным размером l. Причём предельное представление решения при больших временах Q возрастает при  $\varepsilon > 1$  и убывает при  $\varepsilon < 1$  таким образом, чтобы величина  $Ql^{\alpha} \approx \text{const.}$ 

#### Выводы

1. В рамках данной модели в процессе квазистатического упругопластического деформирования возможно появление структурного параметра l, в области которого происходит отбор тепла Q так, чтобы  $Ql^{\alpha} \approx \text{const.}$ 

2. Величина отбора тепла Q в малой области l зависит от теплофизических констант  $\chi_e$  и  $\chi_o$  таким образом, что Q возрастает при  $\varepsilon > 1$  и убывает при  $\varepsilon < 1$ .

#### Литература

1. Зимин Б. А., Свентицкая В. Е., Смирнов Ю. В., Судьенков Ю. В. Влияние скорости деформации на тепловыделение при квазистатическом растяжении металлов. Эксперимент // Физика твёрдого тела. 2018. Т. 60, № 4. С. 758–763.

2. Кубо Р. Статистическая механика. М., 1967. – 452 с.

3. Баренблатт Г. И. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. М., 1982. – 255 с.

УДК 536.37

## ДИНАМИКА ТЕПЛООБМЕНА НАГРЕТОЙ ИМПУЛЬСНЫМ СИЛЬНОТОЧНЫМ РАЗРЯДОМ ОБЛАСТИ В КАНАЛЕ

#### И. А. Знаменская, Е. Ю. Коротеева, Е. А. Карнозова, Т. А. Кули-Заде

#### Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

Перспективной областью применения плазменных актуаторов различных типов является управление газодинамическими потоками в камерах сгорания летательных аппаратов и на обтекаемых поверхностях [1-9]. В работе [1] продемонстрирована эффективность плазменного актуатора на основе микродиэлектрического барьерного разряда (DBDPA) как перспективной системы управления отрывными потоками. Для исследования индуцированного разрядом потока использованы вольтамперные характеристики, регистрация свечения разряда, ИК термография, визуализация потока, PIV метод. В расчетных моделях поверхностных барьерных разрядов (SBD) атмосферного давления ролью нагрева диэлектрического материала и покоящегося газа часто пренебрегают, что влияет на точность анализа воздействия разряда. В статье [2] были исследованы три механизма нагрева, в том числе электронный нагрев газа из-за неупругих столкновений, ионная бомбардировка диэлектрической поверхности и нагрев диэлектрика переменным во времени электрическим полем. Было показано, что нагрев ионным потоком оказался преобладающим механизмом нагрева диэлектрического материала и нисходящего потока, управляемого частотным барьерным разрядом. В работе [3] вращательная температура плазмы, полученная с помощью оптической эмиссионной спектроскопии, близка к температуре газа разряда, измеренной с помощью инфракрасной термографии, что указывает на то, что температура газа в разряде может быть приблизительно

представлена вращательной температурой. В работе [4] проведено измерение оптическим методом распределений температуры в потоке ионизованного газа, индуцированном высокочастотным барьерным разрядом. Взаимодействие с набегающим потоком приводит к тому, что максимум распределения осредненной температуры наблюдается в окрестности игольчатых электродов.

Для анализа нагрева и остывания поверхностей канала при инициировании на них скользящих разрядов был использован тепловизор Telops Fast M200, который покрывает спектральный диапазон от 3 до 5,4 мкм (опционально 1,5–5,4 мкм). Ось наблюдения тепловизора устанавливалась вдоль вставки под углом 12 и 10 градусов к поверхности (рис. 1, наклон по оси *у*). Использовался режим скоростной съёмки с экспозицией 1000 и 400 мкс и частотой съёмки от 500 до 1417 кадр/с. Интегральная съёмка свечения разряда регистрировалась на цифровые фотоаппараты Nikon D50 и Canon EOS 500D.





На стенде УТРО-3 (Ударная Труба-Разряд-Оптика) физического факультета МГУ исследуется воздействие на высокоскоростной поток скользящего распределенного разряда (плазменного листа) с длительностью тока 300-500 нс. Сильноточный поверхностный разряд инициировался на противоположных стенках канала 48х24 мм: верхней плоской и нижней – с диэлектрическим выступом в форме параллелепипеда 48×6×2 мм, расположенного параллельно многоканальному разряду (рис. 2). Был обнаружен эффект перераспределения энергии импульсного поверхностного разряда вблизи диалектического выступа. Было показано [5], что наличие выступа существенно искажает изначально однородное распределение плазмы разряда вдоль диэлектрической поверхности. Прослеживая динамику индуцированного разрядом сложного высокоскоростного потока с использованием цифровой теневой визуализации и численного моделирования, количественно проанализированы энергетические характеристики локализованного разряда. Показано, что обнаруженный эффект вытеснения свечения плазмы в видимом диапазоне (рис. 2, а) связан с локальным перераспределением энергии разряда. При теневом исследовании динамики инициированных разрядом взрывных волн (рис. 2,  $\delta$ ) обнаружено, что явление выдавливания свечения импульсного разряда в сторону выступа связано с мгновенным перераспределением энергии разряда, которая быстро термализуется в области выступа. Импульсный разряд инициирует сложную конфигурацию ударной волны; изогнутые ударные волны (распространяющиеся снизу) из области интенсивного свечения вблизи выступа сильнее по сравнению с квазиплоскими фронтами ударных волн, наблюдаемыми в отсутствие выступа (сверху). Количественно была проанализирована динамика конфигураций этих разрывов. При двумерном численном моделировании газодинамического потока, вызванного разрядом, на основе уравнений Навье-Стокса варьировалось распределение энергии в области разряда.



Рис. 2. Интегральное свечение (P = 67 тор) (a), теневая съёмка (P = 78 тор) ( $\delta$ ): 1 – верхний плазменный лист, 2 – нижний плазменный лист, 3 – вставка, УВ 1 и УВ 2 – квазиплоская ударная волна от верхнего и нижнего плазменного листа, соответственно, УВ 3 – ударная волна от области вытеснения свечения 4

Цель состояла в том, чтобы сопоставить численные и экспериментальные теневые изображения ударных конфигураций в высокоскоростном потоке после разряда и в результате количественно оценить пространственное перераспределение энергии разряда в приповерхностной области из-за наличия выступа. Было показано, что концентрация быстро термализованной энергии разряда вблизи выступа увеличивается в 5–7 раз [6]. При этом происходит импульсный нагрев поверхности стенок и поверхности выступа. Повышается температура стенок канала за счет контакта с плазменным листом и температура выступа – как за счет теплообмена с плазмой повышенной интенсивности (боковые поверхности), так и за счет нагрева спутным потоком за огибающей уступ ударной волной (боковые и верхняя поверхность).

На рис. 3 приведены последовательные изображения, полученные при инициировании поверхностного разряда на верхней (*a*) и нижней ( $\delta$ ) стенках. Напряжение на разрядном промежутке в воздухе составляло 20 кВ. Регистрируемая ИК-камерой интенсивность на первом, втором и последующих кадрах (измерения велись до  $t \sim 40$  мс) отражает динамику тепловых процессов, происходящих существенно позже (в масштабе наносекундных времен разряда) инициирования разряда и времени свечения плазмы.



Рис. 3. Инфракрасная съёмка остывания (*a*) верхней стенки (P = 118 тор), экспозиция 0,4 мс, f = 1417 кадр/с; ( $\delta$ ) нижней стенки (P = 126 тор) экспозиция 1 мс, f = 628 кадр/с, угол поворота (вдоль оси *x*) ИК-камеры – 7 градусов

При термографической съемке теплового поля в разрядной камере зафиксировано, что разряд заметно нагревает поверхность плоской стенки канала в области разряда и профиля;

источниками нагрева верхней стенки является плазма скользящего разряда, яркие каналы являются источниками более интенсивного локального нагрева. При инициировании плазменного листа механизмами теплообмена, обеспечивающими нагрев стенки, являются теплопроводность (нагрев стенки плазмой) и вынужденная конвекция (горячий газ за ударной волной). Затем происходит остывание стенки посредствам механизмов теплопроводности.

Момент завершения быстрого импульсного энерговклада плазмы разряда был выбран как начало отсчета (t = 0 мс) по времени при регистрации теплового излучения через кварцевые окна разрядной камеры. Локальные области нагрева видны в области нижней стенки канала вблизи интенсивного свечения около вставки и области верхней стенки, нагретой отдельными плазменными каналами повышенной интенсивности, зависящими от давления газа. Эксперименты проводились при различных начальных значениях давления в разрядной камере, получены количественные данные о временах остывания (рис. 4). Области вблизи вставки оставались нагретыми до 15–30 мс, в то время как оптическое излучение области разряда длится 600–800 нс [6]. При этом интенсивность теплового излучения верхней стенки спадала до начального уровня за более короткое время (за 1 кадр – до 0,4–0,7 мс), чем интенсивность диэлектрических областей вблизи уступа (вплоть до 30 мс).



Рис. 4. График временной зависимости приведенной интенсивности теплового излучения (среднее значение по области) в области обратного уступа; частота съёмки 628 кадр/с, экспозиция порядка 1000 мкс

Таким образом, зарегистрирована эволюция полей тепловых потоков из диэлектрических поверхностей стенок в разрядной камере при давлениях от 70 до 130 торр при инициировании сильноточного наносекундного поверхностного разряда. Показано, что время остывания стенок в области вытеснения плазмы около прямоугольного диэлектрического профиля может достигать 30 мс.

Описанные физические явления имеют особое значение на практике, когда плазменные актуаторы используются на поверхностях сложной геометрии, в камерах сгорания [8, 9].

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант 22-29-00652.

#### Обозначения

*Р* – давление, тор; *t* – время, мс; РК – разрядная камера; УВ – ударная волна, ИК-камера – инфракрасная камера (тепловизор).

## Литература

1. Pescini E., Francioso L., De Giorgi M. G. and Ficarella A. Investigation of a micro dielectric barrier discharge plasma actuator for regional aircraft active flow control // Int. J. IEEE Transactions on Plasma Science. Oct. 2015. Vol. 43, No. 10. P. 3668–3680.

2. Gilbart B. et al. Dominant heating mechanisms in a surface barrier discharge // Int. J. Phys. D: Appl. Phys. 2021. Vol. 54, No. 17. P. 175202.

3. Siyin Zhou et al. Experimental study on the diffusive flame stabilization mechanism of plasma injector driven by AC dielectric barrier discharge // Int. J. Phys. D: Appl. Phys. 2019. Vol. 52, No. 26. P. 265202.

4. Khramtsov P. P., Penyazkov O. G., Grishchenko V. M. et al. Diagnostics of average temperature fields and electron densities in a barrier discharge plasma in the presence of air flow // Int. J. Eng. Phys. Thermophy. 2009. Vol. 82, No. 6. P. 1146–1152.

5. Znamenskaya I. et al. Extrusion of a nanosecond surface discharge plasma near a dielectric ledge // Int. J. Phys.: Conf. Ser. 2021. P. 2100 012010.

6. Tatarenkova D. I., Koroteeva E. Y., Kuli-zade T. A. et al. Pulsed discharge-induced high-speed flow near a dielectric ledge // Int. J. Exp Fluids. 2021. Vol. 62, No. 151.

7. Joussot R. et al. Thermal characterization of a DBD plasma actuator: dielectric temperature measurements using infrared thermography // Int. 40th Fluid Dynamics Conf. and Exhibit. 2010.

8. Esakov I. I., Ravaev A. A. et al. Plasma-assisted ignition in the flow-through combustion chamber // Int. J. Problemele energeticii regionale. 2019. Vol. 3, No. 44. P. 66–78.

9. Zun Cai et al. Review of cavity ignition in supersonic flows // Int. J. Acta Astronautica. 2019. Vol. 165. P. 268–286.

УДК 536.24

### МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКАНИЯ ЛУННОГО РЕГОЛИТА

### К. В. Кочнев

#### Московский авиационный институт, г. Москва, Россия

В работе описано моделирование процесса спекания лунного реголита под действием концентрированной солнечной энергии. Это необходимо для формирования технических требований, предъявляемых к автоматическому космическому аппарату, который смог бы использовать излучение Солнца для строительства объектов лунной инфраструктуры из реголита.

Моделирование произведено в программном продукте Ansys Transient Thermal. В качестве исходных данных взяты теплофизические свойства реголита, гранулометрический состав, диаметр сканирующего луча, мощность сканирующего луча. Рассмотрено несколько сценариев спекания, в которых варьировались скорость сканирования, рисунок сканирования и процент перекрытия параллельных штрихов при сканировании. Сценарии сканирования запрограммированы с помощью APDL-команд. Рассмотрено три рисунка сканирования: многострочный однонаправленный, многострочный зигзаг, многострочный зигзаг с контуром.

При многострочном однонаправленном сканировании источник излучения делает штрих заданной длины, после чего выключается и по одной координате возвращается в начальное положение, а по другой – смещается на ширину штриховки. Ширина штриховки определяет перекрытие между соседними проходами источника излучения.

Когда используется рисунок в виде многострочного зигзага, источник энергии по завершении штриха смещается на ширину штриховки и движется в обратном направлении, пока не достигнет начального положения по первой координате. В рисунке многострочный зигзаг с контуром источник сначала выполняет контур спекаемой области, а после заполняет ее методом многострочного зигзага.

Области сканирования для всех рисунков одинаковые и представляют собой квадрат со стороной 300 мм.

Целью работы является подбор скоростей и рисунков сканирования таким образом, чтобы остывание слоя происходило наиболее равномерно.

#### Литература

1. Кочнев К. В., Ненарокомов А. В. Технологии обработки лунного реголита для последующего использования // Тепловые процессы в технике. 2020. Т. 12, № 6. С. 242–251.

2. Богданович В. И., Гиорбелидзе М. Г., Сотов А. В. и др. Математическое моделирование процессов плавления порошка в технологии селективного лазерного сплавления // Изв. Самарского научного центра РАН. 2017. Т. 19, № 4 (1). С. 105–114.

УДК 532.5:621.039.5

### ОСОБЕННОСТИ ГИДРОДИНАМИКИ ЯДЕРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

#### О. В. Митрофанова

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия

В настоящей работе проблемы, связанные со сложной гидродинамикой потоков и её влиянием на процессы тепломассопереноса, рассматриваются на наиболее распространенном типе ядерных энергетических установок (ЯЭУ) с ядерными реакторами корпусного типа. Основные особенности гидродинамики ЯЭУ с ядерными реакторами корпусного типа, к которым относятся энергетические реакторы с водой под давлением (ВВЭР), транспортные ЯЭУ, АЭС с реакторами на быстрых нейтронах типа БН с натриевым теплоносителем и ЯЭУ с реакторами на быстрых нейтронах охлаждаемыми тяжелыми жидкометаллическими теплоносителями (Pb, Pb-Bi), связаны со сложной конструкцией как самих реакторных установок с активными зонами, петлевым подводом теплоносителя, сложностью коллекторных систем, так и с устройством парогенераторов и другого энергетического оборудования.

На рис. 1 представлены примеры конструкции корпусных водо-водяных реакторов: энергетического реактора BBЭP-1000 (рис. 1, a) и судового реактора нового поколения PИТМ-200 (рис. 1,  $\delta$ ). На рис. 1,  $\epsilon$  показана условная схема течения теплоносителя, охлаждающего активную зону, при его петлевом подводе. Как видно из рисунка, такая общепринятая внутрикорпусная схема движения теплоносителя, вводимого в корпус реактора по трубам большого диаметра и меняющего направление движения на 180° от нисходящего в кольцевом зазоре между корпусом и внутренней обечайкой к восходящему движению через активную зону, способствует крупномасштабному вихреобразованию в нижней напорной части коллектора перед входом в активную зону.

Целью проводимых исследований является определение физических факторов и условий, приводящих к формированию устойчивых вихревых структур во внутренних турбулентных закрученных течениях, имеющих место в сложных каналах первого и второго контуров ЯЭУ.

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



Рис. 1. Характерная конструкция реакторов с водой под давлением: *a* – реактор BBЭР-1000; *б* – судовой реактор нового поколения интегрального типа РИТМ-200 с размещенными внутри корпуса парогенерирующими блоками; *в* – схема течения теплоносителя с образованием крупномасштабного вихревого движения при асимметричных условиях петлевого подвода

Использование полезных свойств закрученных течений связано, прежде всего, с проблемой интенсификации тепломассообменных процессов. Поэтому генерация организованного вихревого или закрученного течения в ЯЭУ осуществляется, как правило, целенаправленно при теплосъёме в активных зонах за счет использования спиральных закручивающих элементов или дефлекторов при дистанционировании и компоновке твэлов в тепловыделяющих сборках (TBC).

Вместе с тем, следует отметить, что возникающие из-за сложности геометрии теплогидравлического тракта спонтанное вихреобразование и самопроизвольная закрутка потока в элементах оборудования ЯЭУ могут играть негативную роль. Так, возникающие в напорных камерах коллекторов ядерных реакторов крупномасштабные вихри (рис. 1, *в*) приводят к уменьшению расхода по наиболее энергонапряженным каналам активной зоны из-за снижения давления в центральной области коллектора [1], что наиболее существенно для реакторов с жидкометаллическими теплоносителями. Несанкционированная закрутка в элементах трубопроводов систем компенсации давления и в трубных системах парогенераторов при определенных режимах работы реактора может приводить к кризису закрученного потока и резкому увеличению гидравлических потерь.

Сравнение результатов теоретических и экспериментальных исследований, представленное в работах [1, 3], позволило обосновать возможность применения теории винтовых потоков для прогнозирования эффектов крупномасштабных вихреобразований в различных элементах теплогидравлического тракта ЯЭУ, что получило прямое экспериментальное подтверждение на крупномасштабной модели ядерного реактора [4].

Закрученные и крупномасштабные вихревые течения могут формироваться как при внешнем обтекании элементов конструкций, так и во внутренних течениях в каналах, в частности, в криволинейных трубопроводах с сочетанием изгибов различного направления. Несмотря на разнообразие условий возникновения детерминированных вихревых структур, анализ имеющегося обширного экспериментального материала, данный в работе [5], позволяет сделать определённые выводы об общих закономерностях формирования и топологических особенностях возникающих крупномасштабных вихреобразований.

В работах [3, 6] был рассмотрен механизм генерации акустических колебаний, связанный с образованием в движущейся среде устойчивых вихревых структур [7]. Сопоставление амплитудно-частотных характеристик и картин визуализации с результатами численного моделирования позволило выявить связь между генерацией звуковых колебаний и образованием устойчивой крупномасштабной вихревой структурой потока. Экспериментальные исследования показали [6], что для сложной гидромеханической системы наличие участков с импактным закрученным течением может приводить к генерации акустических колебаний вихревыми структурами. При достижении предельной расходной скорости закрученного потока был обнаружен и исследован эффект саморегулирования, который выражается в резонансном усилении амплитуды собственных частот гидромеханической системы за счет поглощения составляющей спектра акустических колебаний, генерируемых вихревой структурой потока.

Сложная геометрия различных элементов теплогидравлического тракта ядерных энергетических установок (ЯЭУ) может являться не только определяющим фактором в формировании крупномасштабных вихревых структур и закрутки потока, но и в ряде случаев приводить к кризису закрученного течения [8, 9]. Для теоретического описания кризиса закрученного потока используется подход, развитый академиком И. И. Новиковым в монографии [10] на основе ранее сделанного открытия [11]. Суть этого открытия заключается в определении кризиса закрученного течения как режима течения, при котором расходная скорость закрученного потока жидкости достигает своего предельного значения, равного скорости распространения длинных центробежных волн. И. И. Новиковым было показано, что центробежные волны возникают при закрученном (поступательно-вращательном) движении жидкости в открытой трубе под действием центробежных сил. Эти волны представляют собой малые возмущения, которые распространяются от источника возмущений по всей жидкости. Аналогом таких волн в поле другой массовой силы – силы тяжести являются продольные гравитационные волны, распространяющиеся в несжимаемой жидкости. В работе [10] дан вывод соотношения для критической скорости закрученного потока – скорости распространения длинных центробежных волн в трубе.

Возможность применения открытия И. И. Новикова к замкнутым циркуляционным трактам была обоснована в работе [1], где было показано, что условием достижения критической расходной скорости закрученного течения является условие равенства градиентов давления в продольном направлении и радиального перепада давления в поперечном сечении канала, возникающего за счет генерации крупномасштабного вихревого движения и закрутки потока. Полученное ранее теоретическое описание кризиса закрученного потока позволило рассчитать характеристики движения и вихревую структуру потока в элементах трубопроводов ЯЭУ с использованием универсального программного комплекса ANSYS и модели турбулентности k-ш SST при соответствующей постановке задач. Моделирование процессов гидродинамики и теплообмена осуществлялось в 3D геометрии с применением CFD расчетных кодов.

Проведенные расчетно-аналитические исследования показали, что при геометрии каналов, имеющих не только пространственную кривизну, т. е. изгибные участки с кривизной в различных плоскостях, но и переменную площадь проходного сечения каналов, создаются условия, приводящие к крупномасштабному вихреобразованию и закрутке потока.

В качестве примера на рис. 2, *а* приведена характерная геометрия участка одиночного канала ледокольного парогенератора в области разворота потока от нисходящего к восходящему направлению движения. Рис. 2,  $\delta$ , *в* иллюстрируют тот факт, что после прохождения двух вертикальных изгибов при переходе из опускного к восходящему направлению движения питательной воды (где формируется устойчивая вихревая структура потока, состоящая из двух спиральных вихрей равной интенсивности, но противоположного направления вращения – вихрей Дина), при последующем движении жидкости через расширяющуюся диффузорную часть канала, заканчивающуюся горизонтальным изгибом, течение приобретает однонаправленную закрутку в масштабе всего канала (рис. 2,  $\delta$ ), что при увеличении мощности ядерного реактора может приводить к кризису закрученного потока с образованием зоны реверсивного закрученного течения (вихревой пробки) (рис. 2, *в*).



Рис. 2. Генерация закрутки потока на экономайзерном участке парогенерирующего канала: a – геометрия канала и линии тока движущейся жидкости в зоне подогрева питательной воды перед испарительным участком;  $\delta$  – распределение тангенциальной составляющей скорости потока в зоне расширения проходного сечения канала; e – зона реверсивного (возвратного) закрученного течения с образованием «пробки», препятствующей расходу теплоносителя

Вариантные расчеты показали, что степень диффузорного расширения криволинейного канала существенным образом влияет на интенсивность вихревого движения в области рециркуляции потока, а, следовательно, на возрастание гидравлических потерь.

На основании проведенных расчетно-теоретических исследований и сравнения с данными мониторинга эксплуатационных режимов ледокольной паропроизводящей установки было установлено, что наступление кризисного режима течения закрученного потока приводит к снижению теплогидравлической эффективности парогенерации в условиях эксплуатации судовой ЯЭУ.

Работы выполнялись при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 19-08-00223) и Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (договор № 02.a03.21.0005).

## Литература

1. Митрофанова О. В. Гидродинамика и теплообмен закрученных потоков в каналах ядерно-энергетических установок. М.: Физматлит, 2010. – 288 с.

2. Митрофанова О. В. Комплексные исследования эффектов генерации крупномасштабных вихреобразований в теплоносителях ядерных реакторов. Часть І. Теоретические исследования // Ядерная физика и инжиниринг. 2010. Т. 1, № 4. С. 299–309.

3. Mitrofanova O. V., Podzorov G. D., Pozdeeva I. G. Vortex structure of swirl flow // Int J. of Heat and Mass Transfer. 2013. Vol. 65. P. 225–234.

4. Дмитриев С. М., Хробостов А. Е., Баринов А. А., Главный В. Г. Разработка и адаптация вихреразрешающей измерительной системы для проведения верификационных экспериментов на крупномасштабной модели ядерного реактора // Приборы и методы измерений. 2017. Т. 8, № 3. С. 203–213.

5. Mitrofanova O. V. Problems of vortex dynamics in the thermal physics of power plants // Heat Transfer Research. 2006. Vol. 37, Iss. 4, P. 321–348.

6. Митрофанова О. В., Поздеева И. Г. Исследование механизма саморегулирования акустических колебаний в импактном закрученном течении // Изв. РАН. МЖГ. 2015. № 5. С. 54–63.

7. Митрофанова О. В. О структурном подобии устойчивых форм спирально-вихревого движения // ИФЖ. 2017. Т. 90, № 5. С. 1179–1192.

8. Митрофанова О. В., Ивлев О. А., Уртенов Д. С., Федоринов А. В. Оценка влияния кризисного течения закрученного потока на теплогидравлическую эффективность судовых ядерных энергетических установок // Тепловые процессы в технике. 2019. Т. 11, № 6. С. 242–249.

9. Митрофанова О. В., Байрамуков А. Ш. Расчетное моделирование движения теплоносителя в сложных криволинейных каналах // Тепловые процессы в технике. 2019. Т. 11, № 5. С. 194–202.

10. Новиков И. И. Термодинамика. М.: Машиностроение, 1984. – 592 с.

11. Новиков И. И., Скобелкин В. И., Абрамович Г. Н., Клячко Л. А. Закономерность расхода жидкости в закрученном потоке. Открытие № 389. Приоритет открытия принадлежит И. И. Новикову: январь 1948 г. Внесено в Гос. реестр открытий 18.10.1990 г.

УДК 621.311.25:621.039; 517.958:536.71

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ПОТОКОВ ГАЗОВ И РАДИОАКТИВНЫХ АЭРОЗОЛЕЙ ПОД ОБОЛОЧКОЙ АЭС

## И. О. Мороз, А. Г. Трифонов

Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны НАН Беларуси, г. Минск

Эффективная ликвидация и максимальное снижение последствий авариных выбросов на АЭС требует точной оценки динамики выброса и возможных трансформаций отдельных компонентов с учетом инфраструктуры и состояния среды в зоне аварийного воздействия. Величину радиационных последствий определяет качественный и количественный состав радиоактивных веществ в теплоносителе первого и второго контуров. Актуальность работы

заключается в создании компьютерного модуля для оценки распределения концентрации радиоактивных веществ в результате потери теплоносителя с учётом параметров течи и инфраструктуры помещения. Компьютерный модуль даст детальную информацию о пространственном распределении концентрации радиоактивных веществ, что поможет в создании схем распределения концентрации радиоактивных веществ в результате потери теплоносителя при аварийных ситуациях для оценки возможных дозовых нагрузок на персонал.

Цель – провести оценку распределения концентрации радиоактивных веществ в результате потери теплоносителя в результате аварийной ситуации.

Задача данной работы – проведение расчета распространения радиоактивных аэрозолей с учетом фазовых переходов для парогазовых смесей в многокомпонентной среде. Практическая ценность результатов работы определяется необходимостью анализа параметров безопасности работы энергоустановки с учетом не только режимных факторов, но и процессов в элементах ее инфраструктуры. При обосновании радиационной и водородной безопасности реакторов ВВЭР при использовании конструкций контайнмента, как правило, используются программные коды типа КУПОЛ-М [1] на основе камерных моделей. Актуальной задачей является верификация данных компьютерных кодов с учетом новых конструкционных мер повышения безопасности (например, использование дожигателей водорода при запроектных авариях).

В работе в рамках формализованных шаблонов программного пакета COMSOL Multiphysics разработан модельный аналог (рис. 1) для численного решения многомерных нестационарных уравнений сохранения с учетом соответствующих замыкающих соотношений для аварийных выбросов энергоустановок на ядерном топливе. Геометрические размеры расчетной области соответствуют проектным характеристикам. Расчетная область включает в себя основные элементы гермообъема: реакторная установка, баки аварийного охлаждения зоны, теплообменники системы пассивного отвода тепла от защитной оболочки.



Рис. 1. Расчетная область согласно методу конечных элементов

Перенос примеси в газовой среде и осаждение ее на поверхность элементов АЭС представляет собой сложную и многогранную задачу. Распространение радиоактивного потока подвержено влиянию различных факторов, в том числе теплофизических параметров потока, состояния инфраструктуры внутри АЭС и т. д.

Система уравнений сохранения для отдельных фаз положена в основу моделирования потока и транспортируемой дисперсной примеси, которые решаются численно совместно с уравнениями, описывающими процессы межфазного переноса. Данная система уравнений

сохранения дополняется соответствующими наборами начальных и граничных условий, а также интегральными параметрами работы техногенных источников.

Для моделирования динамики несущего потока принята следующая система уравнений сохранения [2–4]:

$$\frac{\partial \rho W_i}{\partial x_i} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial W_i}{\partial t} + W_j \frac{\partial W_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mathbf{v}_E \frac{\partial W_i}{\partial x_j} - \overline{W'_i W'_j} \right) + g_i \delta_{ij}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + W_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( a_E \frac{\partial T}{\partial x_j} \right), \tag{3}$$

где  $W_i$ ,  $W_j$  – компоненты скорости транспортного потока вдоль осей  $x_i$ ,  $x_j$  (в данной модели  $i, j = 1, 2, 3, i \neq j; x_1, x_2, x_3$  – пространственные координаты); t – время; P, T – давление и температура соответственно;  $\rho$  – плотность; g – ускорение силы тяжести; v, a – коэффициенты кинематической вязкости и температуропроводности соответственно; K – турбулентная кинетическая энергия согласно k– $\varepsilon$  модели турбулентности. Нижний символ E – эффективное значение.

Для описания процесса переноса диспергированных радионуклидов в потоке исходная система уравнения сохранения (1)–(3) дополняется уравнениями движения и сохранения аэрозольных частиц [2]:

$$\frac{\partial N_{p,n}}{\partial t} + (W_{p,n})_i \frac{\partial N_{p,n}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( D_{p,n} \frac{\partial N_{p,n}}{\partial x_j} \right) + J_{p,n}, \tag{4}$$

$$N_{p,\Sigma} = \int_{L_{min}}^{L_{max}} [\widetilde{N}_p(L_n)] \cdot N_{p,n} d(L_n),$$
(5)

где  $N_{p,n}$  – объемная концентрация частиц размером  $L_n$ ;  $(W_{p,n})_i$  – компонента скорости частиц размером  $L_n$ ;  $D_{p,n}$  – коэффициент диффузии частиц размером  $L_n$ ;  $[\tilde{N}_p(L_n)]$  – функция распределения частиц по размерам  $L_n$ ;  $J_{p,n}$  – источник частиц размером  $L_n$ .

Конвективно-диффузионный перенос радионуклидов в растворенной форме описывается уравнением

$$\frac{\partial C_{W,k}}{\partial t} + W_i \frac{\partial C_{W,k}}{\partial x_i} = \widetilde{\nabla} \left( D_{W,k} \widetilde{\nabla} (C_{W,k}) \right) - \lambda_k C_{W,k} - (j)_k, \tag{6}$$

где  $D_{W,k}$  – коэффициент диффузии растворенной формы фракции k;  $C_{w,k}$  – массовая концентрация растворенной формы фракции k;  $\tilde{\nabla}$  – оператор дифференцирования по  $x_i$ ,  $x_j$ ;  $\lambda_k$  – постоянная распада рассматриваемого радионуклида;  $(j)_k$  – интегральное значение массовых источников радионуклидов вследствие радиоактивного распада биологического переноса.

При различных категориях аварий выбрасываются преимущественно йод и цезий в виде аэрозольных частиц размером до 1 мм [2–4]. Ввиду малой концентрации аэрозольных частиц системы уравнений потока (1)–(3) и (4)–(6) решаются независимо друг от друга.

Представленные выше уравнения дополняются начальными и граничными условиями, включая замыкающие соотношения для расчета теплофизических параметров многокомпонентного потока. В уравнениях (1)–(3) коэффициенты переноса (теплопроводности, диффузии, вязкости) и плотности несущей среды рассчитываются по соотношениям:

 $\mu = \sum_{k} \mu_k C_{\nu,k}$  – коэффициент динамической вязкости для смеси;

 $C_p = \sum_k C_{p,k} C_{v,k}$ - коэффициент теплоемкости при постоянном давлении для смеси;

 $\gamma^{T} = \sum_{k}^{n} \gamma^{T}_{k} C_{\nu,k}$  – коэффициент теплопроводности для смеси;

 $\rho = \sum_{k} \rho_k C_{w,k}$  – плотность для смеси.

Соотношение между объемной концентрацией компонента  $C_{v,\kappa}$  и массовой концентрацией  $C_{w,k}$  рассчитывалось в приближении идеального газа, когда молярная масса смеси газовых компонентов рассчитывалась с учетом объемной концентрации.

Коэффициент диффузии отдельных компонентов смеси рассчитывался по формуле

$$D_{w,k} = \sqrt{((8RT)/(\pi M_k \cdot 10^{-3}))} \cdot 0.2 \cdot 10^{-6},$$

где *R* – универсальная газовая постоянная, *M<sub>k</sub>* – молекулярная масса *k*-го компонента, кг/моль; последний численный коэффициент является приближенной оценкой длины свободного пробега молекул.

Процесс осаждения радиоактивных веществ на характерные поверхности внутри АЭС зависит также и от состояния шероховатости и наличия смоченной поверхности. При образовании смоченной поверхности предполагалось, что все аэрозольные частицы осядут на эту поверхность. Эффективность осаждения аэрозолей на твердой поверхности определяется структурой потока и свойствами аэрозоля.

**Постановка задачи.** Моделирование проводилось в COMSOL Multiphysics 5.6. Для условной аварии в замкнутом пространстве под оболочкой АЭС рассматривался многокомпонентный газовый поток (водород, водяной пар, кислород, азот и инертные газы, такие как криптон и ксенон). Геометрические размеры расчетной области соответствовали проектным характеристикам реакторов ВВЭР. Расчетная область включала в себя основные элементы гермообъема. При расчете также учитывался теплосъем через систему пассивного отвода тепла из-под защитной оболочки.

Была выбрана авария с течью одного из баков системы аварийного охлаждения зоны. Задавались следующие параметры: диаметр течи – 50 мм, максимальная скорость выброса – 15,8 м/с, давление внутри защитной оболочки – 101 325 Па.

**Результаты.** В результате численного моделирования системы уравнений многомерных уравнений сохранения и учета замыкающих соотношений для компонентов смеси получены газодинамические характеристики турбулентного потока в замкнутом объеме.

На рис. 2 представлены результаты моделирования распределения массовой концентрации каждого компонента смеси (водорода и водяного пара) в момент времени 2000 с. Числовые значения соответствуют приведенной цветной шкале.

Исходя из анализа полученных результатов численного моделирования, можно отметить следующее: несмотря на достаточно высокую максимальную горизонтальную скорость в начале струйного выброса (15,8 м/с), регистрируется подъем компонента водорода сразу вверх, а не вдоль начального направления. Такой эффект фиксируется и в ряде экспериментальных наблюдений. С увеличением времени моделирования наблюдается стратификация компонентов газовой смеси. Водород как наиболее легкий газовый компонент скапливается преимущественно в верхней части оболочки. Было установлено, что на относительно высоких скоростях истечения газового потока приемлемая сходимость численных результатов достигалась только при использовании метода LES с подсеточной моделью Смагоринского.



Рис. 2. Массовая концентрация водорода и водного пара, момент времени 2000 с

Разработанный программный модуль может быть использован для верификации камерных моделей и оценке эффективности новых конструкционных мер повышения безопасности АЭС.

#### Литература

1. Ефанов А. Д., Лукьянов А. А., Шаньгин Н. Н., Зайцев А. А., Соловьев С. Л., Зайчик Л. И. Разработка контейнментного кода КУПОЛ-М для обоснования безопасности проектов АЭС с ВВЭР // Атомная Энергия. 2003.

2. Жуков В. Т., Рыков Ю. Г., Феодоритова О. Б. Математическая модель течения многокомпонентной смеси газов с учетом возможности возникновения жидкой фазы // Препринты ИПМ им. М. В. Келдыша. 2018. № 183. 36 с. URL: http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2018-183.

3. Дьяченко С. В. Разработка пакета программ для трехмерного численного моделирования многофазных многокомпонентных течений в атомной энергетике // Вычислительные методы и программирование. 2014. Т. 15. С. 162–180.

4. Журавкова И. О., Трифонов А. Г. Моделирование распространения газовых многокомпонентных потоков в гермообъеме при аварии // Noolinear Dynamics and Applications. 2021. Vol. 27. P. 496–502. УДК 622.276.1/4(73)

### МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫТЕСНЕНИЯ НЕФТИ С УЧЕТОМ МАССООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

## С. Т. Мухамбетжанов<sup>1</sup>, С. К. Джанабекова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казахский национальный университет имени аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан <sup>2</sup>Казахский национальный педагогический университет имени Абая, г. Алматы

В работе на основе законов механики сплошной среды построены математические модели вытеснения нефти с учетом фазовых переходов. Процессы происходят в областях со сложной геометрией, поэтому построение аналитических методов решения таких задач весьма затруднительно. Граница между подобластями определяется в процессе исходной задачи. Следует отметить, что такие задачи теории фильтрации исследованы многими авторами [1–5]. Основные задачи теории изотермической фильтрации были рассмотрены в работе [6]. Управление и регулирование процессов нефтедобычи на современном уровне изучены в работах [5, 7]. Авторами исследованы не только теоретические проблемы, но и полученные результаты доведены до решения реальных проблем нефтегазодобывающей промышленности западного региона Республики Казахстан (нефтегазодобывающие месторождения Каражанбас, Узень, Восточный Жетыбай, Доссор). В указанных месторождениях в основном используются паротепловые обработки не только скважин, но и эффективных пластов при вытеснении нефти.

На основе полученных результатов построена автоматизированная система для анализа, контроля и прогнозных расчетов под названием ИСАР (информационная система анализа и контроля разработки). Основу системы составляют три блока: блок – 1 (блок гелогопромысловых данных), блок – 2 (блок инженерных моделей), блок – 3 (блок математических моделей). Они взаимосвязаны и для отдельных месторождений функционируют по своим возможностям. В настоящее время работы в этом направлении продолжаются и носят название ИСАР – 2. Аналогичные системы существуют за пределами Казахстана. Как правило, блок – 3 основан на элементах математической статистики, т. е. чем больше данных, тем точнее прогнозные расчеты. Цифровые технологий типа «Шлюмбирже» (Франция), «Тайгресс» (Англия), «ТРИАС» (Россия) используются на некоторых месторождениях Атырауской области Казахстана.

Особенность ИСАР заключается в том, что блок – 3 составлен на основе законов механики, гидромеханики и представляет нелинейную систему дифференциальных уравнений в частных производных составного типа: относительно температуры и водонасыщенности (параболического типа) и давления (эллиптического типа). Исследованы корректность математических моделей на основе современных методов функционального анализа и методов решения математических задач. Рассматриваемые модели представляют усложненные варианты задач типа Стефана и Веригина. Если граница между подобластями меняются из-за градиента температуры, то задача относится к задачам типа Стефана. При изотермической фильтрации граница раздела подвергается изменению из-за градиента давления и представляет задачу типа Веригина.

Теоретические результаты по разрешимости математических моделей апробированы на рейтинговых журналах международного уровня. Практические результаты были использованы для прогнозных расчетов с реальными данными конкретного месторождения.

Следуют отметить, что наряду корректности прямой задачи также были исследованы обратные задачи для восстановления основных параметров нефтяного пласта (проницае-

мость, пористость и т. д.). Эти параметры меняются при долгосрочных прогнозах. Кроме того, при площадных заводнениях использованы одномерные графы.

Математическая постановка. В заданной конечной области  $\Omega$  с кусочно-гладкой границей  $\Gamma \equiv \partial \Omega$ . В соответствии с различными видами граничных условий граница  $\Gamma$  может разбиваться на несколько связных компонент  $\Gamma^i$ . Пусть  $Q_T = \Omega \times [0,T]$ ,  $S_T^i = \Gamma^i \times [0,T]$ , n -внешняя нормаль к границе  $\Gamma$ . Тогда соответствующая система уравнений имеет вид

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda(x, s, \theta) \nabla \theta - \vec{v} \theta), \tag{1}$$

$$m\frac{\partial s}{\partial t} = \operatorname{div}\left[Ka_0(a_1\nabla\sigma - a_2\nabla\theta + \vec{f}_1) - b_1\vec{v}\right] \equiv \operatorname{div}\vec{v}_1, \qquad (2)$$

$$\operatorname{div}\vec{v} \equiv \operatorname{div}\left[K(\nabla p + a_{3}\nabla \theta + \vec{f}_{2})\right] = 0,$$
(3)

$$\sigma = \frac{s - s_*(\theta)}{s^*(\theta) - s_*(\theta)} \quad \text{при } s_* \le s(x, t) \le s^*; \ \sigma = 0 \quad \text{при } s < s_*(\theta), \ \sigma = 1 \quad \text{при } s > s^*(\theta).$$

Последнее условие определяет функцию  $\sigma = \Phi(s, \theta)$  при  $s \in [0,1]$ , где  $\theta$  – температура неоднородной жидкости,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $s \equiv s_1$  – насыщенность смачивающей фазы;  $\vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2$  – средняя скорость фильтрации смеси,  $\vec{v}_i$  – фазовые скорости фильтрации. Кроме того, в рассматриваемой модели остаточные насыщенности непостоянны  $s_i^0 = s_i^0(\theta) \ge \overline{s_i^0} = \text{const} > 0$ ,  $i = \overline{1,2}$ . Указанные свойства  $s_i^0$ ,  $i = \overline{1,2}$ , приводят к следующим условиям для насыщенности s(x, t), смачивающей фазы:

$$0 \le \text{const} = \overline{s}_* \le s_*(\theta) \le s(x,t) \le s^*(\theta) \le \overline{s}^* = \text{const} \le 1,$$

где  $\overline{s}_* = s_1^0(\theta), \overline{s}_* = 1 - s_2^0(\theta), K = K(x, \theta, \sigma)$  – тензор, связанный проницаемостью среды,

$$a_{0} = a_{0}(s), \quad a_{i} = a_{i}(\sigma, \theta), \quad i = 1, 2, 3; \quad b_{k} = b_{k}(\sigma, \theta), \quad \vec{f}_{k} = \vec{f}_{k}(x, \sigma, \theta), \quad k = \overline{1, 2}$$
$$a_{0}(0) = a_{0}(1), b_{1}(0, \theta) = 0; \quad \inf_{\sigma, \theta} a_{1} \ge \alpha_{0} > 0.$$

Пусть  $\Omega \subset R^3$  – ограниченная область, граница  $\partial \Omega$  которой разбивается на несколько компонент в зависимости от вида граничных условий:

$$(P, S, \theta) = (P_0, S_0, \theta_0), \quad (x, t) \in \Sigma^1 = \Gamma^1 \times [0, T],$$
  

$$\vec{v}_i \cdot \vec{n} = b_i \cdot \psi, i = \overline{1, 2}; \quad \theta = \theta_0(x, t), \quad (x, t) \in \Sigma^2 = \Gamma^2 \times [0, T],$$
  

$$\vec{v}_i \cdot \vec{n} = b_i \cdot \psi, i = \overline{1, 2}; \quad \lambda \frac{\partial \theta}{\partial n} = \beta(\theta_0 - \theta), \quad (x, t) \in \Sigma^3 = \Gamma^3 \times [0, T].$$
(4)

К краевым условиям (5) необходимо добавить начальные условия

$$\left| (s,\theta) \right|_{t=0} = (s_0,\theta_0)(x,0), x \in \Omega.$$
(5)

Разрешимость задачи (1)–(5) была рассмотрена в пространствах Соболева с использованием теоремы Шаудера о неподвижной точке. Решение задачи (1)–(5) понимается в обобщенном смысле, т. е. в смысле выполнения соответствующих интегральных тождеств. Указанная математическая модель именуется термическая модель Маскета–Леверетта. Кроме того, авторами были изучены математические модели с применением поверхностно-активных веществ (ПАВ) при разработке нефтегазовых месторождений. Тогда задача (1)–(5) усложняется, так как добавляются параболические уравнения относительно концентрации ПАВ и некоторые кинетические соотношения для замыкания математической модели. Такие математические модели все чаще применяются в старых месторождениях, для того чтобы реанимировать нефтенасыщенность. Именно авторами настоящей работы будет представлен усложненный вариант задачи (1)–(5). Также будут рассматриваться автомодельные решения задачи (1)–(5) с применением ПАВ. Будут представлены конкретные примеры.

Построены вычислительные алгоритмы для численной реализации на ЭВМ. Именно численное моделирование процесса позволяет оценить изменение технологических показателей. Ключевым моментом является применение метода переменных направлений (метод Писсмена–Рэкфорда).

### Литература

1. Антонцев С. Н., Кажихов А. В., Монахов В. Н. Краевые задачи механики неоднородных жидкостей. Новосибирск: Наука, 1983. – 319 с.

2. Лейбензон Л. С. Нефтепромысловая механика. Ч. 2: Подземная гидравлика воды, нефти и газа. М.; Грозный; Л.; Новосибирск: Горногеолнефтеиздат, 1934. – 352 с.

3. Muskat M. The Flow of Homogeneous Fluid Through Porous Media. N.Y.; London, 1937.

4. Коллинз Р. Течение жидкостей через пористые материалы. М.: Мир, 1964. – 350 с.

5. Жумагулов Б. Т., Зубов Н. В., Монахов В. Н., Смагулов Ш. С. Новые компьютерные технологи в нефтедобыче. Алматы: Гылым, 1996. – 167 с.

6. Полубаринова-Кочина П. Я. Теория движения грунтовых вод. М.: Наука, 1977. – 664 с.

7. Жумагулов Б. Т., Мухамбетжанов С. Т., Шыганаков Н. А. Моделирование вытеснения нефти с учетом массообменных процессов. Алматы: КазгосИНТИ, 2004. – 252 с. УДК 532.5-1/-9, 51-73, 544.4

## МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ЗАМЕРОВ ВЫСОТНОГО ПРОФИЛЯ КОНЦЕНТРАЦИИ СО

Ю. В. Мухартова<sup>1,2</sup>, М. А. Давыдова<sup>1</sup>, Н. Ф. Еланский<sup>2</sup>, В. Н. Чекина<sup>1</sup>, А. В. Шилкин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия <sup>2</sup>Институт физики атмосферы имени А.М. Обухова РАН, г. Москва <sup>3</sup>Лаборатория № 5 ИЭМ НПО "Тайфун", г. Обнинск, Россия muhartova@yandex.ru, m.davydova@physics.msu.ru, n.f.elansky@mail.ru, chekina.vn19@physics.msu.ru, shilkin@typhoon.obninsk.ru

В настоящее время в связи с ростом антропогенной нагрузки на атмосферу, ее влиянием на качество воздуха в городах, а также связью с климатическими изменениями, задачи моделирования процессов распространения атмосферных примесей являются весьма актуальными. Современные численные модели атмосферы различаются степенью сложности и детализации процессов [1-4]. Одним из важных параметров химико-транспортных моделей является коэффициент турбулентной диффузии К. Существующие параметризации коэффициента К определяются порядком замыкания модели в зависимости от того, насколько подробно нужно воспроизвести параметры турбулентности. В настоящей работе, исходя из разумного компромисса между подробностью модели и доступными экспериментальными данными, используется первый порядок замыкания, т. е. коэффициент К рассматривается как функция высоты над поверхностью и времени, ряд параметров которой оценивается с помощью решения обратной задачи о вертикальном профиле концентрации атмосферной примеси. В качестве такой примеси выбран оксид углерода СО по причине его достаточно высокой стабильности. При решении обратной задачи используются измерения концентрации СО на станции ТБ "Останкино" (г. Москва) на четырех высотных уровнях (10, 130, 248 и 348 м над поверхностью).

В качестве параметризации коэффициента К используется следующее выражение [5]:

$$K(z) = K_{\max} \frac{z}{z_{\max}} \exp\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\left(\frac{z}{z_{\max}}\right)^2\right),\tag{1}$$

где  $K_{max}$  – максимальное значение K,  $z_{max}$  – высота, соответствующая максимальному значению коэффициента K. В процессе решения обратной задачи восстановления коэффициентов  $K_{max}$  и  $z_{max}$  осуществляется многократное решение прямой начально-краевой задачи, описывающей эволюцию высотного распределения концентрации C(z, t) оксида углерода:

$$\begin{cases} \frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ K(z) \frac{\partial C}{\partial z} \right] - \gamma(t) (C - C_0), \quad t > 0, \quad z \in (z_0, h), \\ C(z_0, t) = C_{surf}(t), \quad \frac{\partial C}{\partial z} \bigg|_{z=h} = 0, \quad C(z, 0) = C_{in}(z), \end{cases}$$

$$(2)$$

где  $\gamma(t)$  – эффективная скорость распада СО,  $C_0$  – фоновое содержание СО в воздухе,  $z_0$  и h – нижний и верхний уровни расчетной области соответственно,  $C_{surf}(t)$  – известное из измере-

ний значение концентрации на уровне  $z_0$ ,  $C_{in}(z)$  – известный начальный высотный профиль концентрации. При этом предполагается, что горизонтальное распределение концентрации является достаточно однородным, а ветер слабым. Для численного решения прямой задачи (2) реализована безусловно устойчивая симметричная разностная схема, обладающая вторым порядком погрешности.

Для оценки параметров  $K_{max}$  и  $z_{max}$  проведена серия расчетов C(z, t) в утренние часы для различных дней в течение месяца, оценены среднемесячные распределения, составлен функционал квадратичного отклонения модельных данных от соответствующих натурных данных и осуществлена его минимизация по параметрам  $K_{max}$  и  $z_{max}$ .

В настоящей работе также рассматривается альтернативный подход [6] к созданию эффективного численного алгоритма по восстановлению вертикального профиля (1), использующий в качестве решения прямой задачи приближенное решение задачи (2) при  $\gamma(t) = 0$ :

$$\overline{C}(z,t) = C_{in}(z) + \frac{z - z_0}{2\sqrt{\pi K(z_0)}} \int_0^t \exp\left(-\frac{(z - z_0)^2}{4K(z_0)(t - \tau)}\right) \frac{C_{surf}(\tau) - C_{in}(z_0)}{(t - \tau)^{3/2}} d\tau,$$
(3)

полученное на основе методов асимптотического анализа [7], и данные измерений концентрации СО на станции ТБ "Останкино". В итоге удается свести исходную задачу к задаче с более простым численным решением и сэкономить вычислительные ресурсы.

В дальнейшем информация о вертикальном профиле коэффициента *К* в совокупности с данными измерений приземных концентраций примесей сетью станций ГПБУ «Мосэкомониторинг» позволит оценить эмиссии ключевых антропогенных примесей от г. Москвы с учетом пространственной неоднородности их распределения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта 21-17-00210.

#### Литература

1. System for Integrated modeLling of Atmospheric composition. 2019. URL: http://silam.fmi.fi/index.html.

2. Modeling results of atmospheric dispersion of NO<sub>2</sub> in an urban area using METI–LIS and comparison with coincident mobile DOAS measurements / C. M. Dragomir [et al.] // Atmospheric Pollution Research. 2015. Vol. 6, No. 3. P. 503–510.

3. Алоян А. Е. Моделирование динамики и кинетики газовых примесей и аэрозолей в атмосфере. М.: Наука, 2014. – 415 с.

4. Тихонов Н. А., Захарова С. А., Давыдова М. А. Моделирование динамики образования шлейфа NO<sub>2</sub> от точечного источника // Оптика атмосферы и океана. 2020. Т. 33, № 9. С. 722–727.

5. Jeričević A., Kraljević L., Grisogono B., Fagerli H., and Večenaj Z. Parameterization of vertical diffusion and the atmospheric boundary layer height determination in the EMEP model // Atmos. Chem. Phys. 2010. Vol. 10. P. 341–364.

6. Давыдова М. А., Еланский Н. Ф., Захарова С. А. О новом подходе к задаче восстановления вертикального коэффициента турбулентной диффузии в пограничном слое атмосферы // Докл. РАН. Науки о Земле. 2020. Т. 490, № 2. С. 51–56.

7. Васильева А. Б., Бутузов В. Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.: Высш. школа, 1990.

### УДК 536.24; 621.03

## МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРИЕНТАЦИИ МАЛОГО КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА НА ОСНОВЕ МЕТОДОЛОГИИ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ ТЕПЛООБМЕНА

#### А. В. Ненарокомов, Е. В. Чебаков, С. А. Будник, А. Б. Надирадзе, Д. М. Титов

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Введение. Изменение парадигмы проектирования космических аппаратов (КА) в сторону их миниатюризации привело к быстрому темпу развития малых космических аппаратов (МКА). Такие аппараты могут решать большой спектр задач. Однако ужесточение условий их эксплуатации требует увеличения надёжности бортовых систем. Одним из подходов по проектированию надёжных систем является система измерения ориентации КА, основанная на анализе внешних тепловых потоков. Первая реализация такого подхода предложена в [1]. К сожалению, в большинстве практических случаев прямое измерение тепловых потоков невозможно. Единственным решением для преодоления этой ситуации является непрямое измерение, сформулированное как метод обратных задач. Задача угловой ориентации КА требует решения двух обратных задач. Первая – это оценка тепловых потоков, падающих на элементы поверхности КА. Вторая – восстановление ориентации КА по измеренным значениям радиационных тепловых потоков. Это исследование описывает решение второй обратной задачи.

В общем случае ориентация элемента поверхности определяется девятью углами.

1) Три угла, определяющие текущее положение аппарата на орбите и угловое положение орбиты в планетоцентрической экваториальной системе координат *XYZ* (рис. 1):  $\Omega$  – долгота восходящего узла, *i* – наклонение орбиты, *u* – аргумент широты. Эти углы известны из программы полета КА.



Рис. 1. Планетоцентрическая экваториальная и орбитальная системы координат

2) Три угла  $\alpha_N$ ,  $\beta_N$ ,  $\gamma_N$ , определяющие положение элемента поверхности КА в связанной с аппаратом системе координат, которые задают направление вектора нормали  $\overline{N}$ . Эти углы известны из конструкции КА.

3) Три угла в орбитальной системе координат, которые задают ориентацию КА: 9 – угол тангажа,  $\psi$  – угол рыскания,  $\gamma$  – угол крена.

Для определения координат вектора  $\overline{N}$  используется матрица перехода от связанной с аппаратом к орбитальной системе координат (рис. 2).



Рис. 2. Связанная с аппаратом система координат

Зная девять углов и используя методику, представленную в [2–7], можно рассчитать значения радиационных тепловых потоков, падающих на КА (солнечного  $Q_S$ , отраженного от ближайшей планеты  $Q_R$  и собственного излучения планеты  $Q_e$ ).

**Геометрическая обратная задача.** Геометрическую обратную задачу радиационного теплообмена можно сформулировать следующим образом: если на поверхности КА установить несколько датчиков радиационного теплового потока, то по измерениям интегрального теплового потока можно определить три неизвестных угла θ, ψ и γ.

Для исследования движения КА по орбите используется фильтр Калмана. Алгоритм состоит из двух уравнений: модели динамики объекта и модели наблюдения.

Модель динамики объекта в дискретном варианте описывается следующим уравнением:

$$\xi_{l+1} = \Phi \xi_l + g ,$$

где  $\xi_l$  – вектор состояния модели в момент *t*, который отражает закон изменения во времени его угловых координат  $\vartheta$ ,  $\psi$  и  $\gamma$  и угловых скоростей  $\dot{\vartheta}$ ,  $\dot{\psi}$ ,  $\dot{\gamma}$ ; *g* – дискретный белый шум с нулевым математическим ожиданием и известной ковариационной матрицей *G*;  $\Phi$  – матрица перехода, *l* – шаг итерации орбиты.

Модель наблюдения записывается в следующей форме:

$$Q_{\Sigma m} = F_m(\xi_l) + r \,,$$

где  $Q_{\Sigma m}$  – вектор-столбец тепловых потоков, измеряемых различными датчиками радиационного теплового потока, m = 1, ..., M;  $F(\xi)$  – вектор-столбец функций, которые описывают математическую модель тепловых потоков, r – погрешность измерений с известной ковариационной матрицей R.

Для того чтобы запустить алгоритм фильтрации, необходимо задать начальный вектор состояния  $\xi_0$ . Начальный вектор состояния можно получить по результатам обработки измерений методом наименьших квадратов. Тогда задача будет сводиться к поиску таких углов 9,  $\psi$  и  $\gamma$ , при которых функционал  $J_{\min}$  принимает минимальное значение [8]:

$$J_{\min} = \sum_{m=1}^{M} \left( F_m(\vartheta, \psi, \gamma) - Q_m^{\mu_{\mathcal{M}}} \right)^2 , \qquad (1)$$

где  $Q_m^{u_{3M}}$  – тепловой поток, измеренный *m*-м датчиком.

Необходимым условием минимума функционала (1) является равенство нулю всех его частных производных:

$$\begin{aligned} \frac{\partial J}{\partial \vartheta} &= 2 \sum_{m=1}^{M} \left( F_m(\vartheta, \psi, \gamma) - Q_m^{u_{3M}} \right) \frac{\partial F_m}{\partial \vartheta} = 0, \\ \frac{\partial J}{\partial \psi} &= 2 \sum_{m=1}^{M} \left( F_m(\vartheta, \psi, \gamma) - Q_m^{u_{3M}} \right) \frac{\partial F_m}{\partial \psi} = 0, \\ \frac{\partial J}{\partial \gamma} &= 2 \sum_{m=1}^{M} \left( F_m(\vartheta, \psi, \gamma) - Q_m^{u_{3M}} \right) \frac{\partial F_m}{\partial \gamma} = 0. \end{aligned}$$
(2)

Для определения корней системы (2) используется метод сопряженных направлений (МСН), в котором вектор неизвестных параметров определяется следующим выражением [9]:

$$\xi^{(k+1)} = \xi^{(k)} - \alpha_k p^{(k)}, \tag{3}$$

где k – шаг итерации МСН,  $\alpha_k$  – векторный параметрический шаг спуска,  $p^{(k)}$  – направление спуска.

Окончание (3) устанавливается по близости к нулю grad  $J(\xi^{(k)})$ :

$$\left| \text{grad } J(\xi^{(k)}) \right| = \left\{ \sum_{i=1}^{3} \left[ \frac{\partial J(\xi^{(k)})}{\partial \xi_i} \right]^2 \right\}^{1/2} \le \varepsilon,$$

где є – заданная точность.

Для того чтобы запустить алгоритм оптимизации, необходимо задать начальное приближение неизвестных углов  $9_0$ ,  $\psi_0$  и  $\gamma_0$ , которые выбираются произвольно.

Определение экстремума с помощью МСН путём установки начальных приближений не приводит к требуемым результатам из-за того, что функционал имеет несколько экстремумов. Для поиска глобального экстремума используется метод случайных рестартов.

Данный подход заключается в следующем: генерируются три случайных равномерно распределённых на отрезке [0, 360] числа. Три сгенерированных числа задаются как начальное приближение неизвестных углов  $\vartheta_0$ ,  $\psi_0$  и  $\gamma_0$ . Далее запускается МСН для определения локального экстремума. Повторяя предыдущие шаги *j* раз, получаем следующий вектор параметров:

$$\begin{pmatrix} \vartheta_1 & \psi_1 & \gamma_1 & \dot{\vartheta}_1 & \dot{\psi}_1 & \dot{\gamma}_1 & J_1 \\ & & \dots & & \\ \vartheta_j & \psi_j & \gamma_j & \dot{\vartheta}_j & \dot{\psi}_j & \dot{\gamma}_j & J_j \end{pmatrix}.$$
 (4)

По окончанию процесса из всех результатов локальной оптимизации (4) выбирается вектор параметров ( $\vartheta$ ,  $\psi$ ,  $\gamma$ , J), при котором оптимизируемая функция принимает наименьшее значения.

**Численное моделирование.** Рассмотрим MKA стандарта CubSat (рис. 2). Для корректного определения ориентации такого аппарата необходимо установить шесть датчиков. Алгоритм проверки заключался в следующей последовательности:

1) Задаются параметры орбиты, точные значения углов ориентации и решается прямая задача – определяются тепловые потоки.

2) Полученные тепловые потоки зашумляются гауссовым белым шумом с заданной дисперсией.

3) Зашумленные значения потоков подставляются в обратную задачу. Запускается алгоритм фильтрации.

В расчёте не учитывалось вращение КА относительно центра масс. Вычислительное моделирование проводилось для следующих исходных данных:  $\Omega = 30^\circ$ ,  $i = 20^\circ$ ,  $u = 0^\circ$ , круговая орбита с высотой  $H_{opb} = 500$  км. Погрешность измерения теплового потока задавалось 5%.

Результаты моделирования представлены на рис. 3, где  $\vartheta$ ,  $\psi$  и  $\gamma$  – точные значения углов,  $\vartheta'$ ,  $\psi'$  и  $\gamma'$  – значения углов, полученные при решении алгоритма.





Рис. 3. Результаты определения ориентации с использованием методологии обратных задач теплообмена и фильтра Калмана

Заключение. Результаты исследования показывают достаточную численную эффективность предложенного авторами алгоритма. Данный метод позволяет рекомендовать предлагаемый подход для инженерных оценок ориентации малых спутников.

#### Литература

1. Семена Н. П. Определение ориентации космического аппарата на основе анализа поля температур его внешней поверхности // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 16, № 1. С. 129–140.

2. Константинов М. С., Каменков Е. Ф. и др. Механика космического полета / Под. ред. В. П. Мишина М.: Машиностроение. 1989. – 408 с.

3. Козлов Л. В., Нусинов М. Д. и др. Моделирование тепловых режимов космических аппаратов / Под. ред. Г. И Петрова. М.: Машиностроение. 1971. – 382 с.

4. Малоземов В. В., Рожнов В. Ф., Праветский В. Н. Системы жизнеобеспечения экипажей летательных аппаратов. М.: Машиностроение. 1986. – 584 с.

5. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. С. 288.

6. Алифанов О. М. Обратные задачи теплообмена. М.: Машиностроение, 1988. С. 280.

7. Грицевич (Крайнова) И. В., Ненарокомов А. В. Определение внешнего теплового воздействия на поверхность орбитального космического аппарата // Тепловые процессы в технике. 2013. Т. 5, № 10. С. 445–457.

8. Чебаков Е. В., Ненарокомов А. В., Крайнова И. В., Ревизников Д. Л. Система ориентации космического аппарата, основанная на методологии обратных задач теплообмена // Тепловые процессы в технике. 2020. Т. 12, № 2. С. 65–77.

9. Формалев В. Ф., Ревизников Д. Л. Численные методы. М.: Физматлит, 2004. – 400 с.

### УДК 536.46

## ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ТЕПЛОМАССООБМЕН В ГАЗОВЗВЕСЯХ УГЛЕРОДНЫХ ЧАСТИЦ С РАЗЛИЧНОЙ ЧИСЛЕННОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ

#### С. Г. Орловская, О. Н. Зуй

#### Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова, г. Одесса, Украина

Исследования высокотемпературного тепломассообмена в газовзвесях углеродных частиц являются актуальными в связи с необходимостью разработки эффективных методов их использования в разных технологических процессах. Важным вопросом является управление процессом горения диспергированного топлива посредством изменения режимных параметров с целью создания безотходных и экологически чистых технологий переработки топлив.

В работе проводились исследования процессов воспламенения, горения и потухания монодисперсной газовзвеси пористых углеродных частиц при различных численных и массовых концентрациях топлива.

Запишем физико-математическую модель высокотемпературного тепломассообмена и кинетики окисления газовзвесей с учетом химического реагирования как на внешней, так и на внутренней поверхностях пор частиц [1]. Для температур, реализуемых в топочных процессах, возможно рассмотрение двух гетерогенных химических реакций, протекающих согласно уравнениям [2]:  $C + O_2 = CO_2$  (I),  $2C + O_2 = 2CO$  (II).

Уравнение теплового баланса, задающее изменение температуры частиц с течением времени, запишем с учетом теплообмена частиц с газом и стенками реакционной установки:

$$\frac{c\rho d}{6}\frac{\partial T}{\partial t} = q_{ch} - q_{\lambda.sf} - q_w, \ T(t=0) = T_b.$$
(1)

Суммарная плотность химического тепловыделения определяется плотностями тепловыделения за счет химических реакций на внешней и внутренней поверхностях частицы [3]:

$$q_{ch} = (k_1 q_1 + k_2 q_2) P_{\nu} \rho_g n_{O_2,s}, \qquad (2)$$

$$P_{\nu} = l + \frac{k_{\nu}}{k}, \quad k_{\nu} = \frac{2D_{\nu}}{d} (Se_{\nu} cth Se_{\nu} - l), \quad k = k_1 + k_2, \quad Se_{\nu} = \sqrt{\frac{F_{\nu} d^2 k}{4D_{\nu}}}.$$

Концентрация кислорода на поверхности частицы зависит от скорости стефановского течения, которое возникает в результате появления на поверхности частицы новых газообразных масс-продуктов химических реакций (I) и (II) [3]:

$$n_{O_{2,s}} = \frac{\beta}{\beta + (k + U_{sf})P_{v}} n_{O_{2,g}}, \quad U_{sf} = \frac{M_{C}}{M_{O_{2}}} (k_{1} + 2k_{2}) n_{O_{2,g}}.$$
(3)

Для плотностей тепловых потоков на поверхности частицы за счет конвекции и стефановского течения  $q_{\lambda,sf}$ , а также излучения  $q_w$ , запишем уравнения [3]

$$q_{\lambda,sf} = \alpha \left[ \left( T - T_g \right) + \frac{\xi_{sf}}{2} \left( T + T_g \right) \right],\tag{4}$$

$$q_w = \varepsilon \,\sigma \left(T^4 - T_w^4\right). \tag{5}$$

В результате протекания химических реакций на внешней поверхности частиц и в порах изменяется, соответственно, их диаметр и плотность. Временные зависимости диаметра и плотности пористой частицы представим в виде

$$-\frac{1}{2}\rho \frac{\partial(d)}{\partial t} = \frac{M_C}{M_{O_2}} (k_1 + 2k_2) n_{O_2,s} \rho_g, \ d(t=0) = d_b,$$
(6)

$$-\frac{1}{6}d\frac{\partial(\rho)}{\partial t} = \frac{M_C}{M_{O_2}}(k_1 + 2k_2)n_{O_2,s}\frac{k_v}{k}\rho_g, \ \rho(t=0) = \rho_b,$$
(7)

Запишем уравнения теплового и массового балансов для газа, в котором во взвешенном состоянии находятся углеродные частицы. Дифференциальное уравнение, задающее временную зависимость температуры газа, учитывает теплообмен газа с частицами и окружающей газовзвесь средой:

$$c_g \rho_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = \alpha S C_N \left[ (T - T_g) + \frac{\xi_{sf}}{2} (T + T_g) \right] - \alpha_g F_g (T_g - T_{g\infty}), \quad T_g (t = 0) = T_{g\infty}.$$
(8)

Для временной зависимости концентрации кислорода в объеме газовзвеси учтем внешний массообмен с окружающей средой:

$$-\frac{\partial n_{O_2}}{\partial t} = C_N S n_{O_2,s}(k+k_v) - F_g \beta_g(n_{O_2,\infty} - n_{O_2}), \quad n_{O_2}(t=0) = n_{O_2,\infty}.$$
(9)

Система уравнений (1)–(9) решалась численным методом, в результате чего были определены характеристики воспламенения, горения и потухания газовзвесей углеродных частиц с различными численными и массовыми концентрациями. На рис. 1 представлена зависимость коэффициента избытка окислителя η от начального диаметра частиц и зависимость критических диаметров частиц *d*<sub>1</sub>, определяющих их воспламенение [1], от температуры газа.



Рис. 1. Зависимости коэффициента избытка кислорода от начального диаметра частиц (*a*) и критических диаметров воспламенения от температуры газа (б) при различных численных концентрациях частиц:  $1 - C_N = 9.55 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$ ;  $2 - 1.91 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$ ;  $3 - 1.91 \cdot 10^7 \text{ м}^{-3}$ ; 4 -одиночная частица

Рис. 1, *а* позволяет определить коэффициент избытка окислителя для газовзвесей с различной плотностью частиц и массовой концентрацией, которая связана с численной концентрацией соотношением  $C_m = \pi d^3 \rho C_N / 6$ . Из рис 1, *б* следует, что влияние коллективного эффекта больше проявляется при меньших температурах газа: при температуре газа  $T_g = 1200$  К критический диаметр воспламенения для плотной газовзвеси (кривая 1) в 2 раза меньше, чем для одиночной частицы (кривая 4).

На рис. 2 представлены зависимости периода индукции  $t_{ind}$ , времени горения  $t_{bur}$ , максимальной темпертуры горения  $T_{max}$  и критической массы частицы  $m_E$ , при достижении которой газовзвесь самопроизвольно потухает, от их начального диаметра для различных численных концентраций частиц в газовзвеси. Проведено сравнение с одиночной частицей. Указанные характеристики горения определялись в реультате анализа временных зависимостей  $T(t), d(t), \rho(t), dT/dt(t)$  [4].

Из рис. 2, *а* следует, что период индукции частиц газовзвеси больше, чем для одиночной частицы того же диаметра. Это объясняется охлаждением газа коллективом частиц на стадии их инертного разогрева от начальной температуры до температуры, близкой к  $T_g$ . Особенно это проявляется для более плотной газовзвеси  $C_N = 1.91 \cdot 10^8$  м<sup>-3</sup> (кривая 1). Только в области диаметров, близкой к критическому диаметру воспламенения (*d<sub>l</sub>*), период индукции газовзвеси меньше, чем для одиночной частицы. Для этих диаметров наблюдается увеличение *t<sub>ind</sub>* вследствие возрастающих теплопотерь молекулярно-конвективным путем при уменьшении диаметра.



Рис. 2. Зависимость периода индукции (*a*), времени горения (б), температуры горения (*в*) и критической массы частиц при потухании (*г*) от их начального диаметра:  $1 - C_N = 1.91 \cdot 10^8 \text{ м}^{-1}$ ,  $2 - 1.91 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ , 3 -одиночная частица.  $T_g = 1200 \text{ K}$ 

Плотность газовзвеси влияет на зависимость времени грения от начального диаметра частиц (рис. 2,  $\delta$ ). Для одиночной частицы зависимость  $t_{bur}(d_b)$  – монотонно возрастающая функция (кривая 3). Для газовзвеси (кривые 1, 2) наблюдается максимум, которому предшествует значительное увеличение времени горения в связи с выгоранием кислорода при увеличении плотности газовзвеси. Затем время горения резко уменьшается, так как весь кислород израсходовался на стадии воспламенения, и частицы, едва загоревшись, потухают при диаметре, а следовательно, и массе ( $m_E$ ), близкой к начальному значению.

Из рис. 2, *в* следует, что максимальная температура горения одиночных частиц не зависит от начального диаметра (линия 3). Для газовзвесей зависимость  $T_{max}(d_b)$  носит немонотонный характер (кривые 1, 2), определяемый уменьшением концентрации кислорода в объеме газовзвеси в области больших диаметров и увеличением теплоотвода к газу при малых диаметрах частиц. Для газовзвесей выявлен такой интервал диаметров (рис. 2, *г*), например  $d_b =$ = 100–145 мкм при  $C_N = 1.91 \cdot 10^7 \text{м}^3$  (кривая 2), с коэффициентами избытка кислорода 2.8 >  $\eta$  > 0.9 соответственно, для которого высокотемпературное окисление частиц завершается практически полным их выгоранием: диаметр, плотность и, следовательно, масса частиц при затухании минимальны (рис. 2, *г*, кривая 2). С увеличением численной концентрации  $C_N$ область максимального выгорания частиц сужается, полнота сгорания уменьшается (кривая 1). Справа от этих интервалов располагается область очень плотных газовзвесй ( $\eta \ll 1$ ), которые горят непродолжительное время и затухают при критических значениях массы, близких к начальным значениям (рис. 2, *г*, кривые 1, 2). Для одиночной частицы наблюдается монотонная зависимость критической массы ( $m_E$ ), определяющей потухание частиц, от их начального диаметра (рис. 2, *г*, кривая 3).

#### Обозначения

с – удельная теплоемкость частицы, Дж/(кг К); р, рь – текущая и начальная плотность частицы, кг/м<sup>3</sup>; d, d<sub>b</sub> – текущий и начальный диаметр частицы, м; T, T<sub>b</sub> – текущая и начальная температура частицы, К; t – время, с; q<sub>ch</sub> – суммарная плотность химического тепловыделения,  $BT/M^2$ ;  $q_{\lambda,sf}$  – плотность теплового потока, молекулярно-конвективным путем и стефановским течением,  $BT/M^2$ ;  $q_w$  – плотность теплового потока излучением,  $BT/M^2$ ;  $q_1$ ,  $q_2$  – тепловые эффекты химических реакций (I) и (II), рассчитанные на единицу массы кислорода, Дж/кг  $O_2$ ;  $k_1$ ,  $k_2$  – константы споростей химических реакций (I) и (II), м/с;  $\rho_g$  – плотность газа, кг/м<sup>3</sup>; n<sub>O2.s</sub> – относительная массовая концентрация кислорода на поверхности углеродной частицы;  $k_v$  – эффективная константа внутреннего реагирования, м/с;  $F_v$  – удельная поверхность пор, м<sup>-1</sup>;  $D_v$  – коэффициент внутренней диффузии, м/c<sup>2</sup>;  $Se_v$  – критерий Семенова;  $U_{sf}$  – скорость стефановского течения при протекании химических реакций в кинетической области для сплошной частицы [3], м/с; n<sub>O2,g</sub> – относительная массовая концентрация кислорода в газе, окружающем частицу; β – коэффициент массообмена, м/с; M<sub>C</sub>, M<sub>O2</sub> – молярные массы углерода и кислорода, кг/моль; α – коэффициент теплообмена частицы, Вт/(м<sup>2</sup>·K); T<sub>g</sub> – температура газа, К;  $\xi_{sf}$  – безразмерная скорость стефановского течения на поверхности частицы;  $\varepsilon$  – степень черноты частицы;  $T_w$  – температура стенок реакционной установки, К;  $c_g$  – удельная теплоемкость газа, Дж/кг К;  $T_{g^{\infty}}$  – температура газообразной среды, которая окружает газовзвесь, К; α<sub>g</sub> – коэффициент теплообмена газовзвеси с окружающей средой, Вт/(м<sup>2</sup>·K);  $F_g$  – удельная поверхность газовзвеси, м<sup>-1</sup>;  $S_g$  – поверхность газовзвеси, м<sup>2</sup>;  $\beta_g$  – коэффициент массообмена газовзвеси с окружающей средой, м/с; n<sub>O2,∞</sub> – относительная массовая концентрация кислорода в газе.

### Литература

1. Орловская С. Г., Калинчак В. В., Зуй О. Н. Влияние внутреннего реагирования на характеристики высокотемпературного тепломассообмена газовзвесей углеродных частиц// ТВТ. 2014. Т. 52, № 5. С. 746–753.

2. Основы практической теории горения / Под ред. В. В. Померанцева. Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 312 с.

3. Калинчак В. В., Зуй О. Н., Орловская С. Г. Влияние температуры и диаметра пористых углеродных частиц на кинетику химических реакций и тепломассообмен с воздухом // ТВТ. 2005. Т. 43, № 5. С. 780–788.

4. Orlovskaya S. G., Kalinchak V. V., Zuy O. N., Mandel O. V., Kachan S. V. Heat and mass transfer and critical phenomenas in the gas mixtures of carbon particles // Ukr. J. Phys. 2011. Vol. 56,  $N_{2}$  12. P. 1305–1311.

УДК 536.24

### ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПЕРЕНОСНЫХ СВОЙСТВ ГАЗА ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА В КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКЕ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА, ОБТЕКАЕМОГО СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

### Д. Л. Ревизников, Д. А. Неверова, А. В. Ненарокомов, А. В. Моржухина

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет) МАИ, г. Москва, Россия

Решена задача идентификации характеристик газовой среды по измерениям теплового потока. Изучается модель пограничного слоя в окрестности критической точки осесимметричного затупленного тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком совершенного газа. Данная зона обладает рядом преимуществ: отсутствует проблема турбулентности, кроме того, уравнения пограничного слоя в этой области становятся обыкновенными дифференциальными уравнениями. В рамках модели совершенного газа предполагается, что химические реакции в пограничном слое не протекают, теплоемкость газа постоянна, а переносные свойства зависят только от температуры. Рассмотрены степенная и двухпараметрическая модели вязкости. В качестве объекта идентификации изучаются переносные свойства газовой среды. Задача идентификации формулируется в экстремальной постановке.

Для случая восстановления лишь одной из характеристик газовой среды по информации о тепловом потоке использован метод одномерной оптимизации поиска экстремума одномерной функции на заданном отрезке. Границы отрезка могут быть выбраны исходя из априорной информации о свойствах газовой среды.

Идентификация нескольких параметров была проведена с использованием метода Нелдера-Мида. Для того чтобы оценить эффективность оптимизационных алгоритмов был использован метод Монте-Карло, позволяющий получить большое число реализаций путем многократных перезапусков с различных начальных допустимых значений.

Выпуклость целевой функции относительно каждого из восстанавливаемых параметров гарантирует успешность их идентификации по отдельности.

Идентификация группы параметров является более сложной задачей, так как выбор параметров, соответствующих минимальному значению функционала из серии экспериментов, не позволяет гарантировать близость к истинным значениям. Однако показано, что специфика структуры множества точек, значение целевой функции в которых ниже значения, задаваемого уровнем шума при измерениях теплового потока, позволяет получить достаточно точную оценку идентифицируемых параметров.

Данная методика может быть также успешно применена к идентификации по известным значениям температуры поверхности и теплового потока параметров, характеризующих термодинамические свойства газовой среды, а также условия не внешней границе пограничного слоя. УДК 536.2

## ВАРИАЦИОННЫЙ ПОДХОД К АНАЛИЗУ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ С УЧЕТОМ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ НЕЛОКАЛЬНОСТИ

### И. Ю. Савельева

#### Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

**Введение.** Создание новых перспективных структурно-чувствительных материалов требует разработки новых математических моделей термомеханики. Теоретическое и экспериментальное изучение таких материалов показало определяющее влияние наноразмерных неоднородностей среды на физические свойства объемного образца. Так, например, в работе [1] описаны экспериментальные исследования температурного поля на границах раздела зерен металлов, а также изменения теплопроводности в таких окрестностях и локализацию градиентов температуры вблизи границ. Подобные явления наблюдались при молекулярнодинамическом моделировании теплопередачи в нанопроволоках, объемных и тонкопленочных материалах с наноразмерными включениями. В работах [2, 3] показано, что наличие термостатированных областей включает фонон-фононное рассеяние, которое изменяет свойство теплопроводности материалов.

Важным этапом в создании и использовании новых структурно-чувствительных материалов является построение математических моделей, позволяющих описать их поведение в широком диапазоне изменения внешних воздействий. Один из подходов к построению новых моделей заключается в использовании методов обобщенной механики и термодинамики и распространении взглядов классической механики сплошной среды на среду с микро- и наноструктурой [4, 5]. Ключевыми моментами при этом являются установление связей между характеристиками микро-(нано-)уровня и макроуровня, позволяющими учесть пространственную и временную нелокальности среды. В работах [6–10] представлены исследования влияния эффекта пространственной нелокальности на поле температуры в случае нестационарных процессов для одномерных задач.

Возможности анализа математических моделей могут быть расширены благодаря применению вариационных методов [11, 12]. Так один из путей получения количественных оценок сочетания значений определяющих параметров, при котором наступает предельное состояние, предшествующее тепловому взрыву, связан с применением вариационной формулировки соответствующей нелинейной задачи стационарной теплопроводности в твердом теле [13, 14]. Эта формулировка включает функционал, из анализа стационарных точек которого можно установить условия возникновения теплового взрыва.

В данной работе построен основной функционал, учитывающий пространственную нелокальность среды. Вариационный метод будет применен для сравнительного анализа моделей теплового взрыва в однородных твердых телах канонической формы.

Математическая модель. Для описания нелокального процесса переноса тепловой энергии положим

$$\mathbf{q}(M,T(M)) = -p_1 \lambda(T(M)) \nabla T(M) + p_2 \mathbf{q}^*(M,T(M)), \qquad (1)$$

где

$$\mathbf{q}^*(M,T(M)) = -\int_{V'} \mathbf{\phi}(M,M') \lambda(T(M')) \nabla T(M') dV'(M'), \quad M \in V$$

Здесь  $p_1, p_2 \in [0,1]$  – доли влияния пространственных локальных и нелокальных эффектов,  $p_1 + p_2 = 1$ ;  $\varphi(M, M') - \varphi$ ункция влияния, определяющая пространственную нелокальность; V' – объем зоны нелокальности [6, 8].

Формулировка нелинейной задачи стационарной теплопроводности будет включать дифференциальное уравнение

$$p_1 \nabla \cdot \left( \lambda(T(M)) \nabla T(M) \right) - p_2 \nabla \cdot \mathbf{q}^* \left( M, T(M) \right) + q_V \left( (M, T(M)) \right) = 0, \quad M \in V,$$
(2)

с граничными условиями

$$T(P) = f_T(P), \quad P \in S_T; \tag{3}$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{q}(P) + f_q(P, T(P)) = 0, \quad P \in S_q = S \setminus S_T.$$
(4)

Построение функционала. Для построения основного функционала [11] умножим уравнение (2) на множитель  $\lambda(T)\delta T(M)$ ,  $M \in V$ , содержащий вариацию распределения температуры в области V, и проинтегрируем это произведения по данной области. Далее вычтем полученный результат из интеграла по участкам  $S_q$  поверхности S произведения равенства (4) и множителя  $\lambda(T)\delta T(P)$ ,  $P \in S_q$ . Итогом такой операции будет равенство (аргументы функций опущены)

$$\int_{V} \left( -p_1 \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \mathrm{Sa} \nabla \cdot \mathbf{q}^* - q_V \right) \lambda \delta T dV + \int_{S_q} \left( p_1 \lambda \, n \cdot \nabla T - p_2 \, n \cdot \mathbf{q}^* - f_q \right) \lambda \delta T dS = 0.$$
(5)

Использование первой формулы Грина [11] в виде

$$\int_{V} \nabla \cdot (\mathbf{\lambda} \nabla T) \mathbf{\lambda} \delta T dV = \int_{S} \mathbf{\lambda} \mathbf{n} \cdot \nabla T \mathbf{\lambda} \delta T dS - \int_{V} \mathbf{\lambda} \nabla T \cdot \nabla (\mathbf{\lambda} \delta T) dV$$

и равенства  $\nabla(\lambda \delta T) = \lambda \delta(\nabla T)$  позволяет преобразовать второй интеграл в левой части соотношения (5) и с учетом равенства нулю вариации  $\delta T$  для заданных равенством (3) фиксированных значений температуры записать

$$\int_{V} \left( p_1 \delta \frac{(\lambda \nabla T)^2}{2} + p_2 \delta \int_{T_*}^T \lambda \nabla \cdot \mathbf{q}^* dT - \delta \int_{T_*}^T \lambda q_V dT \right) dV - \int_{S_q} dS \delta \int_{T_*}^T \left( p_2 \mathbf{n} \cdot \mathbf{q}^* + f_q \right) \lambda dT = 0.$$

Это равенство является условием  $\delta J[T, \delta T] = 0$  стационарности функционала

$$J[T] = \int_{V} \left( p_1 \frac{\left( \boldsymbol{\lambda} \nabla T \right)^2}{2} + p_2 \int_{T_*}^{T} \boldsymbol{\lambda} \nabla \cdot \mathbf{q}^* dT - \int_{T_*}^{T} \boldsymbol{\lambda} q_V dT \right) dV - \int_{S_q} dS \int_{T_*}^{T} \left( p_2 \, \mathbf{n} \cdot \mathbf{q}^* + f_q \right) \boldsymbol{\lambda} dT = 0.$$
(6)

Функционал (6) допустимо рассматривать на множестве непрерывных в области V и кусочнодифференцируемых в ней функций T(M),  $M \in V$ , принимающих на участках  $S_T$  поверхности S значения, определяемые граничным условием (3).

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (проект 0705-2020-0047).

### Обозначения

 $T(M) - функция температуры, К; V - объем тела; S - поверхность тела; <math>\nabla - дифферен-$ циальный оператор Гамильтона; **q** – вектор плотности теплового потока, BT/м<sup>2</sup>; **q**<sup>\*</sup> – нелокальная составляющая вектора плотности теплового потока, BT/м<sup>2</sup>;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, BT/(м·K);  $q_V$  – плотность мощности источников внутреннего тепловыделения, BT/м<sup>3</sup>; **n** – единичный вектор внешней по отношению к рассматриваемому телу нормали;  $f_T(P), f_q(P, T(P))$  – заданные функции своих аргументов;  $T_*$  – нижняя грань множества ожидаемых значений температуры в замкнутой области  $\overline{V}$ , K.

## Литература

1. Jolley K., Gill S. Modelling transient heat conduction in solids at multiple length and time scales: a coupled non-equilibrium molecular dynamics/continuum approach // J. Comput. Phys. Sci. 2009. Vol. 228. P. 7412.

2. Cahill D., Ford W., Goodson K., Mahan G., Majumdar A., Maris H., Merlin R., Philpot S. Nanoscale thermal transport // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 93. P. 793.

3. Jolley K., Gills SPA. Modeling transient heat conduction at multiple length and time scale: a coupled equilibrium molecular dynamics/continuum approach // Proc IUTAM Symp. Nanomat Nanosyst / Eds. R. Pyrz, J. C. Rauhe. London: Pergamon Press; 2008.

4. Онами М., Ивасимидзу С., Гэнка К., Сиодзава К., Танака К. Введение в микромеханику. Пер. с япон. М.: Металлургия, 1987. 280 с..

5. Eringen A. C. Nonlocal continuum field teories. New York–Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2002. – 393 p.

6. Zarubin V. S., Kuvyrkin G. N., Savel'eva I. Yu. Mathematical model of a nonlocal medium with internal state parameters // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2013. Vol. 86 (4). P. 820–826.

7. Kuvyrkin G. N., Savelyeva I. Y. Numerical solution of integrodifferential heat conduction equation for a nonlocal medium // Mathem. Models and Computer Simulations. 2014. Vol. 6 (1).

8. Kuvyrkin G. N., Savelieva I. Y. Thermomechanical model of nonlocal deformation of a solid // Mechanics of Solids. 2016. Vol. 51 (3). P. 256–262.

9. Kuvyrkin G. N., Savel'eva I. Y., Kuvshinnikova D. A. Nonstationary heat conduction in a curvilinear plate with account of spatial nonlocality // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2019. Vol. 92, N 3. P. 608–613.

10. Kuvyrkin G., Savelyeva I., Kuvshinnikova D. Temperature distribution in a composite rod, taking into account nonlocal spatial effects // E3S Web of Conferences. 2019. Vol. 128, № 09006.

11. Зарубин В. С. Инженерные методы решения задач теплопроводности. М.: Энергоатомиздат, 1983. – 328 с.

12. Zarubin V. S., Kuvyrkin G. N., Savelyeva I. Y. Variational estimates of the parameters of a thermal explosion of a stationary medium in an arbitrary domain // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 135. P. 614–619.

13. Kuvyrki G. N., Savelyeva I. Y., Zarubin V. S. Dual variational model of a thermal breakdown of a dielectric layer at an alternating voltage // Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Physik. 2019. Bd. 70 (4), N 115.

14. Zarubin V. S., Kuvyrkin G. N., Savel'eva I. Y. The variational form of the mathematical model of a thermal explosion in a solid body with temperature-dependent thermal conductivity // High Temperature. 2018. Vol. 56 (2). P. 223–228.

УДК 539.3:519.63

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАДАЧ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И ТЕРМОУПРУГОСТИ НА ГРАФИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОРАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕХНОЛОГИИ СUDA

### П. Г. Смирнов, В. Н. Емельянов

Балтийский государственный технический университет «BOEHMEX» им. Д. Ф. Устинова, г. Санкт-Петербург, Россия petr.s.8314@mail.ru

Во многих технологических процесса, например при воздействии кратковременного лазерного излучения на поверхность материала, значительной становится роль термоупругих напряжений и особенности распространения термоупругого состояния материала. Резкие нестационарные воздействия вызывают возбуждение термоупругой волны, распространяющейся в материале, что может приводить к трещинообразованию и разрушению материала. Необходимость в рассмотрении нестационарной задачи требует значительных вычислительных ресурсов.

Развитие графических ускорителей привело к тому, что их производительность стала увеличиваться быстрее, чем производительность универсального центрального процессора (CPU), графический процессор стал представлять собой очень производительный SIMD-процессор (single instruction – multiple data). Поэтому возник интерес использовать графические процессоры (GPU) для научных вычислений, требующих высокую производительность. Однако прямой перенос алгоритмов с CPU на GPU в большинстве случаев невозможен из-за различий в подходе программирования.

При численном решении задач газовой динамики и теплообмена неявными методами разностная дискретизация дифференциальных уравнений приводит к необходимости решения систем линейных алгебраических уравнений (СЛАУ). Методы решения СЛАУ делятся на две группы – прямые или точные (метод Гаусса, полное LU разложение) и итерационные. В свою очередь итерационные методы – это очень обширная группа методов [2, 3].

Прямые методы решения СЛАУ требуют значительных вычислительных затрат и не имеют алгоритмов эффективного параллельного решения для систем общего вида. Итерационные методы сводятся к большому количеству операций типа матрично-векторного умножения, которые поддаются распараллеливанию.

Рассматриваемый метод верхней релаксации относится к классическим итерационным методам решения СЛАУ и является модификацией метода Гаусса–Зайделя. СЛАУ в матричном виде можно записать как

$$\mathbf{M} \cdot \mathbf{x}^{(n+1)} = \mathbf{N} \cdot \mathbf{x}^{(n)} + \boldsymbol{\omega} \mathbf{b} \,. \tag{1}$$

Если  $1 < \omega < 2$ , то имеет место метод верхней релаксации, если  $0 < \omega < 1$ , то нижней. При  $\omega = 1$  метод совпадает с методом Гаусса–Зейделя.

Матрицы расщепления определяются как

$$N = (1 - \omega) \cdot D - \omega \cdot U,$$
  

$$M = D + \omega \cdot L.$$
(2)

Матрица D – диагональная матрица, главная диагональ которой совпадает с главной диагональю матрицы A. Матрица L – нижняя треугольная матрица, поддиагональные

элементы которой совпадают с элементами матрицы **A**. Матрица **U** – верхняя треугольная матрица, надлиагональные элементы которой совпадают с элементами матрицы **A**. Таким образом, матрицы **L**, **D**, **U** формируют матрицу **A**:

$$A = L + D + U.$$
(3)

Нахождение нового приближения вектора решения (1) разбивается на две подзадачи: вычисление модифицированной правой части

$$\mathbf{b}^* = \mathbf{N} \cdot \mathbf{x}^{(n)} + \omega \mathbf{b} \,, \tag{4}$$

а затем решение системы уравнений с нижней треугольной матрицей коэффициентов

$$\mathbf{M} \cdot \mathbf{x}^{(n+1)} = \mathbf{b}^*. \tag{5}$$

Для реализации алгоритма решения СЛАУ на GPU используется NVIDIA CUDA SDK [4]. Алгоритм решения реализован следующим образом. На центральном процессоре производится вычисление размера матрицы коэффициентов (n) и количество ненулевых элементов (nnz) в зависимости от типа решаемой системы уравнений. Затем выделяется память на CPU под вектор неизвестных, вектор правой части уравнения и под матрицу коэффициентов системы уравнений **A**. На CPU матрица **A** хранится в разреженном формате «СОО» (координатный формат хранения).

На GPU выделяется глобальная память под матрицу коэффициентов, матрицы расщепления, вектор неизвестных и вектор правых частей. Матрица коэффициентов и вектор правых частей копируются с CPU на GPU, инициализируется вектор неизвестных начальным приближением. Добавление элементов матрицы **A** может производиться в произвольном порядке, поэтому перед дальнейшим использованием необходимо произвести ее сортировку сначала по столбцам, затем по строкам. Для сортировки используется библиотека из состава CUDA SDK – thrust.

После сортировки производится преобразование матрицы коэффициентов из формата «СОО» в формат «CSR», с которым работает библиотека cuSRAPSE.

Для матриц расщепления ищутся индексы, по которым лежат соответствующие элементы в матрице **A**.

Индексный массив для N содержит индексы матрицы D и индексы матрицы U. Условие, по которому производится поиск индексов:

$$A_{row}[idx] \le A_{col}[idx].$$
(6)

Индексный массив для M содержит индексы матрицы D и индексы матрицы L. Условие, по которому производится поиск индексов

$$\mathbf{A}_{\mathrm{row}}[\mathrm{idx}] \ge \mathbf{A}_{\mathrm{col}}[\mathrm{idx}]. \tag{7}$$

Затем вычисляются матрицы расщепления по выражениям (2), выборка элементов производится по полученным индексным массивам. После формирования матрицы расщепления сортируются по строкам и столбцам аналогично матрице А.

После формирования матриц запускается основной цикл решателя. Производится вычисление модифицированной правой части в выражении (4) в два приема. Сначала осуществляется операция

$$\mathbf{b}^* = \mathbf{N} \cdot \mathbf{x} \,. \tag{8}$$

### Вторым шагом выполняется операция

$$\mathbf{b}^* = \mathbf{\omega} \cdot \mathbf{b} + \mathbf{b}^* \,. \tag{9}$$

Далее производится поиск решения треугольной системы уравнений (5) функцией cusparseScsrsv2 solve.

После выполнения (9) вектор х содержит следующее приближение решения системы уравнений. Критерием остановки и выхода из цикла является условие минимума невязки решения.

В качестве модельного уравнения используется уравнение теплопроводности, которое для двухмерной области имеет следующий вид:

$$\rho c \delta \frac{\partial T}{\partial t} = \delta \left( \frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + I(x, y, t).$$
(10)

Источник тепла на поверхности I(x,y,t) имеет вид распределения Гаусса. В общем случае теплофизические параметры, входящие в уравнение (10), зависят от температуры, в настоящей работе будем считать их постоянными.

Для конечно-разностной дискретизации уравнения (10) используется центральная разностная схема второго порядка по пространству и первого порядка по времени.

В качестве граничных условий используется мягкое условие равенства нулю градиента температуры. Для аппроксимации производной используется схема дискретизации по пространству первого порядка.

Для постоянных теплофизических параметров материала сформированные матрицы содержат только постоянные коэффициенты, поэтому в данном случае они формируются при инициализации задачи и остаются неизменными при последующих вызовах функции решения системы уравнений.

Результат расчета показан на рис. 1. Материал пластины – сталь с плотностью 8000 кг/м<sup>3</sup>, теплопроводностью 10 Вт/(м·К), теплоемкостью 550 Дж/(кг·К), толщина 1. Источниковый член имеет форму круга диаметром 100 мкм с распределением интенсивности по гауссу (15). Начальная температура в расчетной области 0 К, шаг по времени 0.001 с.



Рис. 1. Поле температуры

На рис. 2 представлена зависимость времени расчета от количества элементов расчетной сетки при выполнении заданного числа шагов по времени. Измерение времени вычислений производилось с использованием программного таймера, входящего в состав CUDA SDK. Количество шагов по времени 352. Значение параметра релаксации ~1.2, данное значение было подобрано опытным путем по минимальному среднему времени счета алгоритма. Вычисления производились на видеокарте gtx 1050 с производительностью ~1.4 TFLOPS.


Программный код для решения СЛАУ, полученный при решении уравнения (14), можно использовать для решения систем уравнений общего вида. Рассмотрим связанную динамическую одномерную задачу термоупругости, которая включает в себя уравнение движения и уравнение теплопроводности (11), которые определяют деформации тела, возникающие от теплового воздействия, а также обратный эффект [5]:

$$\begin{cases} v_e^2 \frac{\partial^2 \sigma_x}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \sigma_x}{\partial t^2} = \beta \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2}, \\ \lambda \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \left(\rho c + \frac{\beta^2 T_0}{\rho v_e^2}\right) \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{\beta T_0}{\rho v_e^2} \frac{\partial \sigma_x}{\partial t}. \end{cases}$$
(11)

Здесь уравнения записаны в терминах тензора напряжений и разности температуры тела текущей и начального распределения. Особенность решения системы (11) в том, что в отдельном цикле решаются уравнения приведенной системы, и новое решение для поля температуры используется для уточнения деформаций тела. Критерием останова цикла является условие минимизации невязки поля температуры. Поэтому решение системы реализовано на GPU с использованием решателя, описанного в данной работе.

На рис. 3 показано решение системы уравнений одномерной области длиной  $1.18 \cdot 10^{-6}$  м через время ~9.45  $\cdot 10^{-11}$  с (шаг по времени  $2.37 \cdot 10^{-12}$  с) при задании температуры на левом торце в виде ступеньки T = 1000 К.



Рис. 5. температура и напряжения

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 21-19-00657.

#### Обозначения

N, M – матрицы расщепления; Ax = b – квадратная матрица коэффициентов системы уравнений; x – вектор решения; b – вектор правой части системы уравнений; ω – релаксационный параметр;  $\rho$  – плотность материала, кг/м<sup>3</sup>; c – теплоемкость, Дж/(кг·К);  $\lambda$  – теплопроводность, Bt/(м·K);  $\delta$  – толщина слоя, м;  $I_0$  – пиковое значение интенсивности, Bt/м<sup>2</sup>; d – диаметр пятна, м;  $\sigma$  – тензор напряжений;  $\theta$  =  $T - T_0$  – перепад температуры, K;  $v_e$  – скорость распространения упругих волн в твердой среде, м/с;  $\beta$  =  $(3\lambda_t + 2\mu)\alpha_T$ ;  $\lambda_t$ ,  $\mu$  – коэффициенты Ламе;  $\alpha_T$  – коэффициент линейного теплового расширения, 1/К.

#### Литература

1. Смирнов П. Г., Третьяк П. С., Джгамадзе Г. Т. Параллельная реализация неявного метода и метода расщепления для численного решения уравнения теплопроводности на графическом ускорителе // Молодежь, техника, космос. 2020.

2. Куксенко С. П., Газизов Т. Р. Итерационные методы решения системы линейных алгебраических уравнений с плотной матрицей. Томск: Томский гос. ун-т, 2007. – 208 с.

3. Голуб Дж., Ван Лоун Ч. Матричные вычисления: Пер. с англ. М.: Мир, 1999. – 548 с.

4. CUDA Toolkit documentation. [Электронный pecypc] / NVIDIA/ URL: https:// docs.nvidia.com/cuda/

5. Коваленко А. Д. Термоупругость. Киев: Вища школа, 1975. – 216 с.

УДК 536.46

#### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ГИБРИДНОГО ТВЕРДОТОПЛИВНОГО ДВИГАТЕЛЯ

#### Л. И. Стамов, В. В. Тюренкова, Е. В. Михальченко

Федеральный научный центр «Научно-исследовательский институт системных исследований Российской академии наук», г. Москва, Россия

Гибридные твердотопливные двигатели представляют собой двигатели, которые используют топливо и окислитель в разных агрегатных состояниях. Они совмещают некоторые преимущества двигателей на жидком и твердом топливе. Это и простота конструкции, низкая стоимость, безопасность эксплуатации, регулирование тяги и т. д. Прототипирование такого рода устройств с помощью вычислительного моделирования позволяет существенно уменьшить затраты и время на их разработку и оптимизацию их характеристик.

В работе представлены результаты создания программного кода, позволяющего проводить трехмерное вычислительное моделирование процессов, протекающих в гибридных твердотопливных двигателях, а также результаты его работы по моделированию тестовой камеры сгорания на основе геометрии камеры из работы Бен-Якара и др. [1] и Сана и др. [2]. Схематически сечения рассмотренных областей представлены на рис. 1, *а* и *б* соответственно.

В качестве твердого топлива используются HTPB (полибутадиен с концевыми гидроксильными группами) и PMMA (полиметилметакрилат). В модели предполагается, что подогретый окислитель (кислород или воздух) подается в камеру в газообразном виде со сверхзвуковой скоростью, обдувая поверхность твердого топлива. В результате теплообмена твердое топливо начинает нагреваться и разлагаться на горючие составляющие, которые попадают в камеру, смешиваются и вступают в реакцию с окислителем. Определение потока газообразного горючего от поверхности твердого топлива осуществляется с использованием модели тепло- и массообмена около термохимически разрушающегося твердого горючего из работы [3].



Рис. 1. Схематическое изображение расчетной области

Для моделирования процессов, протекающих в камере сгорания, была использована следующая система уравнений:

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \rho_k \mathbf{u} - (\rho D)_{eff} \nabla \frac{\rho_k}{\rho} \right) = \dot{\omega}_k,$$
  
$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} - \boldsymbol{\tau} \right) + \nabla p = 0, \ \boldsymbol{\tau} = -\frac{2}{3} \rho K \mathbf{I} + \mu_{eff} \left( \nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} \right)$$
  
$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \rho E \mathbf{u} + p \mathbf{u} - (\lambda / c_p)_{eff} \nabla h - \mu_{eff} \nabla K - \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u} \right) = 0,$$

в которой  $\rho = \sum_{k=1}^{N_c} \rho_k$  – плотность смеси, **u** – вектор скорости, *p* – давление, *K* – турбулентная энергия,  $\dot{\omega}_k$  – скорость образования компонента *k*,  $\tau$  – тензор напряжений, *E* – полная энергия на единицу массы смеси, *h* – энтальпия смеси,  $(\rho D)_{eff}$ ,  $(\lambda/c_p)_{eff}$  и  $\mu_{eff}$  – эффективные коэффициенты переноса.

Для определения потока тепла и массы газообразного горючего использовались следующие соотношения:

$$q_{w} = \left[\rho c_{p}(T - T_{w})u_{T}\right] / \left[\Pr_{T}\left(\max\left\{U^{+}, U / u_{T}\right\} + P\left\{\Pr/\Pr_{T}\right\}\right)\right],$$
$$\left(\rho v\right)_{w} = q_{w} / \left(c_{f}(T_{w} - T_{f}) + h_{L}\right),$$

где U – скорость потока у стенки,  $u_T$  – характеристическая скорость трения,  $U^+$  – безразмерная скорость,  $T_w$  – температура поверхности,  $T_f$  – температура твердого топлива, Pr – число Прандтля, Pr<sub>T</sub> – турбулентное число Прандтля,  $P(Pr/Pt_T)$  – экспериментально определяемая функция,  $h_L$  – удельная теплота фазового перехода,  $c_f$  – теплоемкость топлива. Подробное описание используемой модели может быть найдено в работах [3, 4].

Проверка работы программы осуществлялась с использованием аналитического решения, полученного в рамках теории пограничного слоя и диффузионного режима горения, а также путем сравнения с данными экспериментов по скорости выгорания твердого топлива. В ходе проведения сравнений скорректированы используемые кинетические механизмы. Получено существенное влияние кинетики только на воспламенение газообразного горючего.

Результаты работы программы для некоторых моментов времени представлены на рис. 2. На данных рисунках изображено распределение температуры на срезе рассматриваемой камеры сгорания для нескольких моментов времени, характеризующих начало воспламенения твердого горючего. Наблюдается начало поступления подогретого окислителя в камеру и дальнейшее воспламенение твердого горючего за счет его нагрева. Возгорание происходит в нескольких местах на поверхности твердого горючего и вначале быстро сдувается потоком. Со временем пламя распространяется по всей поверхности топлива и процессы в камере немного стабилизируются, хотя все равно присутствует небольшая турбулентность.



Рис. 2. Распределение температуры внутри камеры сгорания для нескольких моментов времени

В процессе стабилизации наблюдается сильная турбулизация потоков, образование вихрей и несимметричная структура, что говорит о необходимости трехмерного моделиро-

вания несмотря на симметрию камеры. Также на распределении температуры заметна характерная бочкообразная структура ударных волн на входе в камеру и ромбовидные структуры. После воспламенения и стабилизации происходящих в камере процессов горение переходит к диффузионному режиму, что характеризуется расположение газообразного горючего только около поверхности твердого топлива.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 20-07-00587).

#### Литература

1. Ben-Yakar A., Natan B., Gany A. Investigation of a solid fuel scramjet combustor // J. Propuls. Power. 1998. Vol. 14 (4). P. 447–455.

2. Sun Xingliang, Tian Hui, Li Yuelong, Yu Nanjia, Cai Guobiao. Regression rate behaviors of HTPB-based propellant combinations for hybrid rocket motor // Acta Astronautica. 2016. Vol. 119. P. 137–146.

3. Tyurenkova Veronika V., Stamov Lyuben I. Flame propagation in weightlessness above the burning surface of material // Acta Astronautica. 2019. Vol. 159. P. 342–348.

4. Kushnirenko A. G., Stamov L. I., Tyurenkova V. V., Smirnova M. N., Mikhalchenko E. V. Three-dimensional numerical modeling of a rocket engine with solid fuel // Acta Astronautica. 2021. Vol. 181. P. 544–551.

УДК 536.24

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ УГЛЕРОД-УГЛЕРОДНЫХ ПЛАСТИН С КЕРАМИЧЕСКИМ НАНОПОКРЫТИЕМ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДОВ ОЗТ

# Д. М. Титов<sup>1</sup>, О. М. Алифанов<sup>1</sup>, С. А. Будник<sup>1</sup>, А. В. Моржухина<sup>1</sup>, А. В. Ненарокомов<sup>1</sup>, А. Дельфини<sup>2</sup>, Р. Пасторе<sup>2</sup>, Ф. Сантони<sup>2</sup>, М. Альбано<sup>2</sup>, М. Марчетти<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия <sup>2</sup>Римский университет Ла Сапиенца, г. Рим, Италия

В последнее время все более широкое применение в конструкциях аэрокосмической техники находят материалы на основе углерода, в частности композиционные материалы (KM) углерод/углерод (C/C) [1, 2]. Это связано с их высокой химической стабильностью и высокой относительной прочностью, способностью сохранять механические свойства при высоких температурах, которые возникают при движении ЛА в плотных слоях атмосферы Земли [3]. Однако при длительном влиянии факторов космического пространства и последующих воздействиях экстремальных тепловых нагрузок эффективность теплозащиты на основе КМ С/С может быть значительно снижена [3]. В связи с этим возникает задача защиты открытой поверхности КМ С/С как от окисления, так и от эрозии. Возможным решением задачи является нанесение барьерных покрытий для образования внешнего защитного слоя. В настоящее время для создания покрытий и их нанесение керамических слоев периодическим науглероживанием, реакционное спекание, пропитка матрицы и пиролиз или обработка поверхности осаждением. Однако подобные решения еще далеки от широкого практи-

ческого использования в связи с наличием ряда не решенных проблем – разрушение объемного материала подложки после обработки покрытия, явления отслаивания из-за плохой адгезии подложки к покрытию, трудоемкость и т. д. [4, 5].

Одним из возможных путей решения проблемы предлагается использование покрытия на основе термостойкого керамического лака, обогащенного керамическими наночастицами, наносимые на подложку из КМ С/С, наносимого кистью с последующим разравниванием по площади и выравниванием по толщине, и сушкой.

В качестве исходного материала подложки использовался плиточный КМ С/С производства компании Mitsubishi Chemical (Япония) с плотностью 1437 кг/м<sup>3</sup> и толщиной 4 мм. Перед нанесением покрытий подложки из КМ С/С выдерживалась в вакууме (~1.0·10<sup>-5</sup> бар) в течение 8 ч для исключения примесей и влияния влажности. В качестве основы защитного покрытия использовался термостойкий керамический лак компании Aremco ProductsInc. (США) на основе оксида алюминия Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с рабочей температурой до ~1800 °C [5]. Лак обогащался путем добавления различного количества (до 1% от массы) наносфер оксида кремния SiO<sub>2</sub> со средним диаметром 12 нм и площадью поверхности в диапазоне 175-225 м<sup>2</sup>/г при механическом перемешивании. Данный вид наноматериала широко используется для снижения теплопроводности и улучшения теплоизоляционных свойств [4]. Готовая смесь наносилась на подложки кистью и затем выравнивалась для получения равномерного покрытия с толщиной ~0,5 мм. Важно отметить, что конечная толщина покрытия не зависит от количества наночастиц SiO<sub>2</sub>, пока предел смешиваемости частиц внутри лака не превышен – при процентном содержании до 1% гарантируется хорошее перемешивание и качественное нанесение кистью. Далее проводился цикл отверждения в сушильном шкафу (2 ч на воздухе, 2 ч при температуре 98 °C и 1 ч при температуре 427 °C). На рис. 1 представлены образцы, выполненные из С/С композиционного материала, с нанесенным на одну сторону покрытием на основе термостойкого лака с различным весовым содержанием наносфер n-Si02 в составе защитного покрытия (0%, 0,25%, 0,5%, 0,75% и 1,0%).



Рис. 1. Образцы испытываемого материала с нанопокрытием: a – образцы пластин для тепловых испытаний;  $\delta$  – поверхность пластины с 0,25%-м содержанием наносфер (увеличение ×7) (боковое освещение); s – сечение пластины с 0,25%-м содержанием наносфер (увеличение ×16)

Основная цель исследования – определение ТФХ (коэффициента теплопроводности и теплоемкости) защитного покрытия с различным весовым содержанием наносфер n-SiO<sub>2</sub> (0%, 0.25%, 0.50%, 0.75 и 1,00%). Экспериментальный образец представляет собой прямоугольную пластину из исследуемого материала с размерами, приведенными в таблице. В тепловых испытаниях использовалась схема с симметричным расположением двух одинаковых образцов А и В относительно нагревателя с реализацией кондуктивно-радиационного нагрева, что позволило реализовать поля температур, близкие к одномерным, и оценить плотность теплового потока на нагревательном элементе (НЭ) по его электрическим параметрам. Примененная схема полностью отвечала требованиям постановки задачи по решению коэффициентной ОЗТ по определению ТФХ исследуемых образцов материала с защитным покрытием [6].

Образец	Длина, мм	Ширина, мм	Толщина <sup>*</sup> , мм	Плотность <sup>**</sup> , кг /м <sup>3</sup>	n-SiO <sub>2</sub> , %
A1	120,1	50,6	4,45	1387	0
B1	120,1	50,4	4,30	1422	0
A2	119,8	48,8	4,53	1385	0.25
B2	120,1	49,2	4,59	1383	0.25
A3	120,0	48,9	4,60	1358	0.5
B3	120,0	49,5	4,53	1348	0.5
A4	120,2	49,0	4,45	1270	0.75
B4	118,4	49,0	4,39	1333	0.75
A5	120,7	50,3	4,55	1376	1.0
B5	120,7	50,1	4,50	1378	1.0

#### Параметры образцов

\* среднее значение по пяти измерениям, \*\* расчетное значение.

По условиям обеспечения единственности решения ОЗТ [6, 7] для одновременного определения зависимостей  $\lambda(T)$  и C(T) необходимо измерить плотность поступающего в образец теплового потока, обеспечить экспериментальное определение плотности теплового потока на обратной поверхности образца и использовать его в качестве второго граничного условия (наряду с тепловым потоком от нагревателя), а температурные измерения на обеих сторонах пластины – как дополнительную информацию для решения обратной задачи. В результате была выбрана схема температурных измерений с установкой термодатчиков только на нагреваемой и обратной поверхностях образца (рис. 2). В данной схеме для определения плотности тепловых потоков на обратных поверхностях образцов А и В используются датчики теплового потока (ДТП) [8].



Рис. 2. Общая схема тепловых испытаний с симметричным нагревом: 1 – прижимная планка НЭ, 2 – теплоэлектроизоляция, 3 – нагревательный элемент (НЭ), 4 – охранный элемент образца, 5 – образец А1, 6 – датчик теплового потока ДТП-А1, 7 – чувствительный элемент (ЧЭ) ДТП-А1, 8 – теплоизолирующая пластина, 9 – теплоэлектроизоляция, 10 – датчик теплового потока ДТП-В1, 11 – образец В1, 12 – точки измерения напряжения на границах рабочей зоны НЭ, 13 – ЧЭ ДТП-В1, 14 – элементы теплоизолирующей оправки, 15 – электроизолирующий слой, 16 – ЧЭ ДТП-А2, 17 – ДТП-А2, 18 – образец А2, 19 – ДТП-В2, 20 – ЧЭ ДТП-В2, 21 – образец В2, 22 – покрытие на образце А1, 23 – покрытие на образце А2. Термопары:  $T_{HЭ}$  – «управляющая» термопара на НЭ;  $T_1-T_{20}$  – термопары на образцах и ДТП

Тепловые испытания образцов материала проводились в Тепловой лаборатории Теплового отдела НИО-601 МАИ на экспериментальном комплексе «Высокотемпературный тепловакуумный стенд для исследования процессов нестационарного теплообмена, теплофизических свойств современных теплозащитных и теплоизоляционных материалов, и тепловых режимов элементов конструкций летательных аппаратов и энергоемких технологических процессов» (BTC-O3T) (рис. 3).



Рис. 3. Стенд ВТС-ОЗТ: *а* – термовакуумный стенд (1 – вакуумная камера, 2 – агрегаты вакуумной системы, 3 - энергосистема, 4 - стойка контроля и управления); *б* – экспериментальный модуль с установленными образцами; *в* – экспериментальный модуль в вакуумной камере (1 – вакуумная камера, 2 – модуль с исследуемыми образцами, 3 – блок подсоединения термопар)

На рис. 4представлены графики значений измеренных температур на обратных поверхностях образцов А1–А5.

Результаты определения зависимостей C(T) и  $\lambda(T)$  для материала С/С представлены на рис. 5. Результаты определения зависимостей C(T) и  $\lambda(T)$  для различных вариантов покрытий представлены на рис. 6.





Рис. 4. Графики измеренных температур в образце и сравнение измеренной и расчетной температур на тыльной поверхности образца: a - A1 (0%);  $\delta - A2$  (0.25%); e - A3 (0.5%); e - A4 (0.75%);  $\partial - A5$  (1.0%)



Рис. 5. Значение коэффициента объемной теплоемкости (*a*) и коэффициента теплопроводности (*б*) для материала С/С: 1 – образец А0, 2 – образец В0



Рис. 6. Зависимости C(T) (*a*) и  $\lambda(T)$  (*б*) для защитного покрытия образцов: 1, 2 – A1(0%) и B1(0%); 3, 4 – A2(0.25%) и B2(0.25%); 5, 6 – A3(0.5%) и B3(0.5%); 7, 8 – A4(0.75%) и B4(0.75%); 9, 10 – A5(1.0%) и B5(1.0%)

#### Литература

1. Finckenor M. M., de Groh K. K., Space Environmental Effects – A Researcher's Guide to: International Space Station. NASA ISS Program Science Office, 2015.

2. Pastore R., Delfini A., Albano M., Vricella A., Marchetti M., Santoni F., Piergentili F. Outgassing effect in polymeric composites exposed to space environment thermal-vacuum conditions // Acta Astronaut. 2020. Vol. 170. P. 466–471.

3. Albano M., Delfini A., Pastore R. et al. A new technology for production of high thickness carbon/carbon composites for launchers application // Acta Astronaut. 2016. Vol. 128. P. 277–285.

4. Fu Q.-G., Li H.-J., Shi X.-H., Li K.-Z., Sun G.-D. Silicon carbide coating to protect carbon/carbon composites against oxidation // Scripta Mater. 2005. Vol. 52. P. 923–927.

5. Delfini A., Santoni F., Bisegna F. et al. Evaluation of atomic oxygen effects on nano-coated carbon-carbon structures for re-entry applications // Acta Astronaut. 2019. Vol. 161. P. 276–282.

6. Alifanov O. M., Budnik S. A., Nenarokomov A. V. et al. Identification of thermal properties of materials with applications for spacecraft structures // Inverse Problems in Science and Engineering. 2004. Vol. 12. P. 579–594.

7. Ненарокомов А. В. Титов Д. М. Исследование процессов теплопереноса в теплоизоляционных материалах // ММФ–2012: XIV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену (10–13 сентября 2012 г.): Тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 2012. Т. 1. Ч. 2.

8. Алифанов О. М., Будник С. А., Ненарокомов А. В., Титов Д. М. Отработка датчиков тепловых потоков на основе методологии обратных задач // Вестн. Самарского ун-та. Аэро-космическая техника, технологии и машиностроение. 2019. Т. 18, № 4. С. 7–17.

УДК 533.6

#### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ КВАЗИГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ ТЕПЛООБМЕНА НА ПОВЕРХНОСТИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

#### Б. Н. Четверушкин, А. Е. Луцкий, Я. В. Ханхасаева

#### Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, г. Москва

Одной из важнейших задач аэрокосмической отрасли РФ является создание высокоскоростных летательных аппаратов, которые в процессе длительного атмосферного полета испытывают значительные тепловые нагрузки. Детальные данные о конвективных тепловых потоках необходимы для обоснованного выбора и оптимизации тепловой защиты и определения температурных режимов конструкции. В силу большой практической значимости вопросы тепловых нагрузок привлекали внимание многих отечественных и зарубежных исследователей с середины XX в. Основные физические механизмы изложены в многочисленных статьях и в ряде отечественных и зарубежных монографий (например, [1–4]).

Экспериментальное исследование тепловых нагрузок, действующих на высокоскоростные летательные аппараты, в аэродинамических трубах представляет определенные трудности. Поэтому по мере совершенствования математических моделей, вычислительных алгоритмов и роста производительности вычислительных систем все большее значение приобретает численное моделирование. Расчет тепловых потоков предъявляет достаточно высокие требования к численным алгоритмам даже в сравнительно простом случае безотрывного обтекания. Обтекание летательных аппаратов под углом атаки, как правило, сопровождается отрывом пограничного слоя, что вносит дополнительные трудности при численном моделировании.

Специального внимания требует выбор математической модели, адекватной рассматриваемому режиму полета – скорости и высоты. В представленной работе численное моделирование выполнено в рамках гиперболической системы квазигазодинамических уравнений в компактной форме (CHQGD). Кинетически согласованные разностные схемы и квазигазодинамическая система уравнений (QGD) были разработаны Б. Н. Четверушкиным и Т. Г. Елизаровой в конце XX в. Подробное изложение этого подхода и многочисленные примеры использования содержатся в [5, 6].

Некоторым недостатком классической QGD системы является ее более громоздкий вид по сравнению с уравнениями Навье–Стокса. Кроме того, нестандартный вид членов, входящих в систему, вызывал определенные трудности при использовании алгоритмов, ранее разработанных для решения уравнений Навье–Стокса. В работе [7] был предложен компактный вариант гиперболической QGD системы. Эта система была получена из исходной квазигазодинамической системы путем оценки по порядку величины входящих в нее членов. Описание одного из алгоритмов, построенных на основе CHQGD системы, и результаты расчетов взаимодействия разрывов в канале представлены в [8].

В настоящей работе представлены результаты численного исследования с использованием CHQGD системы тепловых потоков при сверхзвуковом (M = 3) обтекании баллистической модели HB2 (рис. 1). Модель HB-2 представляет собой комбинацию затупленного тела и хвостового конического расширения («юбки»). Подобную форму имеют многие спускаемые космические аппараты, что определяет большой интерес к исследованию ее аэротермодинамических характеристик. Начиная с середины 60-годов XX в., эта модель становится стандартным тестом для экспериментальных и численных исследований (см., например, [9–12]) В большинстве работ исследовались зависимости коэффициентов сопротивления, подъемной силы и момента от числа Маха и угла атаки. Значительно меньше данных по



Рис. 1. Общий вид модели. Распределение давления на поверхности

угла атаки. Значительно меньше данных по тепловым нагрузкам при сверхзвуковом обтекании модели. Одним из немногих исключений является работа [11] и примыкающие к ней исследования тех же авторов, где экспериментально определялись тепловые потоки при числе Маха M = 9. Основное внимание в настоящей работе уделено распределению тепловых потоков на поверхности модели, образующихся при различных углах атаки и температурных факторах стенки при меньшем значении числа Маха (M = 3).

Рассматриваемое течение является турбулентным, поэтому при построении численного алгоритма фактически используется CHQGD система, осредненная по времени. Такой подход вполне аналогичен переходу от уравнений Навье–Стокса к нестационарным уравнениям Рейнольдса (URANS). Турбулентная вязкость µ<sub>T</sub> определяется на основе современного варианта модели Спаларта–Аллмараса [13].

Модель обтекалась сверхзвуковым потоком с числом Маха M = 3. Были рассмотрены углы атаки  $\alpha = 0, 8, 16^{\circ}$ . Единичное число Рейнольдса  $1.16 \cdot 10^{7}$ . На поверхности модели задавалось как адиабатическое условие, так и изотермическое,  $T_{\rm w} = 2.08$  для  $\alpha = 0, 8^{\circ}$  и  $T_{\rm w} = 1.08$ , 2.08 и 4 для  $\alpha = 16^{\circ}$ . Здесь и далее температура и давление отнесены к величинам в набегающем потоке. Условия  $T_{\rm w} = 1.08, 2.08$  и 4 эквивалентны температурному фактору  $T_{\rm w}/T_0 = 0.38, 0.74$  и 1.43 ( $T_0 = 2.8$  – температура торможения внешнего потока).

Следует отметить, при рассмотренном значении числа Рейнольдса параметр  $\tau = \mu/p$ , стоящий перед дополнительными членами CHQGD системы, весьма мал. Поэтому малы и различия между решениями URANS и CHQGD систем (рис. 2).



Рис. 2. Распределение давления (слева и в центре в увеличенном масштабе) и температуры на поверхности модели в плоскости симметрии угол атаки α = 16°. Сравнение данных по моделям URANS и CHQGD уравнений

Наибольший интерес представляют режимы обтекания под достаточно большими углами атаки, когда на подветренной стороне образуются области отрыва и вихревые структуры в потоке (рис. 3).

Наличие областей отрыва существенно влияет на распределение тепловых потоков (рис. 4). Как правило, области локальных максимумов теплового потока расположены вдоль линий присоединения, минимумы – вдоль линий отрыва. Нагрев поверхности модели до достаточно высоких температур приводит к изменению направления тепловых потоков. Они становятся отрицательными практически на всей поверхности (рис. 5).



Рис. 3. Основные детали структуры течения в плоскости симметрии (слева) и вихревые структуры на подветренной стороне (справа) для режима  $T_w = 2.08$ ,  $\alpha = 16^{\circ}$ 



Рис. 4. Распределение числа Стэнтона и линии тока вблизи поверхности модели, наветренная сторона (слева), подветренная сторона (справа),  $T_w = 2.08$ ,  $\alpha = 16^{\circ}$ 



Рис. 5. Распределение тепловых потоков при  $\alpha = 16^{\circ}$ . Вариант  $T_w = 1.08$  слева,  $T_w = 4$  справа

Таким образом, в работе было выполнено исследование сверхзвукового потока вязкого теплопроводного газа вокруг баллистической модели для различных углов атаки  $\alpha = 0, 8, 16^{\circ}$  и температуры поверхности модели. Исследованы трехмерные особенности течения и зависимости теплового потока от угла атаки и температуры стенки. Наличие угла атаки приводит к образованию продольных вихрей на подветренной стороне модели вблизи плоскости симметрии. Области отрыва существенно влияют на распределение теплового потока на подветренной поверхности. Области локальных максимумов теплового потока расположены вдоль линий присоединения, минимумы – вдоль линий отрыва. Для режима течения с холодной поверхностью модели ( $T_w = 1.08$ ) тепловой поток для всей поверхности. При этом линии разделения и присоединения, а также пики теплового потока на поверхности менее выражены. Для нагретой поверхности тепловой поток по всей поверхности становится отрицательным. Области пиков тепловой поток по всей поверхности менее выражены. Для нагретой поверхности тепловой поток по всей поверхности становится отрицательным. Области пиков теплового потока также соответствуют линиям отрыва и присоединения.

#### Литература

1. Лыков А. В., Алексашенко А. А., Алексашенко В. А. Сопряженные задачи конвективного теплообмена. Минск: Наука и техника, 1971. – 346 с.

2. Землянский Б. А., Лунев В. В., Власов В. И., Горшков А. Б., Залогин Г. Н., Ковалев Р. В., Маринин В. П., Мурзинов И. Н. Конвективный теплообмен летательных аппаратов / Под науч. ред. Б. А. Землянского. М.: Физматлит, 2014. – 380 с.

3. Гришин А. М., Фомин В. М. Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1984. – 318 с.

4. Ernst Heinrich Hirschel, Claus Weiland. Selected Aerothermodynamic Design Problems of Hypersonic Flight Vehicles. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2009. P. 1–518.

5. Четверушкин Б. Н. Кинетически-согласованные схемы в газовой динамике. М.: Изд-во МГУ, 1999.

6. Елизарова Т. Г. Квазигазодинамические уравнения и методы расчета вязких течений. М.: Научный мир, 2007. – 351 с.

7. Chetverushkin B., Aschenzo N. D, Ishanov S., Saveliev V. Hyperbolic type explicit kinetic scheme of magneto gas dynamic for high performance computing systems // Rus. J. Num. Analysis. Math. Modelling. 2015. Vol. 30. P. 27–36.

8. Четверушкин Б. Н., Знаменская И. А., Луцкий А. Е., Ханхасаева Я. В. Численное моделирование взаимодействия и эволюции разрывов в канале на основе компактной формы квазигазодинамических уравнений // Матем. моделирование. 2020. Т. 32, № 5. С. 44–58.

9. Gray J. D. Summary Report on Aerodynamic Characteristics of Standard Models HB-1 and HB-2. AEDC-TDR-64-137, July 1964.

10. Dj. Vuković, D. Damljanović, HB-2 high-velocity correlation model at high angles of attack in supersonic wind tunnel tests // Chinese J. of Aeronautics. 2019. Vol. 32, No. 7. P. 1565– 1576.

11. Shigeru Kuchi-Ishi, Shigeya Watanabe, Shinji Nagai, Shoichi Tsuda, Tadao Koyama, Noriaki Hirabayashi, Hideo Sekine, and Koichi Hozumi, Comparative Force. Heat Flux Measurements between JAXA Hypersonic Test Facilities Using Standard Model HB-2, JAXA-RR-04-035E.

12. Adamov N. P., Vasenev L. G., Zvegintsev V. I., Mazhul I. I., Nalivaichenko D. G., Novikov A. V., Kharitonov A. M., and Shpak S. I. Characteristics of the AT-303 hypersonic wind tunnel. Part 2. Aero-dynamics of the HB-2 reference model // Thermophysics and Aeromechanics. 2006. Vol. 13 (2).

13. Allmaras S. R., Johnson F. T. and Spalart P. R. Modifications and Clarifications for the Implementation of the Spalart-Allmaras Turbulence Model // Seventh Intern. Conf. on CFD (ICCFD7). Big Island, Hawaii, 9–13 July 2012.

# СОДЕРЖАНИЕ

# КОНВЕКТИВНО-РАДИАЦИОННЫЙ ТЕПЛООБМЕН

Астанина М. С., Шеремет М. А. Математическое моделирование термогравитационной кон- векции в кубе с пористой вставкой и нагревателем в рамках локально-неравновесной модели теплового взаимодействия.
Батура Н. И., Дудин Г. Н., Журкин Н. Г. Экспериментальные исследования влияния формы передней кромки пластины на нагрев ее поверхности и положение ударной волны на режиме сильного взаимодействия
Волков Р. С., Жданова А. О., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А. Тепловые потоки при горении типичных очагов пожара в помещениях
Жданов В. Л., Кухарчук И. Г., Дьяченко А. Ю. Влияние угла атаки пластины, установленной в турбулентном пограничном слое, на поле скорости и трение на поверхности
Иванов Н. Г., Засимова М. А., Кудрявцева В. В., Степашева Е. Д. Стационарные и авто- колебательные режимы истечения плоской воздушной струи в ограниченное пространство: перспективы управления теплоотдачей
Кадыров Р. Г., Миронов А. А., Попов И. А., Маршалова Г. С., Жукова Ю. В., Чорный А. Д. Повышение теплогидравлической эффективности пучков теплообменных труб с вихрегенера- торами
Киселёв Н. А., Здитовец А. Г., Леонтьев А. И., Виноградов Ю. А. Экспериментальное иссле- дование влияния неравновесного продольного градиента давления на теплообмен и трение на гладкой стенке
Киселёв Н. А., Здитовец А. Г., Леонтьев А. И., Виноградов Ю. А. Экспериментальное иссле- дование теплообмена и трения на гладкой и облуненной поверхности в канале в следе за цилиндром
Коротеева Е. Ю., Знаменская И. А., Муратов М. И., Штеменко Л. С., Докукина О. И., Сысоев Н. Н. Термографическая регистрация динамики тепловых потоков в ударных трубах
Косов В. Н., Федоренко О. В., Битибаева Ж. М., Жусанбаева А. К., Мейрамбекулы Е. Специфика возникновения структурированных течений при смене режимов «диффузия–концентрационная конвекция» для изотермического тройного смешения
Кузнецов Г. В., Борисов Б. В., Максимов В. И., Нагорнова Т. А., Вяткин А. В. Формирование комфортных условий в промышленном помещении с системой лучистого нагрева и воздухообмена
<b>Митрофанова О. В., Поздеева И. Г.</b> Исследование условий возбуждения резонансных коле- баний в сложной гидромеханической системе
<b>Молочников В. М., Мазо А. Б., Михеев А. Н., Калинин Е. И., Паерелий А. А., Клюев М. А.</b> Структура пульсирующего течения в канале с ответвлением при умеренных числах Рейнольдса
Пахомов М. А., Терехов В. И. Проблемы теплообмена в двухфазных отрывных потоках
<b>Петрова Н. П., Цынаева А. А.</b> Численное исследование теплообмена в воздухонагревателях при наличии продольного градиента давления

Попов И. А., Константинов Д. Ю., Кузин А. А., Жукова Ю. В., Чорный А. Д. Экспери- ментальное исследование теплопроводности углеволоконных композитных полимерных мате- риалов	62
Сидорчева В. В., Цынаева А. А. Разработка и численное исследование теплообменных поверхностей с интенсификаторами «волна»	68
Соловьева О. В., Соловьев С. А., Ахметова И. Г., Ваньков Ю. В., Синицын А. А. Исследование конвективного теплообмена в микроструктуре высокопористого ячеистого материала различной геометрии	70
<b>Трифонов А. Г., Михайлюк М. Л., Михайлюк Т. В.</b> Моделирование динамики потока мно- гофазной среды на примере выбросов из градирен Белорусской АЭС	72
<b>Тропин Д. А., Вышегородцев К. А.</b> Физико-математическое моделирование срыва ячеистой детонации в водородно-воздушной смеси инертным пористым фильтром	74
Тютюма В. Д. Одно обобщенное решение для плоского осесимметричного течения в вихревой камере	78
Тютюма В. Д. Принципы построения теории течения и теплообмена вязкой сжимаемой жидкости с учетом фононного переноса импульса	82
Цынаева А. А., Сидорчева В. В., Никитин М. Н. Численное исследование теплообмена в канале с подковообразными лунками и градиентом давления	85

### ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ФАЗОВЫХ И ХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

Байдаков В. Г., Виноградов В. Е., Каверин А. М. Спонтанное вскипание криогенных жидко-	
стей в широком интервале давлений и частот зародышеобразования	90
Бровка Г. П., Бровка А. Г., Агутин К. А. Экспериментальные исследования и расчетные схемы для численного моделирования процессов искусственного замораживания горных пород	93
Войтик О. Л., Делендик К. И. Выбор метода отделения барьерного слоя анодного оксида алюминия для создания газопроницаемых мембран на их основе	97
Войтик О. Л., Делендик К. И., Коляго Н. В. Разработка технологии структурирования ме- таллических поверхностей для получения высокоселективных мембран	101
Гайдукова О. С., Стрижак П. А. Тепломассоперенос при зажигании газовых гидратов	105
Глушков Д. О., Нигай А. Г., Паушкина К. К., Плешко А. О. Характеристики процессов тепломассопереноса при зажигании частиц гелеобразного топлива в разогретой воздушной среде	108
Давлетшина М. Р., Чиглинцева А. С. Численное моделирование тепломассопереноса в про- цессах разложения газовых гидратов	111
Карандашев Я. М., Михальченко Е. В., Мальсагов М. Ю., Никитин В. Ф. Моделирование динамики горения водорода при помощи полносвязной нейронной сети UNET	113
Карпов А. И., Шаклеин А. А. Метод расчета выгорания при распространении пламени по поверхности горючего материала	117
Кицак А. И., Палубец С. М., Надточий Д. Н., Лобач Д. С. Влияние скорости частиц огнету- шащего порошка на эффективность реализации теплового и гетерогенного механизмов туше- ния пожара	120
Ковальногов В. Н., Федоров Р. В., Чукалин А. В., Хахалева Л. В., Корнилова М. И. Моде- лирование и исследование процессов горения тангенциально закрученной комбинированной топливовоздушной смеси и эмиссии вредных веществ	124
Копьев Е. П., Садкин И. С., Мухина М. А., Шадрин Е. Ю., Шимченко С. Ю. Горение жид- ких углеводородов в условиях паровой газификации в присутствии газа разбавителя	128
Корценштейн Н. М., Ястребов А. К. Возможность управления процессом объемной конден- сации в запыленном парогазовом потоке	132

Крикунова А. И., Савельев А. С., Арефьев К. Ю., Ярков А. В. Влияние гравитации на устойчивость обратного конического метано-воздушного пламени при акустическом воздействии.
Кузовлев Д. И., Марков В. В. Влияние эффектов переноса на ячеистую структуру много- фронтовой детонации водородно-воздушной смеси
Ласковец Е.В. Влияние теплового режима на границах горизонтального канала на характер течений в системе жидкость-жидкость-газ с учетом испарения
Левин В. А., Журавская Т. А. Влияние добавок аргона и озона в водородно-воздушную смесь на характеристики волны детонации
Никитин В. Ф., Скрылева Е. И., Макеева М. Н., Манахова А. Н. Численное моделирование многофазного течения в пористой среде с учётом химических взаимодействий между фазами
Паушкина К. К., Глушков Д. О., Нигай А. Г., Плешко А. О. Исследование влияния компо- нентного состава металлизированных гелеобразных топлив на характеристики зажигания и горения в условиях лучистого нагрева
Прокудина Л. А., Вихирев М. П. Численное моделирование неустойчивых режимов течения жидких пленок при испарении жидкости
Сапожников С. З., Митяков В. Ю., Павлов А. В., Бобылев П. Г., Кикоть Н. Е., Бикму- лин А. В. Исследование кипения недогретой воды с добавлением Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> методом градиентной теплометрии
Сердюков В. С., Владыко И. В., Малахов И. П., Родионов А. А., Шухов Ю. Г., Старин- ский С. В., Сафонов А. И., Суртаев А. С. Лазерное текстурирование кремния для повышения интенсивности теплоотдачи и критических тепловых нагрузок при кипении жидкости
Сердюков В. С., Малахов И. П., Суртаев А. С. Влияние гидрофобных и бифильных поверхно- стей на теплообмен и локальные характеристики кипения при субатмосферных давлениях
Смирнов Н. Н., Никитин В. Ф., Михальченко Е. В., Сунву Пак. Исследование детонационной камеры для возможного использования в перспективных аэрокосмических двигательных установках
Сутырин О. Г., Георгиевский П. Ю., Левин В. А. Инициирование детонации при распро- странении ударных волн в локально-неоднородных горючих газовых смесях
<b>Тереза А. М., Агафонов Г. Л., Андержанов Э. К., Бетев А. С., Медведев С. П., Хомик С. В.</b> Влияние примесей на самовоспламенение бедных смесей водорода с воздухом
<b>Тропин Д. А., Лаврук С. А., Хмель Т. А.</b> Численное моделирование процессов ослабления и подавления гетерогенной детонации инертными пористыми преградами
<b>Туник Ю. В., Майоров В. О., Герасимов Г. Я., Левашов В. А.</b> Детонационное горение паров керосина в соплах Лаваля

## ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В ЭНЕРГЕТИКЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

Байметова Е. С., Хвалько М. Е. Интенсификация теплообмена в многосекционном коллек-	
торе со сложной формой поперечного сечения каналов	184
Бучилко Э. К. Исследование гидродинамики и теплообмена в псевдоожиженном бидисперсном	
слое	188
Гвоздяков Д. В., Зенков А. В., Губин В. Е., Марышева Я. В. Характеристики распыления	
водоугольных суспензий с низким содержанием угля и добавками спирта	191
Дмитренко А. В., Колпаков М. И., Закутнов С. А. Тепломассообменные процессы в био-	
энергокомплексах в циклах Ренкина	195
Дмитренко А. В., Колпаков М. И., Закутнов С. А. Математическое моделирование процесса	
переноса тепла в конденсаторе тепловой электростанции, работающей по органическому циклу	
Ренкина	199

Замалеев М. М., Камалова Р. И., Малешина М. А., Трусова В. А. Оценка энергетической эффективности работы ТЭЦ с учетом выработки электроэнергии на тепловом потреблении.
Золин М. В., Пазушкина О. В., Марченко А. В. Оценка минимального сбросного количества выпара термического деаэратора
Калишук Д. Г., Саевич Н. П., Ковалева А. А., Левданский А. Э. Исследования выносного контактного подогревателя жидкости
Кузнецов В. А., Дектерев А. А. Расчётное исследование процессов в энергетическом котле при внедрении схемы ступенчатого сжигания
Любов В. К., Попов А. Н., Мухамедзянова Е. И. Сжигание побочных продуктов фанерного производства в теплогенерирующих установках мощностью от 6.6 до 30 МВт
Пашкевич Д. С., Зимин А. Р., Алексеев Ю. И., Мухортов Д. А., Камбур П. С., Петров В. Б., Баженов Д. А., Капустин В. В., Попов П. А., Талалов В. А. Научные основы промышленной технологии получения фторида водорода при взаимодействии гексафторида урана с водород- содержащими веществами и кислородом в режиме горения
Попеску В. С. Факторы влияния на процесс функционирования электрических распредели- тельных сетей 0,4 кВ
Сафин Р. Г., Сотников В. Г., Рябушкин Д. Г. Исследование тепломассопереноса при термо- химическом разложении растительных отходов
Сорочинский В. Ф. Критерии Кирпичева, Коссовича и Ребиндера при конвективной сушке зерна
Сыродой С. В., Кузнецов Г. В., Саломатов В. В. Математическое моделирование термохимических процессов, приводящих к секвестрованию антропогенных продуктов горения древесно- угольных топлив
Федосов С. В., Румянцева В. Е., Красильников И. В., Красильникова И. А. Моделирование массопереноса в системе «жидкость-резервуар» при жидкостной коррозии бетонов методом микропроцессов

#### ТЕПЛОВЫЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМАХ С НАНО- И МИКРОСТРУКТУРАМИ

Антонов Д. В., Няшина Г. С., Стрижак П. А. Характеристики вторичных фрагментов, полу-	
чаемых при микровзрывной фрагментации капель суспензий	244
Деревич И. В., Панова А. А. Модель роста концентрации патогенного вируса в организме при случайной концентрации вируса в атмосфере	247
Засимова М. А., Иванов Н. Г., Рис В. В. Нестационарная диффузия вирусных частиц в импульсной струе, формируемой в процессе кашля	251
Захаров Н. С., Сулягина О. А., Некрасов Д. А., Солнцева Е. В., Терещук А. Ю., Мошин А. А. Исследование зависимости показателя преломления гидрогелевых материалов от температуры	255
Корценштейн Н. М. Охлаждение парогазовой смеси испаряющимися каплями	259
Кувыркин Г. Н., Савельева И. Ю., Кувшинникова Д. А. Численное моделирование тепловых процессов в структурно-чувствительных материалах с эллипсоидальными включениями	263
Кузма-Кичта Ю. А. Интенсификация теплообмена на макро-, микро- и наномасштабах	266
Пискунов М. В., Семёнова А. Е., Брейтенбах Я., Шмидт Б., Ройзман И. Характеристики вторичных капель, образованных при взаимодействии капель эмульсий типа «вода-в-масле» с нагретой поверхностью	269
Подмаркова А. Д., Засимова М. А., Иванов Н. Г. Анализ сложного теплообмена модели человека с окружающей средой в условиях перемешивающей вентиляции	272
<b>Пушкарев А. В., Рябикин С. С., Саакян Н. Ю., Цыганов Д. И.</b> Фиксация изотерм для повы- шения точности замораживания биоткани аргоновым микродроссельным криозондом	276

Роньшин Ф. В., Tadrist L., Кабов О. А. Исследование динамики роста одиночного парового	
пузыря в условиях микрогравитации	279
Рудяк В. Я., Минаков А. В., Гузей Д. В. Экспериментальное изучение и сопоставление кон- вективного теплообмена в канале наножидкостей со сферическими частицами и углеродными нанотрубками	282
Семенов Д. С., Ненарокомов А. В., Будник С. А. Расчетно-экспериментальная иденти- фикация моделей теплопереноса при лазерной гипертермии без контактных измерений темпе- ратуры	286
Синицын А. А., Соловьева О. В. Результаты испытания регенерирующего теплообменного элемента для подогрева воздуха для дыхания	288
Скоробогатова А. Д., Михиенкова Е. И., Жигарев В. А., Матвеев А. В. Исследование вязкости и коллоидной устойчивости буровых растворов на основе технических масел	292

#### ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС, ПЛАЗМЕННЫЕ СИСТЕМЫ И ТЕХНОЛОГИИ

Баранов С. А., Гаджимагомедов Г. Г., Киселев А. Ф., Курячий А. П., Сбоев Д. С., Толка- чев С. Н., Чернышев С. Л. Управление устойчивостью и отрывом трехмерного пограничного
слоя с помощью плазменных актуаторов 290
Батура Н. И., Дудин Г. Н., Журкин Н. Г., Колушов Н. М. Аэродинамический нагрев тепло- изолированной затупленной пластины на режиме сильного взаимодействия
<b>Брызгалов А. И., Якуш С. Е., Колесников А. Ф., Васильевский С. А.</b> Численное моделирование обтекания высокоэнтальпийным дозвуковым потоком воздуха цилиндрического образца в мощном плазмотроне
Князева А. Г., Парфенова Е. С. Нелинейная связанная модель обработки поверхности пото- ком частиц с учетом фазообразования
<b>Кузенов В. В., Рыжков С. В., Бросин П. Д.</b> Численное моделирование отдельных плазмодинамических характеристик светоэрозионного МПК-разряда в газах
Molchanov A. M., Yanyshev D. S., Bykov L. V. High-temperature heat and mass transfer aroundreentry module in case of thermochemical non-equilibrium and wall catalytic activity
Скрябин А. С., Веснин В. Р., Челмодеев Р. И., Локтионов Е. Ю. Тепловые и гидродинами- ческие аспекты напыления кальций-фосфатных биопокрытий на импланты детонационным методом
<b>Ханаева Р. А., Хайрутдинов Р. Р.</b> Моделирование процессов переноса энергии, частиц и ввода тока в токамаке ИТЭР
<b>Черенда Н. Н., Бибик Н. В., Асташинский В. М., Кузьмицкий А. М.</b> Влияние процессов массо- и теплопереноса на структурно-фазовое состояние силумина, легированного атомами Zr под воздействием компрессионных плазменных потоков

#### ТЕРМОРЕГУЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ

Васильев Л. Л., Журавлёв А. С., Кузьмич М. А., Куликовский В. К., Олехнович В. А.	
Двухфазные устройства для охлаждения теплонагруженных компонентов электроники	329
Гиззатуллина А. Ф., Армянин А. Ю. Теоретическое исследование скоростных режимов	
работы теплообменного аппарата	333
Игольников А. А., Рютин С. Б., Мелких А. В., Скрипов П. В. Перенос тепла частично- смешивающимися смесями с нижней критической температурой растворения.	337
Лопатин А. А., Габдуллина Р. А., Биктагирова А. Р. Термическое сопротивление в осевых	
системах охлаждения радиоэлектронного оборудования, выполненных на основе разрезного оребрения	339

Михайленко С. А., Шеремет М. А. Влияние оси вращения на конвективно-радиационный теплообмен во вращающейся кубической полости при наличии источника энергии	343
Мусакаев Н. Г. Математическое описание процесса хранения газа в пористом коллекторе в газогидратной форме	347
<b>Орлов М. Е., Лытяков Е. С., Винайкина И. В.</b> Влияние усовершенствованной технологии охлаждения добавочной питательной воды котлов ТЭЦ на энергоэффективность и выбор теплообменника.	349
Рабецкий М. И., Гракович Л. П., Васильев Л. Л. Двухфазное устройство для охлаждения электронных устройств.	353
Роньшин Ф. В., Дементьев Ю. А., Чиннов Е. А. Экспериментальное исследование кипения в щелевом микроканале.	356
Рощин Л. Ю., Войтик О. Л., Делендик К. И., Коляго Н. В., Бондаренко А. В. Металлизация наноструктурированных кремниевых поверхностей для создания миниатюрных контурных тепловых труб	359
Ряжских В. И., Хвостов А. А., Коновалов Д. А., Ряжских А. В., Журавлев А. А. Механический способ снижения интенсивности тепломассопереноса при хранении криогенной жидкости	363
Серяков А. В. Изучение вихревого течения конденсирующегося пара в коротких линейных тепловых трубах	367
Серяков А. В., Алексеев Анд. П. Исследование коротких линейных тепловых труб путем решения обратной задачи теплопроводности	371

### МОДЕЛИРОВАНИЕ И УПРАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССАМИ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА

Алифанов О. М., Будник С. А., Ненарокомов А. В., Нетелев А. В. Определение комплекса	
теплофизических характеристик градиентных теплозащитных материалов	376
Алифанов О. М., Викулов А. Г., Будник С. А., Ненарокомов А. В., Моржухина А. В. Иден- тификации математических моделей теплообмена в ВТСП катушках	380
Афремов Д. А., Бондар Ф. Д., Дунайцев А. А., Лобанов П. Д., Прибатурин Н. А., Сергеен- ко К. М., Тутукин А. В. Моделирование гидродинамики и теплообмена при обтекании кре- стообразного тепловыделяющего элемента с закруткой потока	381
Байдаков В. Г., Брюханов В. М. Фазовые равновесия и границы устойчивости в леннард- джонсовской смеси	382
Боровик К. Г., Фецов С. С. Численная модель тепломассопереноса в гранулированных плавящихся материалах и ее реализация в пакете OPENFOAM	385
Бугрова А. Д., Котляров Е. Ю., Шабарчин А. Ф., Финченко В. С. Предварительный анализ температурного состояния полезной нагрузки венерианского посадочного аппарата на различных этапах функционирования.	388
Давыдова М. А., Еланский Н. Ф., Захарова С. А., Мухартова Ю. В., Постыляков О. В., Пономарев Н. А. Применение математического моделирования переноса газовых примесей в атмосфере с целью определения параметров турбулентности и оценки эмиссий от антропогенных и естественных источников.	393
Зимин Б. А., Судьенков Ю. В., Ялыч Е. С. Модель теплообразования при упругопласти- ческом деформировании металлов	397
Знаменская И. А., Коротеева Е. Ю., Карнозова Е. А., Кули-Заде Т. А. Динамика теплообмена нагретой импульсным сильноточным разрядом области в канале	399
Кочнев К. В. Математическое моделирование спекания лунного реголита	403
Митрофанова О. В. Особенности гидродинамики ядерных энергетических установок	404
Мороз И. О., Трифонов А. Г. Моделирование распространения многокомпонентных потоков газов и радиоактивных аэрозолей под оболочкой АЭС	408

Мухамбетжанов С. Т., Джанабекова С. К. Математическое моделирование вытеснения нефти с учетом массообменных процессов	413
Мухартова Ю. В., Давыдова М. А., Еланский Н. Ф., Чекина В. Н., Шилкин А. В. Модели- рование коэффициента турбулентного обмена на основе данных замеров высотного профиля концентрации СО	416
Ненарокомов А. В., Чебаков Е. В., Будник С. А., Надирадзе А. Б., Титов Д. М. Метод определения ориентации малого космического аппарата на основе методологии обратных задач теплообмена	418
Орловская С. Г., Зуй О. Н. Высокотемпературный тепломассообмен в газовзвесях углеродных частиц с различной численной концентрацией	422
Ревизников Д. Л., Неверова Д. А., Ненарокомов А. В., Моржухина А. В. Идентификация переносных свойств газа по измерениям теплового потока в критической точке затупленного тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком	426
Савельева И. Ю. Вариационный подход к анализу математических моделей теплопроводности с учетом пространственной нелокальности	427
Смирнов П. Г., Емельянов В. Н. Численное моделирование задач теплопроводности и термо- упругости на графических процессорах с использованием технологии CUDA	430
Стамов Л. И., Тюренкова В. В., Михальченко Е. В. Численное моделирование процессов в камере сгорания гибридного твердотопливного двигателя	434
Титов Д. М., Алифанов О. М., Будник С. А., Моржухина А. В., Ненарокомов А. В., Дель- фини А., Пасторе Р., Сантони Ф., Альбано М., Марчетти М. Определение теплофизических свойств углерод-углеродных пластин с керамическим нанопокрытием с помощью методов	427
ОЗТ Четверушкин Б. Н., Луцкий А. Е., Ханхасаева Я. В. Численное моделирование на основе	437
системы квазигазодинамических уравнений теплообмена на поверхности высокоскоростных летательных аппаратов	442

Научное электронное издание

# ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ И СООБЩЕНИЙ дополнительный выпуск

XVI Минский международный форум по тепло- и массообмену XVI Minsk International Heat and Mass Transfer Forum 16–19 мая 2022 г.

Компьютерная верстка Н. В. Гринчук

Ответственный за выпуск Н. Б. Базылев

Подписано к использованию 30.09.2022 г. Дата размещения на сайте: 30.09.2022 г. Объем данных в формате PDF 35,5 Мб

Системные требования: PC не ниже класса Pentium I, 32 Mb RAM; свободное место на HDD 500 Mb; Windows 95/98; Adobe Acrobat Reader; мышь

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. ул. П. Бровки, 15, 220072, г. Минск www.itmo.by