

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

# *ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ И СООБЩЕНИЙ*

*Том 2*

*XV Минский международный форум по тепло- и массообмену  
XV Minsk International Heat and Mass Transfer Forum  
23 – 26 мая 2016 г.*

*Минск 2016*

УДК 536.24

Издание представляет собой второй том расширенных тезисов докладов и сообщений XV Минского международного форума по тепло- и массообмену.

Сборник содержит тезисы докладов и сообщений по тепломассопереносу в реагирующих системах (секция № 3), тепловым и транспортным процессам в системах с нано- и микро-частицами, в биологических объектах (секция № 4), общим вопросам тепломассопереноса (секция № 6).

Редакционная коллегия:

академик НАН Беларуси  
чл.-корр. НАН Беларуси  
чл.-корр. НАН Беларуси  
доктор техн. наук  
доктор физ.-мат. наук  
доктор физ.-мат. наук  
доктор физ.-мат. наук  
канд. физ.-мат. наук  
канд. физ.-мат. наук

О. Г. Пенязьков  
В. М. Асташинский  
Н. В. Павлюкевич  
И. Г. Гуревич  
Б. Э. Кашевский  
О. С. Рабинович  
С. П. Фисенко  
И. А. Козначеев  
А. И. Шнип

## ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В РЕАГИРУЮЩИХ СИСТЕМАХ

УДК 662.76

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОТРАБОТКА МЕТОДОВ ПОЛУЧЕНИЯ СИНТЕЗ-ГАЗА В ОДНО- И ДВУХСТУПЕНЧАТОМ ГАЗИФИКАТОРАХ

Н. А. Абаимов<sup>1</sup>, А. П. Бурдуков<sup>2</sup>, Е. Б. Бутаков<sup>2</sup>, П. В. Осипов<sup>1</sup>,  
А. Ф. Рыжков<sup>1</sup>, Н. С. Шестаков<sup>3</sup>, А. А. Шурчалин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого  
Президента России Б. Н. Ельцина», г. Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт теплофизики СО РАН им. С. С. Кутателадзе, г. Новосибирск, Россия

<sup>3</sup>ОАО «Научно-производственное объединение по исследованию и проектированию  
энергетического оборудования им. И. И. Ползунова», г. Санкт-Петербург, Россия

**Введение.** Одной из наиболее перспективных энергетических технологий использования твёрдого топлива является парогазовая установка с внутрицикловой газификацией (ПГУ-ВЦГ) угля. Наиболее проблемным узлом высокомошной ПГУ-ВЦГ считается поточный газификатор, в котором пылеугольный поток конвертируется в синтез-газ. Существует большое количество газификационных установок поточного типа, принципиально отличающихся друг от друга аэродинамическими, термодинамическими и другими параметрами работы. По количеству ступеней протекания термодинамических процессов (ТХП) в поточных газификаторах принято выделять две большие группы: одноступенчатые и двухступенчатые. Каждый тип обладает рядом особенностей, определяющих область применения этих установок. Анализ этих особенностей позволит создать высокоэффективный поточный газификатор для перспективной ПГУ-ВЦГ.

Цель работы – экспериментальная отработка методов получения синтез-газа, требуемого для эффективной работы газотурбинной установки (ГТУ), состава в одно- и двухступенчатом газификаторах для последующей калибровки численных моделей термодинамических процессов в промышленных газификаторах высокомошных ПГУ-ВЦГ.

Для достижения поставленной цели надо решить следующие задачи:

- 1) провести ряд экспериментов при характерных режимах работы одно- и двухступенчатого газификаторов;
- 2) охарактеризовать экспериментальные режимы работы установок с использованием расчётных данных для выявления особенностей работы газификаторов;
- 3) осуществить сравнительный анализ работы одно- и двухступенчатого газификаторов с выявлением предпочтительных механизмов управления ТХП.

В качестве экспериментальной реализации одноступенчатого принципа работы использовался газификатор НПО ЦКТИ, а двухступенчатого – ИТ СО РАН.

**Описание работы экспериментальных установок. Одноступенчатый газификатор.** Газификатор представляет собой вертикально расположенный цилиндрический сосуд под давлением высотой 5,6 м с внешним диаметром 0,72 м (рис. 1). Покрытая обмуровкой реакционная камера диаметром 0,21 м и высотой 1,6 м расположена в верхней части установки, а в нижней – секция водяного квенчинга и шлаковая ванна.

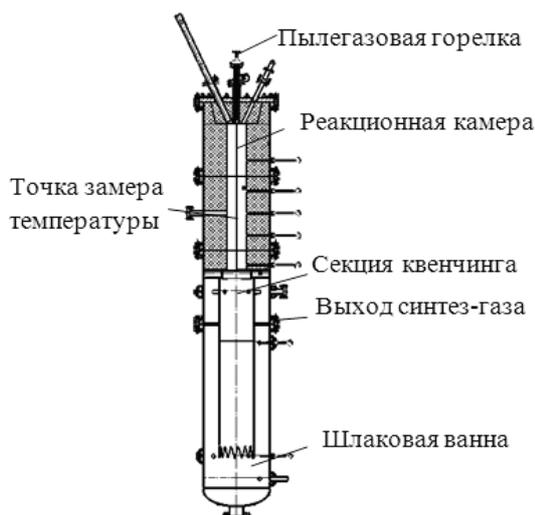


Рис. 1. Одноступенчатый газификатор

Верхний торец газификатора оборудован запально-стабилизирующим модулем, комбинированной пылегазовой горелкой и смотровым окном. В качестве топлива использовался кузнецкий каменный уголь марки Д стандартной тонины помола. Горелка газификатора оснащается либо вихревой форсункой при работе на воздушном дутье, либо форсункой с перекрещивающимися струями для кислородного дутья. Дутьё необходимого состава готовится в специальном смесителе и затем подогревается до необходимой температуры в электронагревателе. Температура футеровки контролируется по всей высоте пятью платинопалладий-платиновыми термопарами, также контролируется температура потока по оси реакционной камеры. Отбор синтез-газа для определения его состава осуществляется на выходе из газификатора.

**Двухступенчатый газификатор.** Атмосферная установка (рис. 2) имеет две ступени подачи пылевоздушной смеси. Первичный поток направляется тангенциально в улитку размером 0.5 м на 0.14 м, в неё же, но аксиально, подаётся вторичная пылевоздушная смесь. Потoki подаются без закрутки при комнатной температуре. В ступени поступает каменный уголь углеразреза Кузнецкого бассейна марки Д разной подготовки: в первую ступень – после мельницы-дезинтегратора (микрпомол), а во вторую – после шаровой барабанной мельницы. Из улитки потоки попадают в реакционную камеру с внутренним диаметром 0.315 м и длиной 1.5 м. Далее продукты реагирования поступают в камеру дожига диаметром 1 м и длиной 3 м. Температура замеряется по длине реакционной камеры, а состав синтез-газа – на выходе из неё.

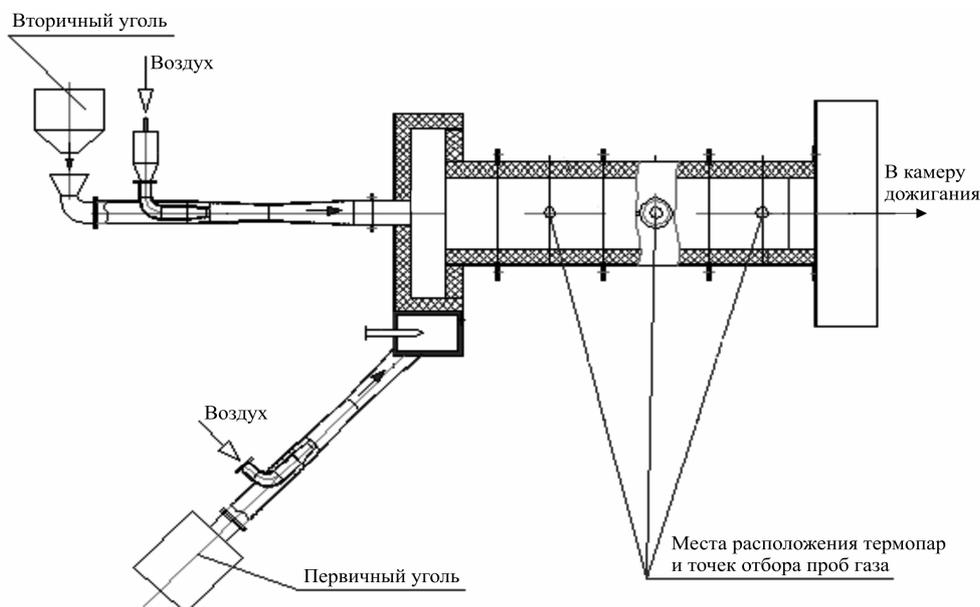


Рис. 2. Двухступенчатый газификатор

**Анализ результатов экспериментов. Одноступенчатый газификатор.** Экспериментальная отработка одноступенчатой газификации проводилась при нескольких характерных режимах, в которых варьировался коэффициент избытка воздуха  $\alpha$  от 0.4 до 1, концентрации

кислорода в дутье 21–96% и ряд других параметров. В работе рассмотрена серия воздушных (21% кислорода) опытов с  $\alpha = 0.44, 0.53, 0.7$  и  $1$  (рис. 3). Расход угля составлял 5–15 кг/ч, расход воздуха – 20–60  $\text{нм}^3/\text{ч}$ . Давление в реакционной камере варьировалось от 0.13 до 0.18 МПа, а температура дутья от 420 до 500 °С, что соответствует температуре компримированного дутьевого воздуха в промышленных воздушных газификаторах. Обработка экспериментальных данных осуществлялась с использованием расчётных равновесных концентраций, определённых методом максимизации энтропии в многоцелевой программной системе Тетра. Расчётные равновесные концентрации, приведённые на графике, имеют слабо нелинейную зависимость от  $\alpha$  из-за разных температур равновесной смеси, которые принимались равными экспериментальным значениям температуры потока 1100–1300 °С.

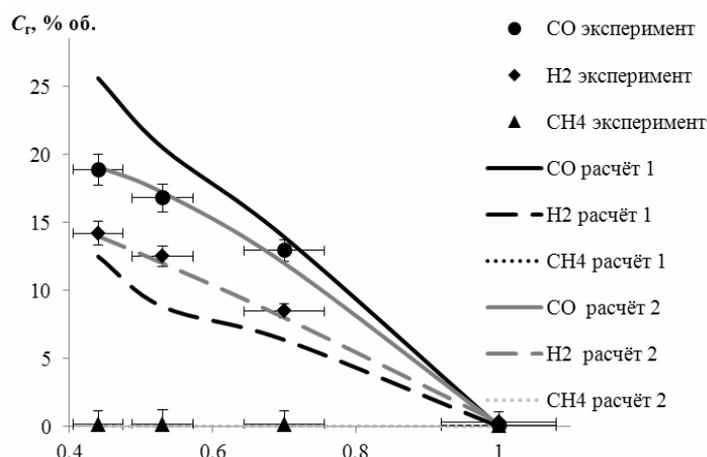


Рис. 3. Экспериментальные и расчётные концентрации горючих компонентов ( $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ) синтез-газа в одноступенчатом газификаторе

При первом расчёте равновесных концентраций, приведённых на графике, не учитывался механический недожог угля и реакция сдвига водяного газа, протекающая в секции водяного квенчинга. Во втором расчёте были определены концентрации реагентов, необходимые для получения экспериментальных составов синтез-газа. Расчётный механический недожог составил порядка 10% при  $\alpha = 0.4$  и около 0% при  $\alpha = 1$ . Количество воды, прореагировавшей в секции водяного квенчинга, превысило количество воды, содержащейся в угле, в 3 раза при  $\alpha = 0.4$ . В режиме полного сгорания ( $\alpha = 1$ ) реакция сдвига водяного газа не оказала значительного влияния на конечный состав синтез-газа из-за отсутствия в продуктах сгорания  $\text{CO}$  и  $\text{H}_2$ .

**Двухступенчатый газификатор.** Двухступенчатая газификация проводилась с  $\alpha = 0.41, 0.56, 0.68$  и  $1.1$  (рис. 4). Общий расход угля варьировался в диапазоне 200–320 кг/ч, расход воздуха – 900–1540  $\text{нм}^3/\text{ч}$ . Обработка экспериментов на двухступенчатой установке осуществлялась аналогично одноступенчатой, за исключением отсутствия необходимости учёта реакции сдвига водяного газа в ступени квенчинга. Расчётный механический недожог при этом значительно больше – до 35% при  $\alpha = 0.41$  и расходе воздуха 900  $\text{нм}^3/\text{ч}$ , а при  $\alpha = 1.1$  и расходе воздуха 1540  $\text{нм}^3/\text{ч}$  – до 38%. Экспериментальные температуры на выходе из реакционной камеры составляли 1200–1500 °С, что позволяет организовать подвод пара с расходом до 50 кг/ч для снижения температуры до 1100 °С, повышения содержания водорода и теплоты сгорания синтез-газа. Увеличение содержания водорода в синтез-газе повышает количество водяного пара в продуктах сгорания ГТУ. Водяной пар обладает относительно большой работой расширения, поэтому КПД ГТУ с ростом концентрации водорода в синтез-газе будет возрастать.

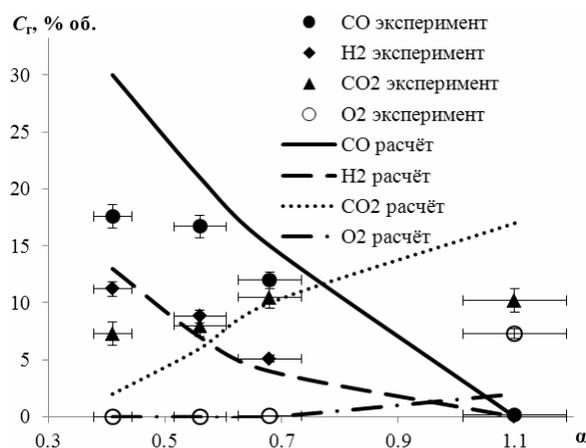


Рис. 4. Экспериментальные и расчётные концентрации CO, H<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub> и O<sub>2</sub> синтез-газа в двухступенчатом газификаторе

**Сравнительный анализ работы.** Описанные выше установки, помимо количества ступеней, отличаются ещё рядом принципиальных особенностей. Одной из них является способ подачи сред в реакционную камеру. Рассматриваемый нами одноступенчатый газификатор обладает возможностью использования как вихревой подачи дутья, так и прямоточной, в зависимости от состава окислителя. Благодаря этому поддерживается необходимое для полной газификации время пребывания топлива в реакционной камере.

Подача потоков в обе ступени двухступенчатого газификатора осуществляется прямоточно, но первичный поток подается тангенциально, а вторичный – аксиально. Перемешиваясь, первичный поток закручивает вторичный, но степень закрутки относительно невелика, поэтому времени пребывания топлива в реакционной камере хватает лишь для термодготовки топлива и его частичной газификации, о чём свидетельствует механический недожог 35%. Лабораторными методами определен состав коксозольного остатка, отобранного перед дымососом: зольность 56%, количество летучих веществ 6%, недожог углерода 60%.

Кроме траектории движения топлива в газификаторах на время его пребывания оказывает влияние и скорость газовой фазы. В одноступенчатом газификаторе она составляла 0.5–1.5 м/с, а в двухступенчатом на порядок больше – 7–14 м/с. Удельные теплотенпряжения в двухступенчатой установке также в два раза больше, чем в одноступенчатой и составляют 3 МВт/м<sup>3</sup>.

#### Выводы

1. Подтверждена эффективность использования вихревых горелок для увеличения времени пребывания топлива в реакционной камере с целью повышения степени конверсии и снижения механического недожога угольного топлива.
2. Определена степень изменения состава синтез-газа в сторону увеличения водорода в результате протекания реакции сдвига водяного газа в секции водяного квенчинга.
3. Установлена эффективность применения угля микропомола в первичном потоке топливно-воздушной смеси в двухступенчатом газификаторе для поддержания автотермичности процесса частичной газификации.
4. Обнаружена возможность организации подвода пара с расходом до 50 кг/ч в реакционную камеру двухступенчатого газификатора с целью повышения содержания водорода и теплоты сгорания синтез-газа.
5. Рассчитаны величины и установлены причины механического недожога в одноступенчатом (до 10%) и двухступенчатом (до 35%) газификаторах, а также лабораторно определён состав коксозольного остатка.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-19-00524).

УДК 536.244

**СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ, ГРАНИЦЫ РЕЖИМОВ ТЕПЛОМАСОБМЕНА И СРЫВ ПЛАМЕНИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ЗА РЕБРОМ И ЗА УСТУПОМ****Р. Х. Абдрахманов, Б. Ф. Бояршинов, С. Ю. Фёдоров***Институт теплофизики СО РАН им. С. С. Кутателадзе, г. Новосибирск, Россия*

Знание пределов, в которых существует химически реагирующий пограничный слой, кроме прикладного, имеет значение для понимания взаимодействия турбулентности и горения. Известный эмпирический материал [1, 2] указывает на некоторые особенности горения жидкого топлива – это ламинаризация процессов переноса и срывы пламени. Существуют различные точки зрения на природу срыва горения. Авторы работы [3] полагают, что определяющую роль в устойчивости диффузионного пламени играют динамические свойства газового потока. Цель работы – установить связь между границами режимов тепломассообмена и срывами пламени этанола, испаряющегося за преградами на горизонтальных поверхностях.

Схема экспериментов показана на рис. 1. Горение вблизи плоских горизонтальных поверхностей жидкого топлива исследовалось в аэродинамической трубе [2].

Рабочий участок прямоугольного сечения  $100 \times 100$  мм длиной 700 мм с прозрачными боковыми стенками непосредственно состыкован с конфузуром. Металлические пористые пластины, образующие поверхность стенки, пропитывались этанолом, который испарялся и сгорал в потоке воздуха. В самоподдерживающемся режиме горения поверхность пластин оставалась покрытой плёнкой этанола, а потоки горючего устанавливались, как результат взаимодействия с реагирующим газом. Положение передней кромки пламени фиксировалось преградами в виде ребра или уступа высотой до 7 мм. Опыты проводились в максимально возможном диапазоне скоростей воздуха (1–70 м/с), ограниченном срывами пламени. Затруднения, обусловленные силами плавучести при низких (~1 м/с) скоростях обтекания преодолевались тем, что исследовалось горение на верхней стенке канала (рис. 1, б).

Газодинамические параметры измерялись с применением аппаратуры PIV. Опытные данные о компонентах скорости, об их пульсациях и корреляции пульсаций в пограничном слое с горением и без горения [4] дополнены профилями температуры, полученными платина-платинородиевой микротермопарой 50 микрон. Скорость выгорания этанола определялась по изменению уровня этанола в мерных сосудах для каждой пористой пластины. Метод анализа результатов измерений основан на прямых сравнениях опытов с горением и без горения, с горением «на полу» и «на потолке», за ребром и за обратным уступом. Сопоставлялись данные по структуре течения и по массопереносу на одних и тех же режимах вблизи срыва пламени.

Известны [5] два уровня скорости срыва пламени: «нижний» срыв и «верхний» (рис. 2). Верхняя скорость срыва за ребром  $h = 3$  мм (тёмные квадратики на рис. 3) значительно превосходит верхнюю скорость срыва пламени за обратным уступом такой же высоты. Нижняя скорость срыва (ромбики) для  $h < 5$  мм в пределах погрешности проведенных оценок ( $\pm 1$  м/с) не зависит от преграды и от направления вектора силы тяжести. Скорость  $U_b$  срыва пламени (треугольники) не зависит от того, на какой горизонтальной поверхности (над нижней или под верхней) происходит горение. Из рисунка следует, что удержать переднюю кромку пламени этанола без применения стабилизаторов ( $h = 0$  мм) нельзя, если скорость воздуха больше 4–5 м/с.

Структура течения вблизи передней кромки пламени представлена рис. 4. Видно, что за стабилизатором пламени ( $x < 20$  мм) образуется область возвратных токов (рис. 4, а, данные

для  $U < 0$ ). Производная  $(dU/dy)_W$  изменяет знак на удалении от ребра  $x/h = 7-9$ , что соответствует размерам области рециркуляции за преградами [6]. В этой области испарившийся этанол перемешивается с воздухом и нагревается до температуры самовоспламенения, после чего за передней кромкой пламени ( $x > 20-25$  мм) температура резко возрастает до  $\sim 1600$  К, рис. 4, б. Толщина теплового пограничного слоя существенно превосходит толщину динамического слоя.

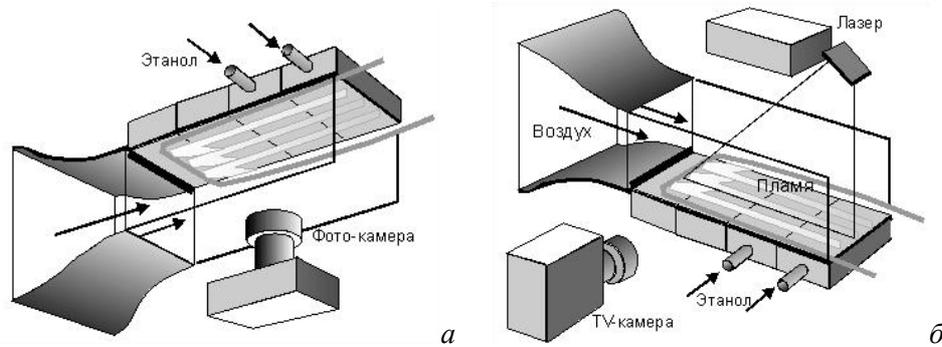


Рис. 1. Схема рабочего участка: а – вариант размещения аппаратуры PIV при исследовании газовой динамики горения «на полу»; б – канал с горением жидкого этанола «на потолке»

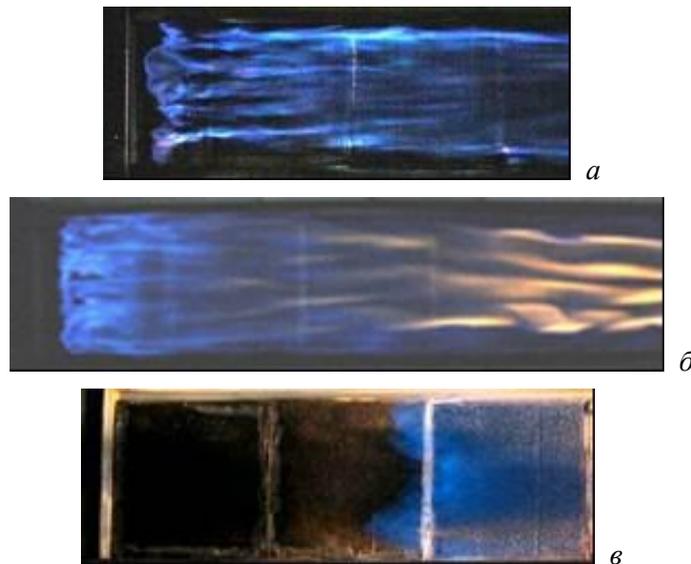


Рис. 2. Фотосъемка пламени при горении «на потолок» за обратным уступом высотой 3 мм (воздушный поток слева – направо): а – 19 м/с, высокоскоростной срыв; б – 5,7 м/с, продольные вихри; в – 6–7 м/с, низкоскоростной срыв пламени

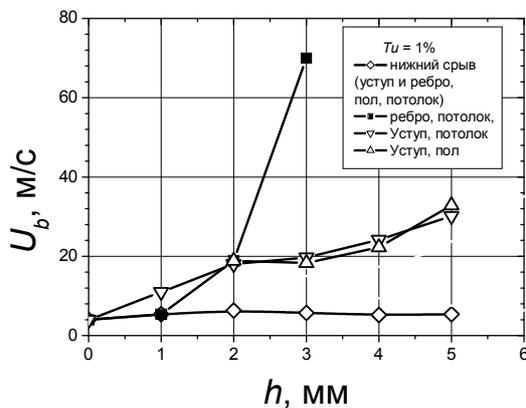


Рис. 3. Скорость срыва при стабилизации пламени ребром и обратным уступом

Очевидно, что условия на передней кромке влияют на устойчивость и срывы пламени. Величина продольной скорости  $U_f$  вблизи максимума температуры показана на рис. 5 (слева). Область, в которой происходят колебания передней кромки пламени, отсоединённого от преграды ( $x/h = 6-8$ ), ограничена вертикальными сторонами прямоугольника. Горизонтальные стороны прямоугольника отмечают абсолютную величину скорости горения спиртово-воздушной стехиометрической смеси. Видно, что скорость газа на передней кромке пламени такого же порядка, что и скорость горения. Таким образом, на передней кромке отсоединённого пламени горение имеет признаки кинетического режима, когда скорость газа ограничена скоростью горения. Превышение этой скорости может привести к срыву пламени.

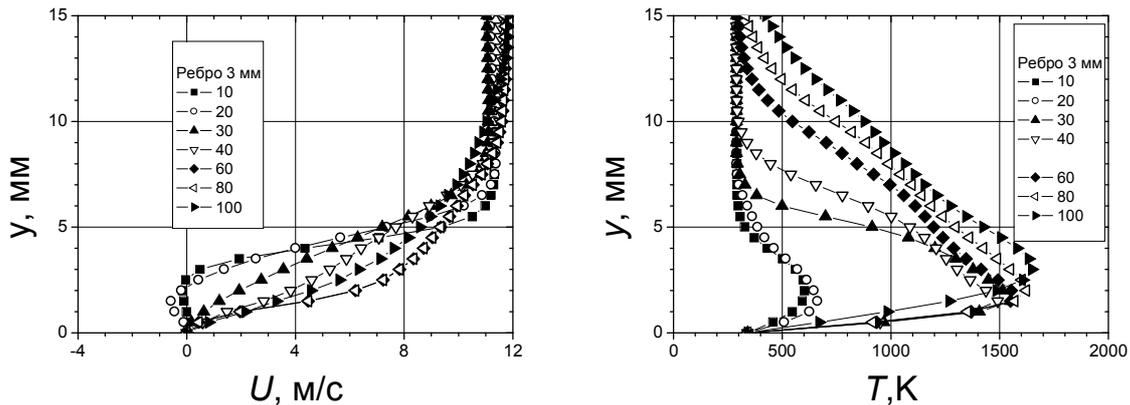


Рис. 4. Развитие динамического (слева) и теплового (справа) пограничного слоя за ребром высотой 3 мм

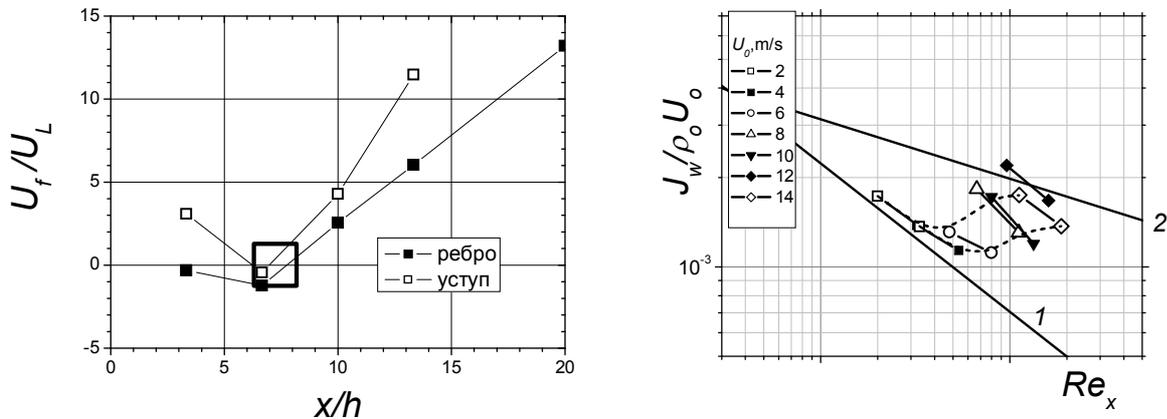


Рис. 5. Скорость газа в области максимальной температуры (данные рис. 4 для передней кромки пламени  $x/h \sim 7$  выделены прямоугольником). Справа – относительная скорость испарения этанола за обратным уступом высотой 3 мм. Интенсивность выгорания жидкого топлива соответствует переходной области массообмена, ограниченной закономерностями ламинарного (линия 1) и турбулентного (линия 2) переноса

На рис. 5 (справа) показаны потоки горючего  $J_w$  со стенки, отнесённые к потоку воздуха во внешнем течении  $\rho_0 U_0$  в опытах с уступом, когда горение происходит «на потолке». Линия 1 представляет расчёт для «стандартного» закона ламинарного массообмена:

$$J_w/\rho_0 U_0 = 0.332 \cdot \text{Re}^{-0.5} \text{Sc}^{-0.66} \Delta C. \quad (1)$$

Здесь разность массовых долей горючего на стенке и воздушном потоке  $\Delta C = (C_w - C_0) = 0,8$ . Число Рейнольдса  $\text{Re} = xU_0/\nu$ , число Шмидта  $\text{Sc} = \nu/D$ . Линия 2 соответствует массообмену в «стандартном» турбулентном пограничном слое

$$J_w/\rho_0 U_0 = 0.028 \cdot \text{Re}^{-0.2} \text{Sc}^{-0.6} \Delta C. \quad (2)$$

Из четырех пористых пластин рассматриваются только две внутренние для исключения возможных проявлений концевых эффектов. Видно, что все данные располагаются между линиями 1 и 2, т. е. относятся к переходной области. Они расслаиваются, и нет однозначной связи с числом Рейнольдса.

Чтобы обнаружить тенденцию к сближению с известными закономерностями массопереноса, измерения проводили с шагом по скорости воздуха  $\Delta U_0 \approx 2$  м/с. Видно, что при  $U_0 = 2$  и 4 м/с относительные потоки вещества на стенке близки к линии 1. На последующих шагах одновременно достигается турбулентный массоперенос (линия 2) и происходит высокоскоростной срыв пламени (по данным рис. 2,  $U_b \approx 19$  м/с). Светлыми кружочками обозначен «удачный» опыт на неустойчивом режиме низкоскоростного срыва пламени при скорости  $U_0 = 6$  м/с. На рис. 5 (справа) он соответствует отклонению от расчета для ламинарного массопереноса. Таким образом, устойчивое горение имеет место в переходном режиме массообмена (опытные данные находятся между линиями 1 и 2), а срывы пламени происходят на границах переходной области. Область турбулентного массообмена либо крайне ограничена, либо не существует вовсе.

Причиной, сдерживающей хаотизацию и переход к турбулентному тепло- и массопереносу в пограничном слое с горением, могут быть крупномасштабные газодинамические структуры. В опытах [2] это были продольные вихри (рис. 2, а, б). Из сравнения скорости испарения этанола при горении «на полу» и «на потолке» (см. рис. 1) было установлено, что интенсивность переноса вещества при горении над стенкой практически вдвое выше, чем в случае горения под стенкой, если числа Рейнольдса  $\text{Re} < 5 \cdot 10^4$ .

Таким образом, показано, что при горении этанола за преградами тепломассообмен не становится турбулентным, по-видимому, из-за присутствия крупномасштабных газодинамических структур. В пограничном слое за ребром и за обратным уступом существует два уровня скорости воздушного потока, при которых происходит срыв пламени. Показано, что кроме особенностей газодинамики при обтекании преграды, причины срыва пламени могут быть связаны с химической кинетикой (рис. 5, слева), с изменением механизма переноса на ламинарный или на турбулентный (рис. 5, справа).

Работа выполнена в рамках интеграционного проекта СО РАН № 24.

### Литература

1. Ярин А. Л. О срыве пламени горячей жидкости воздушным потоком // ФГВ. 1983. Т. 19, № 1. С. 3–12.
2. Бояршинов Б. Ф. Влияние препятствия на структуру течения и массообмен в пограничном слое с горением этанола на горизонтальной поверхности // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 6. С. 713–722.
3. Coats C. M., Richardson A. P. Nonpremixed combustion in turbulent mixing layers. Pt 1: Flame characteristics // Combust. Flame. 2000. Vol. 122. Pp. 253–270.
4. База данных по характеристикам турбулентного пограничного слоя с химическими и фазовыми превращениями ([http://www.itp.nsc.ru/Laboratory/LAB\\_2\\_1/Flame/First%20page.html](http://www.itp.nsc.ru/Laboratory/LAB_2_1/Flame/First%20page.html)).
5. Бояршинов Б. Ф. О границах переходного режима массообмена при горении этанола на горизонтальных стенках за ребром и за уступом // ФГВ. 2015. Т. 51, № 4. С. 3–10.
6. Итон Дж. К., Джонстон Дж. П. Обзор исследований дозвуковых присоединяющихся течений // Ракетная техника и космонавтика. 1981. Т. 19, № 10. С. 7–19.

UDC 519.6+533.95

## MODEL OF COMBUSTION PRODUCTS INTERNAL FLOW IN CHANNEL WITH VARIABLE CROSS-SECTION

K. A. Alhussan<sup>1</sup>, P. A. Mandrik<sup>2</sup>, A. V. Teterev<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Space Research Institute KACST, Riyadh, Saudi Arabia

<sup>2</sup>Belarusian State University, Minsk, Belarus

<sup>3</sup>Heat and Mass Transfer Institute National Academy of Sciences, Minsk, Belarus

**Introduction.** In most applications, the gas flow cannot be described by an ideal gas model. The actual flow is accompanied by physical and chemical processes, whose nature and the methods of their mathematical description are substantially different. However, despite the simultaneous occurrence of various relaxation processes, they can be separated and studied independently, as the mutual influence is essentially small. In particular, the nonequilibrium excitation or deactivation of the vibrational degrees of freedom can be studied using non-equilibrium values of the concentrations of various components obtained under the assumption of equilibrium vibrational and translational degrees of freedom [1].

The presence of physical and chemical processes can be allowed for approximately, assuming that the rate of processes is infinite or zero. Equilibrium flow takes place at infinite rate of processes and frozen flow – at zero rate. At equilibrium flow, the thermodynamic and gas dynamic parameters are defined with the implication of the relations of thermodynamics of equilibrium processes. Another limiting flow is completely frozen flow, when the parameters responsible for the relaxation process remain constant during the motion of the mixture. This flow is also isentropic. In completely frozen flow, molar fractions of various components and the energy of vibrational freedom degrees of molecules remain constant. Limiting frozen flow with the given deceleration parameters is satisfied with the minimum pressure at the nozzle exit as compared to any other flow [1]. In what follows, the dissociation energy stored in the gas at rest and the vibrational freedom degree energy are not converted to the translational and rotational freedom degrees of molecules (the latter are always assumed to be at equilibrium) and are therefore not converted to the directed gas energy.

**The equations of gas dynamics.** The conservative form of the compressible Euler equations with respect to the Cartesian coordinate system  $(x, y, z)$  are defined to be

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{U})}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{U})}{\partial z} = \mathbf{S}(\mathbf{U}), \quad (1)$$

where the conservative state vector  $\mathbf{U}$  is given by

$$\mathbf{U} = (\rho, \rho W_x, \rho W_y, \rho W_z, \rho E), \quad (2)$$

the flux vectors  $\mathbf{F}(\mathbf{U})$ ,  $\mathbf{G}(\mathbf{U})$  and  $\mathbf{H}(\mathbf{U})$  are

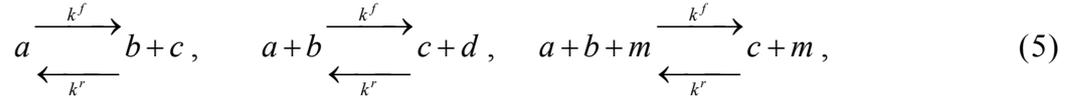
$$\mathbf{F}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} \rho W_x \\ \rho W_x^2 + p \\ \rho W_x W_y \\ \rho W_x W_z \\ (\rho E + p) W_x \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} \rho W_y \\ \rho W_x W_y \\ \rho W_y^2 + p \\ \rho W_y W_z \\ (\rho E + p) W_y \end{pmatrix}, \quad \mathbf{H}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} \rho W_z \\ \rho W_x W_z \\ \rho W_y W_z \\ \rho W_z^2 + p \\ (\rho E + p) W_z \end{pmatrix}, \quad (3)$$

and the source term is

$$\mathbf{S}(\mathbf{U}) = (\delta\rho, \delta I_x, \delta I_y, \delta I_z, \delta E + q). \quad (4)$$

where the components of the source  $\mathbf{S}(\mathbf{U})$  take into account the exchange of mass, energy and momentum with the condensed phase of matter and energy release during combustion.

**Equations of the chemical kinetics.** In the combustion kinetics, monomolecular, bimolecular, and trimolecular reactions between chemical components are generally considered. These three cases are usually described by the equations [2]:



where  $a, b, c, d, m$  denote the specific chemical components. The equations used to model the gas-phase reacting flows are the non-stationary continuum equations for the density of particles of chemical components  $n_i$ . These equations can be written as [2]:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\nabla \cdot (n_i \cdot \vec{W}) + Q_i - L_i n_i, \quad i = 1, \dots, N_s, \quad (6)$$

Eqs (6) are the non-stationary equations of conservation for  $N_s$  of molar densities of chemical components. These values are stored in the sense that the total number of particles in the region undergoes changing only as a result of convective transport through the region boundary. If one is interested only in changes due to chemical reactions, then it take the form

$$\frac{dn_i}{dt} = Q_i - n_i L_i, \quad i = 1, \dots, N_s. \quad (7)$$

These relations are a system of non-linear ordinary differential equations. The terms of the chemical production  $Q_i$  and the chemical consumption  $L_i$  in Eq. (7) can be written in the form

$$Q_i = \sum_j k_{i,j}^f n_j + \sum_{j,k} k_{i,jk}^f n_j n_k + \sum_{j,k,l} k_{i,jkl}^f n_j n_k n_l, \quad (8)$$

$$L_i = k_i^r + \sum_j k_{i,j}^r n_j + \sum_{j,k} k_{i,jk}^r n_j n_k, \quad (9)$$

where  $k^f$  and  $k^r$  are the coefficients of chemical direct and back reaction rates. These coefficients may be the functions of temperature and pressure. Both  $Q_i$  and  $L_i$  are the linear combinations of the products of the densities  $n_i$  multiplied by rate constants. The rate constants of direct and back reactions can be the complex functions of temperature and pressure. These expressions for the rates usually present in the combustion kinetics are the Arrhenius or a modified Arrhenius form.

As an illustration, a comparison of the equilibrium constants for the combustion of hydrogen, calculated by the model [3] developed with the data [4] is shown in fig. 1. The magnitude of  $f_i$  gives the ratio of the table constants  $K_i$  [4] to these calculations.

It is evident that during the entire interval of the difference in temperature  $K_i$  values less than 10%. The effect of this slight difference on the equilibrium composition of the products of combustion of a stoichiometric mixture of hydrogen with oxygen is shown in fig. 2, which shows the temperature dependence of normalized particle concentrations. It follows from these results approach adopted in the model provide acceptable accuracy.

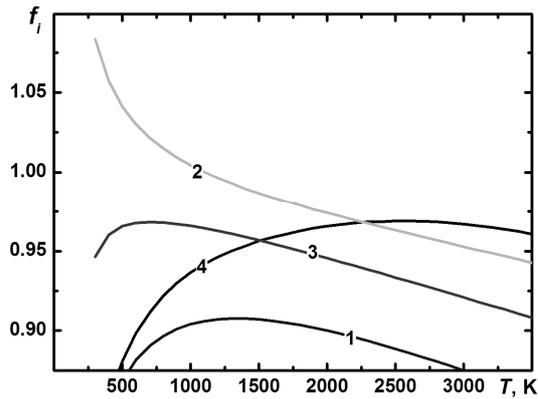


Fig. 1. The ratio of the equilibrium constants of reactions 1–4 (1) of [4] to the data of the present calculation [3]

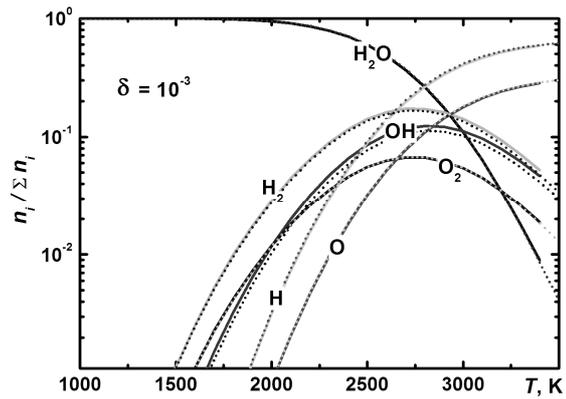


Fig. 2. Products of combustion of a stoichiometric mixture of  $H_2$  and  $O_2$ : solid lines – [5], points – our calculation [3]

**Flows with vibrational relaxation.** Relaxation times of vibrational degrees of freedom are by one or two orders of magnitude smaller time for chemical reactions, and their energy is comparable to chemical energy during high flows mixture. Nevertheless, the vibrational deactivation due to the large gradients dynamic parameters can proceed non-equilibrium. Assuming a Boltzmann energy distribution within each vibrational mode, the relaxation equations can be written in the form of similar equations of chemical kinetics, i.e. as [1]

$$|\vec{W}| \frac{d\varepsilon_i}{dt} = (Q_i(p, T, \varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_N) - \varepsilon_i L_i(p, T, \varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_N)), \quad (10)$$

where  $i$  is the number of vibrational modes in a multicomponent mixture of diatomic and polyatomic molecules. For combustion, where the fuel is used  $H_2$ , and in the quality of oxidant -  $O_2$ , we can consider the two processes and direct excitation of the two processes of vibrational-vibrational exchange, as content in the products of  $O_2$  and  $OH$  can be neglected. Then just we write four kinetic equations. In the most general case, we must consider the six processes of direct excitation processes and ten vibrational-vibrational exchange and the number of kinetic equations in this case increases to ten.

**Conclusion.** The developed model for the calculation of unsteady flow in channels of variable cross-section includes all the basic physical processes accompanying the considered phenomena. Despite the simplified approaches to modeling processes of nonequilibrium chemical kinetics and vibrational relaxation conducted preliminary calculations show an acceptable accuracy of the model. Developed software is suitable for modeling a wide range of unsteady gas dynamic problems taking into account of the nonequilibrium of kinetic processes.

## References

1. Pirumov U. G., Roslyakov G. S. Gas flow in nozzles. Berlin–Heidelberg–New York–Tokyo: Springer-Verlag, 1986. – 368 p.
2. Oran E. S., Boris J. P. Numerical simulation of reacting flow. Second Edition. Cambridge University Press, 2001. – 529 p.
3. Alhussan K. A., Morozov D. O., Stepanov K. L., Stanchits L. K. Calculation of equilibrium properties of air and products of hydrogen combustion in the problem of hypersonic motion of bodies in the Earth's atmosphere. Minsk, 2014. – 28 p. (Preprint / HMTI, № 2).
4. Thermodynamic properties of individual substances / Ed. by V. P. Glushko. M.: Nauka, 1979.
5. Chemical Equilibrium with Applications. <http://www.grc.nasa.gov/WWW/CEAWeb>.

УДК 536.46

## УПРОЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ПИРОФОРНЫХ НАНОПОРОШКОВ

**М. И. Алымов, Б. С. Сеплярский**

*Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН,  
г. Черноголовка, Россия  
sepl@ism.ac.ru.*

Воспламенение металлических наночастиц, а также изделий и засыпок из них, привлекает внимание исследователей [1, 2], так как из-за большой удельной поверхности и высокой реакционной способности воспламенение таких образцов в окислительной среде может происходить при относительно низких для процессов горения температурах вплоть до комнатной [2]. Традиционно при описании воспламенения пористых образцов считается, что скорость химической реакции газообразного окислителя с материалом образцов лимитируется диффузией через слой конденсированного продукта из-за низких значений коэффициента диффузии [3–5]. Такое предположение позволяет пренебречь распределением температуры по образцу и использовать однотемпературную модель. Однако такие представления о воспламенении пористых образцов выполняются далеко не всегда. Об этом свидетельствуют результаты, представленные в работе [6], где изучалось влияние предварительной термовакuumной обработки (ТВО) на воспламенение в воздухе или кислороде образцов, спрессованных из порошков циркония и титана. Оказалось, что воспламенение образцов после ТВО может происходить при низких температурах, для которых модели, предполагающие взаимодействие через слой продукта, предсказывают невозможность воспламенения. Основываясь на результатах этой работы, а также на данных работ [7, 8], можно сформулировать следующую упрощенную модель воспламенения пористого образца в окислительной среде.

Плоский слой пористого конденсированного вещества бесконечной длины способный к экзотермическому взаимодействию с окислителем, содержащемся в окружающей пористое вещество газе, и имеющий начальную температуру  $T_0$ , находится в контакте с окружающей средой, тоже имеющей температуру  $T_0$ . Предполагается, что химическое превращение пористого вещества с окислителем лимитируется диффузионным подводом окислителя из внешней среды, а продукты взаимодействия конденсированные. Кроме того, считается, что температуры пористого вещества и газа в порах равны (однотемпературная модель). Будем описывать диффузию внутри массы пористого материала посредством эффективного коэффициента диффузии  $D_{eff}$ , определенного таким образом, чтобы уравнение диффузии в объеме пористого материала имело обычный вид [9]. Кроме того, считается, что отвод тепла из активной зоны, т. е. зоны где имеется окислитель, прежде всего, осуществляется теплопроводностью в инертную часть образца, что позволяет пренебречь потерями тепла в окружающую среду. Также пренебрегаем выгоранием пористого вещества за время воспламенения.

В общепринятых для теории горения безразмерных переменных математическая модель, описывающая такой процесс имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + (1 - \eta)^n \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta}, \quad \frac{\partial \eta}{\partial \tau} = Le \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} + \gamma (1 - \eta)^n \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta}.$$

Начальные и граничные условия:

$$\tau = 0: \quad \theta = 0, \quad \eta = 0,$$

$$\tau > 0; \quad \xi = 0: \quad \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0; \quad \eta = 0; \quad |\xi| \rightarrow \infty: \quad \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \frac{\partial \eta}{\partial \xi} = 0.$$

В соответствии с [9], при переходе к безразмерным переменным и параметрам использовались следующие масштабирующие величины:

$$t_* = \frac{c_c R T_0^2}{E Q} \frac{\rho_c}{\rho_g a_0^n k_0} \exp\left(\frac{E}{R T_0}\right), \quad x_* = \sqrt{\frac{\lambda t_*}{c_c \rho_c}} \quad \theta = \frac{E}{R T_0^2} (T - T_0), \quad \tau = \frac{t}{t_*}, \quad \xi = \frac{x}{x_*}, \quad \eta = \frac{a_0 - a}{a_0},$$

$$\beta = \frac{R T_0}{E}, \quad \gamma = \frac{c_c R T_0^2}{E Q} \frac{\rho_c}{\rho_g a_0}, \quad \text{Bi} = \frac{\alpha x_*}{\lambda}, \quad Fk = \frac{c_c \rho_c l_{cem}^2}{\lambda_c t_*}, \quad a_c = \frac{\lambda_c}{c_c \rho_c}, \quad \text{Le} = \frac{D_{eff}}{a_c}.$$

Здесь  $a_0$ ,  $a$  – исходная и текущая концентрация газообразного окислителя;  $Q$  – тепловой эффект гетерогенной реакции, отнесенный к единице массы окислителя;  $n$  – порядок гетерогенной реакции по окислителю;  $c_c$ ,  $\rho_c$  – теплоемкость и плотность конденсированной фазы;  $\rho_g$  – плотность газовой фазы;  $\lambda_c$ ,  $a_c$  – коэффициенты теплопроводности и температуропроводности конденсированной фазы;  $D_{eff}$  – эффективный коэффициент диффузии окислителя;  $t_{ch} = t_*$  – характерное время химической реакции;  $x_*$  – характерная длина;  $E$  и  $k_0$  – энергия активации и предэкспоненциальный множитель гетерогенной реакции, отнесенный к единице объема пористой среды;  $l_{cem}$  – глубина проникновения реакции в пористое тело, значение которой будет определено ниже;  $R$  – универсальная газовая постоянная;  $\theta$  – безразмерная температура;  $\xi$ ,  $\tau$  – безразмерные координата и время;  $\eta$  – глубина превращения окислителя;  $\text{Le}$  – аналог параметра Льюиса для окислителя;  $\beta$ ,  $\gamma$  – малые параметры теории горения.

Из [9] известно, что глубина проникновения реакции в пористое тело  $l_{cem}$  с точностью до множителя порядка единицы равна

$$L_{cem} = \sqrt{\frac{\text{Le}}{\gamma (1 - \eta(\xi = 0))^n}} \approx \sqrt{\frac{\text{Le}}{\gamma}}. \quad (1)$$

Как следует из формулы (1), размер зоны химической реакции в безразмерных переменных зависит от величины критерия  $\text{Le}$  и безразмерного теплового эффекта реакции  $1/\gamma$ .

Перепишем это соотношение в размерном виде

$$l_{cem} = \sqrt{\frac{D_{eff}}{k_0 a_0^{n-1} \exp(-E / R T_0)}}. \quad (2)$$

Как видно из (2), размерное значение глубины проникновения реакции в пористое тело  $l_{cem}$  определяется концентрацией газообразного окислителя в газе  $a_0$ , эффективным коэффициентом диффузии окислителя в пористом теле  $D_{eff}$ , эффективной константой скорости реакции  $k_0$  и величиной энергии активации гетерогенной реакции (или реакции растворения окислителя в конденсированной фазе) и экспоненциально зависит от начальной температуры образца  $T_0$ .

После определения размера области образца, в которой идет химическая реакция, для дальнейшего анализа процесса воспламенения достаточно ограничиться рассмотрением теплового баланса этой области. Будем полагать, что изменение температуры по области, где

протекает реакция, т. е. при  $0 \leq \xi \leq L_{cem}$  невелико, тогда для этой области можно принять  $\langle \theta(\xi) \rangle \approx \theta$ . Потери тепла в область образца, где реакции нет, приближенно можно считать равными перепаду температур между активной областью и температурой вдали от нее, т. е.  $\theta$ . Этот перепад температур происходит на расстоянии равном в первом приближении  $\sqrt{\tau}$ . Тогда поток тепла из активной области равен  $\theta / \sqrt{\tau}$ . В соответствии с этими приближениями уравнение теплового баланса для химически активной области при протекании реакции первого порядка по окислителю можно записать в следующем виде:

$$L_{cem} \frac{d\theta}{d\tau} = L_{cem} (1 - \eta_{average}) e^{\theta} - \frac{\theta}{\sqrt{\tau}},$$

где  $\eta_{average}$  – среднее значение глубины превращения окислителя по зоне химической реакции. По физическому смыслу  $L_{cem}^2$  является отношением времени тепловой релаксации активной области  $l_{cem}^2 / a_c$  ко времени адиабатического периода индукции  $t_*$ , т. е. для активной области это аналог критерия Франк-Каменецкого.

На протяжении периода индукции мощность химического источника тепла можно приближенно считать постоянной и равной скорости реакции при начальной температуре и средней концентрации окислителя в активной области, т. е.  $1/2$ . В этом же приближении за период индукции можно принять время, за которое вещество в активной области разогреется на один характеристический интервал. В основе этого метода лежит хорошо известный факт: адиабатический период индукции равен времени разогрева вещества на один характеристический интервал при скорости тепловыделения равной начальной [10]. Такой подход позволил создать приближенно-аналитический метод расчета критических условий очагового теплового взрыва [11].

Таким образом, для приближенного вычисления времени воспламенения пористого образца имеем следующее уравнение:

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \left( \frac{1}{2} \right) - \frac{\theta}{L_{cem} \sqrt{\tau}}, \quad \tau = 0, \quad \theta = 0.$$

Из физических соображений ясно, что в общем случае весь процесс воспламенения можно разбить на две стадии. На первой – за счет роста температуры потери тепла в инертную часть образца возрастают. Затем наступает квазистационарный этап разогрева активной области, когда скорость тепловыделения примерно равна скорости отвода тепла.

Равенство  $\theta = 1$  определяет время воспламенения активной части:

$$\tau_{expl} = \frac{4}{L_{cem}^2} = \frac{4}{F_k} = \frac{4}{Le} \gamma.$$

Из полученных результатов следует, что при  $F_k \geq 1$  для реакции нулевого порядка и при  $F_k \geq 2$  для реакции первого порядка реализуется только первая стадия, так как разогрев, равный единице, достигается уже на этой стадии. Соответственно время воспламенения близко к единице или к двум, т. е. к времени адиабатического периода индукции для данного закона окисления.

Сделанное при постановке задачи допущение о бесконечной толщине слоя пористого материала может перестать выполняться при изменении  $l_{cem}$ , которая зависит от величины эффективного коэффициента диффузии, концентрации окислителя в окружающем образце

газе и экспоненциально от исходной температуры образца. Если величина слоя пористого материала  $L_{sample}$  намного больше  $L_{cem}$ , то можно пользоваться этим допущением. В другом предельном случае, когда толщина пористого слоя меньше  $L_{cem}$ , химическая реакция протекает во всем объеме пористого тела. В этом случае отсутствует внутренний сток тепла и в рамках рассмотренной модели воспламенение должно произойти при любых значениях определяющих параметров. Однако для выяснения критических условий воспламенения принципиальным становится учет потерь тепла в окружающую среду.

#### **Выводы**

1. Предложена модель воспламенения пористого образца, основанная на предположении о лимитирующей роли диффузии окислителя в механизме воспламенения.
  2. Показано, что процесс воспламенения может носить двухстадийный характер.
  3. Приближенными методами теории горения определена длительность каждой стадии.
  4. Определены границы применимости модели полубесконечного тела.
  5. Проанализировано влияние конечности размеров образца на процесс воспламенения.
- Работа выполнена в рамках проекта программы Президиума РАН № 1 «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий», подпрограмма: Наноматериалы.

#### **Литература**

1. Алымов М. И. Порошковая металлургия нанокристаллических материалов. М.: Наука, 2007. – 169 с.
2. Злобинский Б. М., Иоффе В. Г., Злобинский В. Б. Воспламеняемость и токсичность металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1972. – 264 с.
3. Шевчук В. Г., Золотко А. Н., Полищук Д. И. Воспламенение конгломератов частиц бора // ФГВ. 1975. № 2. С. 218–223.
4. Жукова Л. А., Худяев С. И. О методе усреднения в расчетах экзотермической реакции в системе пористое тело–газ // ФГВ. 1989. № 3. С. 47–53.
5. Коловертных А. Е., Улыбин В. Б., Худяев С. И., Штейнберг А. С. К анализу режимов экзотермического превращения в пористом слое с диффузионным подводом // ФГВ. 1982. № 1. С. 72–79.
6. Вадченко С. Г., Григорьев Ю. М. О самовоспламенении цилиндрических образцов Zr и Ti подвергнутых вакуумной термообработке // ФГВ. 1979. Т. 15, № 1. С. 64–68.
7. Кузнецов Д. В., Лысов Д. В., Дзидзигури Э. Л., Яхияева Ж. Е., Кузнецов Д. В. Исследование процессов окисления нанопорошков кобальта и никеля. // Изв. ВУЗов. Порошковая металлургия и функциональные покрытия. 2013. № 3. С. 3–6.
8. Кузнецов Д. В., Левина В. В., Дзидзигури Э. Л., Сидорова Е. Н., Рыжонков Д. И. Окисление на воздухе ультрадисперсных Fe–Mo композиций // Материаловедение. 2000. № 7. С. 28–33.
9. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике М.: Наука, 1987. – 491 с. [D. A. Frank-Kamenetskii. Diffusion and heat transfer in Chemical Kinetics. Plenum, New York, 1969].
10. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения М.: Наука, 1980. – 478 с.
11. Сеплярский Б. С., Афанасьев С. Ю. К теории очагового теплового взрыва // Химическая физика. 1989. Т. 8, № 5. С. 646–650.

УДК 62-643:662.613

**ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ САЖИ ПРИ СЖИГАНИИ ДИЗЕЛЬНОГО  
ТОПЛИВА В ПРИСУТСТВИИ ПЕРЕГРЕТОГО ВОДЯНОГО ПАРА****И. С. Ануфриев<sup>1</sup>, А. М. Бакланов<sup>2</sup>, О. В. Боровкова<sup>2,3</sup>, Е. П. Копьев<sup>1</sup>,  
В. В. Лещевич<sup>4</sup>, Е. Ю. Шадрин<sup>1</sup>, О. В. Шарыпов<sup>1,3</sup>**<sup>1</sup>*Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия*<sup>2</sup>*Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН,  
г. Новосибирск, Россия*<sup>3</sup>*Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия*<sup>4</sup>*Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь  
anufriev@itp.nsc.ru*

Предварительные исследования [1, 2], проведенные в ИТ СО РАН на оригинальных горелочных устройствах мощностью 10–50 кВт [3], показали, что горение жидких углеводородов резко интенсифицируется при подаче в зону горения струи перегретого водяного пара (~400 °С), сажа в окончательных продуктах сгорания практически отсутствует. Данный способ сжигания топлива [4] может оказаться перспективным способом утилизации низкокачественных топлив и опасных промышленных отходов с попутным производством тепловой энергии. Создание горелочных устройств, работающих в таком режиме, нуждается в научном обосновании новых технических решений для обеспечения высокой энергоэффективности и экологичности технологии, имеющей широкую область практического применения. Для этого необходимо учитывать закономерности сложных взаимосвязанных процессов (тепломассоперенос, термическое разложение топлива, гетерогенные процессы, газификация, воспламенение компонентов), определяющих скорость образования и состав продуктов горения, тепловой эффект и другие характеристики.

Работа посвящена экспериментальному исследованию характеристик частиц сажи, образующихся в процессе сжигания дизельного топлива в лабораторном образце оригинального горелочного устройства с подачей в зону реакции струи перегретого водяного пара.

Исследования выполнялись на лабораторном образце оригинального горелочного устройства мощностью 10 кВт [1, 3] (рис. 1, а), реализующего способ сжигания топлива с использованием перегретого водяного пара [4]. Нагрев воды и перегрев пара (~400 °С), поступающего через форсунку в зону горения, обеспечиваются за счет тепловыделения реакции. Подача воздуха в горелку – естественная. Для данного способа сжигания характерно то, что испаряющиеся компоненты топлива вначале воспламеняются в условиях недостатка окислителя (кислород воздуха) и промежуточные продукты содержат большое количество сажи (зона 4 на рис. 1, б). Подача в зону горения струи перегретого водяного пара приводит к газификации продуктов неполного сгорания топлива, интенсификации реакции и выгоранию углерода (зона 5). Образующийся синтез-газ (СО и Н<sub>2</sub>) догорает в факеле, смешиваясь с кислородом из внешней атмосферы (зона 6).

При измерениях режимные параметры работы горелочного устройства составляли: расход пара 0.27 кг/ч; расход топлива 0.6 кг/ч; видимая высота факела 120–140 мм.

Средняя концентрация и распределение по размерам (дисперсный состав) частиц сажи во внешнем факеле горелочного устройства определялись с помощью диффузионного спектрометра аэрозолей (ДСА) [5]. Основные характеристики прибора: диапазон измеряемых диаметров частиц 3–200 нм; диапазон измеряемой концентрации без использования дополнительного разбавления не более  $5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ ; объемный расход анализируемого аэрозоля –

1 л/мин; время одного измерения дисперсного состава – 4 мин, концентрации – 20 с; относительная погрешность – 10%.

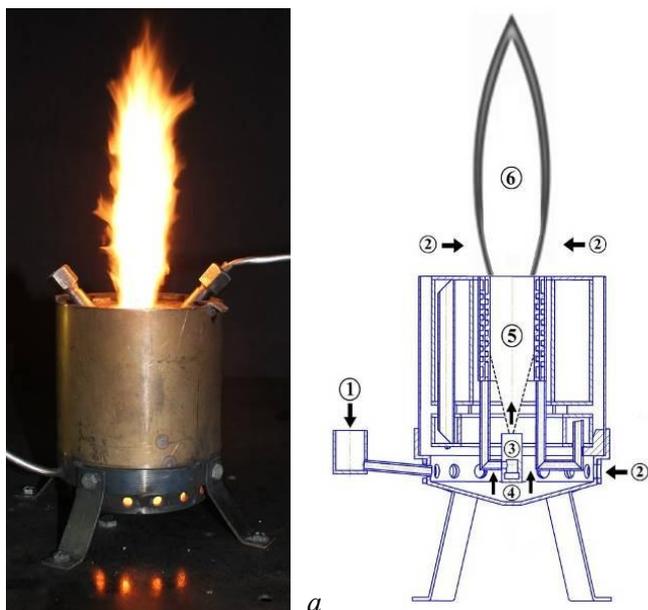


Рис. 1. Внешний вид горелочного устройства (а); схема процесса сжигания топлива в горелочном устройстве (б): 1 – жидкое топливо, 2 – атмосферный воздух, 3 – перегретый водяной пар, 4 – зона воспламенения продуктов термического разложения топлива, 5 – зона смешения продуктов неполного сгорания топлива и водяного пара (зона газификации), 6 – внешний факел (зона догорания непрореагировавших компонентов смеси в атмосферном воздухе)

При отборе проб из факела необходимо немедленное разбавление для охлаждения и «заморозки» происходящих процессов горения и коагуляции. Отбор проб осуществлялся через специальный эжектор. Зонд эжектора – керамическая трубка длиной 95 мм, внутренний диаметр 0.8 мм, внешний диаметр 3 мм. При расходе через зонд 1.2 л/ч скорость потока составляет 0.6 м/с, а характерное время пребывания аэрозоля в зонде до разбавления – 160 мс. Коэффициент разбавления эжектора определяется объемным расходом подаваемого потока чистого воздуха. Эжектор прокалиброван в диапазоне расхода от 100 до 800 л/ч при помощи плёночного расходомера с мыльным раствором. На коэффициент разбавления аэрозольного потока влияет осаждение частиц в зонде. При продолжительном отборе регулярно проводилась прочистка зонда при помощи нагнетания большого потока воздуха и специального шомпола.

Методика проведения измерений заключалась в следующем. Поток сжатого воздуха из магистрали (300 л/ч) поступал через редуктор и ротаметр в эжектор. Характерный коэффициент разбавления эжектора – 100. При таком разбавлении концентрация частиц была выше предела измерения прибора. Поэтому после эжектора дополнительно устанавливались разбавители концентрации аэрозолей, после которых устанавливался турбулизатор для гомогенизации потока. Кроме того, измерены концентрация и дисперсный состав частиц в продуктах сгорания, охлажденных до комнатной температуры в проточном калориметре [6].

С помощью вакуумного пробоотборника выполнен отбор проб для электронного микроскопа. К преимуществам такого отборника можно отнести относительно высокую производительность (время отбора 20 с), а недостатком является искажение спектра из-за преимущественного отбора более крупных частиц. Частицы осаждались на медную сеточку (Ø 3 мм, размер ячейки 40×40 мкм), покрытую плёнкой поливинилформаль. С использованием просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на микроскопе JEOL JEM-2010 получены снимки сажевых частиц, отобранных из разных точек пламени, с целью изучения размеров и структуры образующихся агрегатов.

На рис. 2 показаны полученные с помощью микроскопа снимки частиц сажи, образованных при сжигании дизельного топлива в режиме с подачей струи пара. Морфология

сажевых частиц в факеле представляет собой типичную структуру фрактальных агломератов. В основном эти агрегаты имеют цепочно-разветвленную структуру (рис. 2, б), состоящую из сферических первичных частиц размером 20–60 нм. Для первичных частиц характерна луковичная структура [7] (рис. 2, а). Концентрические слои имеют атомную толщину, обладают множественными дефектами и уложены беспорядочно друг относительно друга. Межплоскостное расстояние между слоями составляет менее 1 нм. В охлажденных продуктах сгорания (при большом времени жизни) разветвленные агрегаты сворачиваются в более плотные «клубки», форма которых приближается к сферической с характерным диаметром 200–350 нм (рис. 2, в).

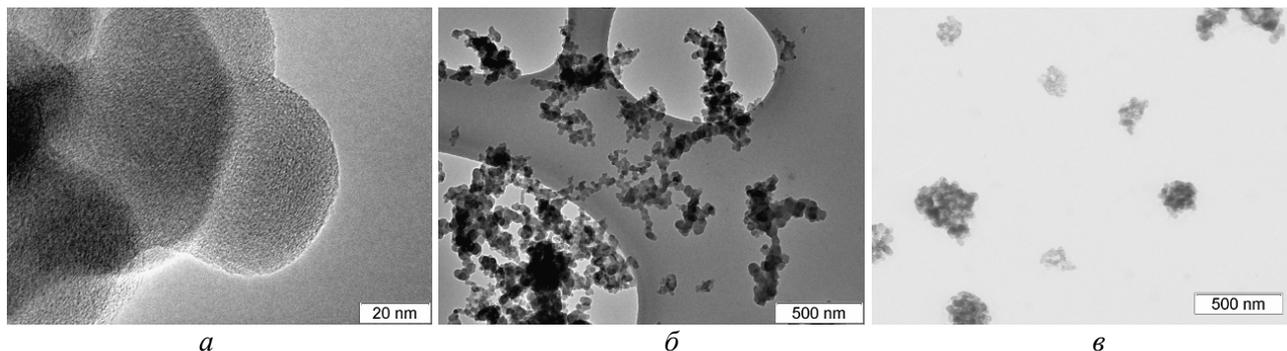


Рис. 2. Фотографии частиц сажи при отборе проб на срезе горелки у основания внешнего факела (а, б) и в охлажденных продуктах сгорания (в)

На рис. 3 представлен дисперсный состав частиц, полученный при помощи ДСА. Основное количество частиц на выходе из горелки имеет размер  $40 \pm 15$  нм, который соответствует характерному размеру первичных частиц, определенному по фотографиям, представленным на рис. 2. Это означает, что основную часть от общего количества частиц сажи в потоке составляют первичные частицы, не коагулированные в агрегаты. Вниз по потоку количество таких частиц уменьшается. Отсутствие отдельных первичных частиц на фотографиях (рис. 2) объясняется отмеченной выше спецификой методики отбора проб для электронного микроскопа. Малоинерционные первичные частицы уносятся потоком газа, и на мембране оседают лишь более массивные частицы (агрегаты).

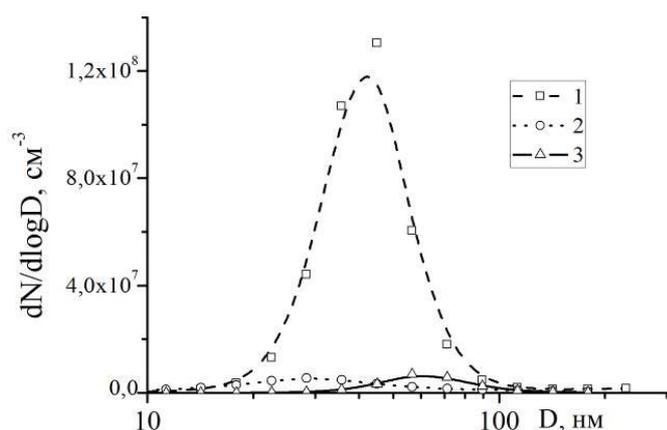


Рис. 3. Дисперсный состав сажевых частиц в разных точках: на срезе горелки у основания внешнего факела,  $h = 0$  мм (1); в верхней части видимого факела,  $h = 140$  мм (2); в охлажденных продуктах сгорания (3); линии – аппроксимация логнормальным распределением ( $N$  – концентрация частиц,  $D$  – размер частиц)

Объемные концентрации частиц сажи во внешнем факеле показаны на рис. 4. Видно, что концентрация частиц сажи в факеле быстро убывает от максимального значения  $10^8 \text{ см}^{-3}$  по мере удаления от среза горелки. В верхней части видимого факела концентрация приближается к нижнему пределу  $5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ .

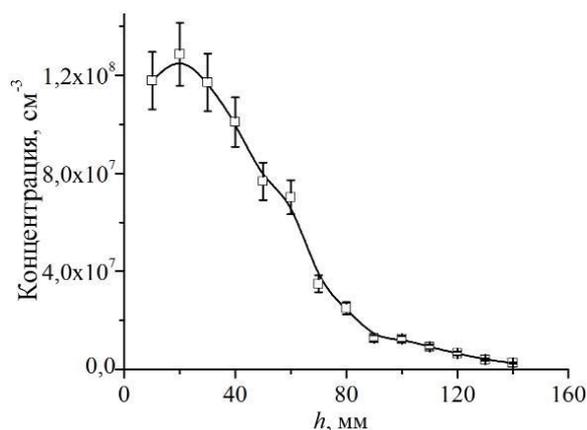


Рис. 4. Распределение концентрации частиц сажи вдоль вертикальной оси горелочного устройства

На основе обработки фотографий ПЭМ были получены распределения по размеру первичных частиц в агрегате и среднее арифметическое значение этой величины около 40 нм, которое в пределах погрешности не зависит от точки отбора пробы (рис. 5).

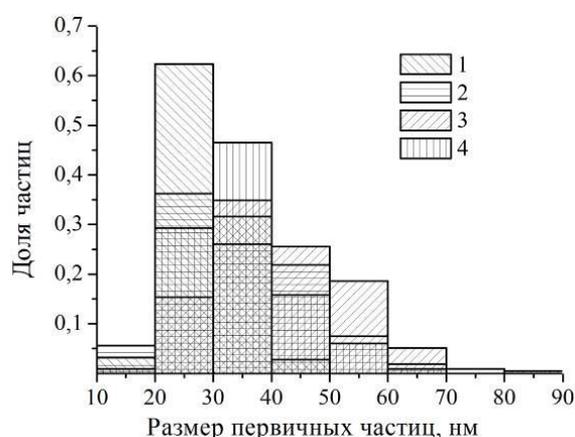


Рис. 5. Дисперсный состав первичных частиц сажи в составе агрегатов в разных точках: 1 –  $h = -20$  мм – внутри горелки в камере газогенерации; 2 –  $h = 0$  мм – на срезе горелки у основания внешнего факела; 3 –  $h = 120$  мм – в верхней части видимого факела; 4 – в охлажденных продуктах сгорания

Для массового анализа сажевых частиц в охлажденных продуктах сгорания с помощью насоса производился отбор проб на аэрозольный фильтр на выходе потока из проточного калориметра. При расходе 60 л/мин отбор проводился в течение 17 мин. За это время масса осевших частиц сажи составила 3,5 мг (0,2 мг/мин), т. е. содержание сажи в продуктах сгорания 3,5 мг/м<sup>3</sup>.

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов №№ 14-08-00177-а, 15-38-20558-мол\_а\_вед, 15-58-04032-Бел\_мол\_а (БРФФИ Ф15РМ-044), а также стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым СП-1410.2015.1.

### Литература

1. Alekseenko S. V., Anufriev I. S., Vigriyanov M. S., Dulin V. M., Kopyev E. P., Sharypov O. V. Steam-enhanced regime for liquid hydrocarbons combustion: velocity distribution in the burner flame // Thermophysics and Aeromechanics. 2014. Vol. 21, No. 3. Pp. 393–396.
2. Alekseenko S. V., Pashchenko S. E., Salomatov V. V. Nanocluster initiation of off-grade hydrocarbon fuels // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2010. Vol. 83, No. 4. Pp. 729–741.
3. Пат. 2523591 РФ. Горелочное устройство / М. С. Вигриянов, С. В. Алексеенко, И. С. Ануфриев, О. В. Шарыпов. Зарегистрирован 27.05.2014, опублик. 20.07.2014, приоритет от 09.04.2013, патентообладатель ИТ СО РАН. Бюл. № 20.

4. Пат. 2219435 РФ. Способ бесплажного сжигания топлива / М. С. Вигриянов, В. В. Саломатов, С. В. Алексеенко. Оpubл. 20.12.2003, приоритет от 11.02.2002, патентообладатель ИТ СО РАН.

5. Onischuk A. A., Stasio S. di, Karasev V. V., Baklanov A. M., Makhov G. A., Vlasenko A. L., Sadykova A. R., Shipovalov A. V., Panfilov V. N. Evolution of structure and charge of soot aggregates during and after formation in a propane/air diffusion flame // J. of Aerosol Science. 2003. Vol. 34. Pp. 383–403.

6. Алексеенко С. В., Ануфриев И. С., Вигриянов М. С., Копьев Е. П., Шарыпов О. В. Характеристики сжигания дизельного топлива в автономном горелочном устройстве с подачей струи перегретого водяного пара // ФГВ. 2016. (принята в печать).

7. Ishiguro T., Takatori Y., Akihama K. Microstructure of diesel soot particles probed by electron microscopy: First observation of inner core and outer shell // Combustion and Flame. 1997. Vol. 108, Iss.1-2. Pp. 231–234.

УДК 536.46

## МЕТОД РАСЧЕТА НЕСТАЦИОНАРНОЙ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ В РАМКАХ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

**В. А. Архипов, С. С. Бондарчук, А. С. Жуков**

*Научно исследовательский институт прикладной математики и механики  
Национального исследовательского Томского государственного университета,  
г. Томск, Россия*

В рамках феноменологической теории Зельдовича – Новожилова [1, 2] одномерное нестационарное уравнение энергии для  $k$ -фазы можно представить в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + u \frac{\partial T}{\partial x} + (1-c) Q z \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (1)$$

где  $t$  – время;  $T$ ,  $c$  – температура и доля разложившегося вещества  $k$ -фазы;  $x \in [0, \infty)$  – координата по нормали к движущейся со скоростью  $u$  плоской поверхности;  $a$  – коэффициент температуропроводности;  $R$ ,  $z$ ,  $E$  – универсальная газовая постоянная, отношение предэкспонента к плотности материала, его энергия активации;  $Q$  – отношение тепловыделения к теплоемкости  $k$ -фазы.

Граничные условия при  $x = 0$  формулируются в зависимости от конкретики задачи. При  $x \rightarrow \infty$  ставится условие равенства температуры начальному значению  $T_0$ :  $T = T_0$ .

Изменение концентрации  $c$  разложившегося вещества  $k$ -фазы описывается уравнением

$$\frac{\partial c}{\partial t} = u \frac{\partial c}{\partial x} + (1-c) z \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \quad (2)$$

Для решения уравнения (2) ставится граничное условие: при  $u > 0$   $c|_{x \rightarrow \infty} = 0$ .

При формулировке модели кроме традиционных допущений (гомогенности, однородности, анизотропности, плоскости поверхности горения и др. [1–3]) привлекаются определенные полностью или частично экспериментально зависимости, например:

– зависимость линейной скорости горения от давления  $p$  и начальной температуры  $T_0$ :

$$u = u_0(T_0) p^v; \quad (3)$$

– заданная величина температуры поверхности  $T_s = T|_{x=0}$  вида  $T_s = \text{const}$  или в зависимости от давления  $T_s = T_s(p)$ ;

– скорость горения химического процесса разрушения  $k$ -фазы в виде функции Аррениуса

$$u = z_* \exp\left(-\frac{E_*}{RT_s}\right), \quad (4)$$

где  $z_*$ ,  $E_*$  – некоторые константы.

Эти зависимости связаны с дополнительными предположениями о постоянстве температуры поверхности, баланса тепловыделения в газовой фазе и в  $k$ -фазе и пр.

В общем случае предполагается, что процесс горения «контролируется» тепловыделением в газовой фазе, а  $k$ -фаза рассматривается как частично или полностью инертное тело, тепловая инерционность которого определяет нестационарное горение вещества при резких изменениях давления. В истории исследований нестационарной скорости горения можно упомянуть одну из самых первых моделей [4], включающей уравнение (1) без функции Аррениуса, уравнение (3) и гипотезу  $T_s = \text{const}$ ; модель [5] на основе уравнения (1) без функции Аррениуса и с привлечением соотношений (3), (4).

В данном сообщении представлена методика оценки нестационарной скорости горения, базирующаяся на следующих допущениях.

1. Температура горения не зависит от давления. Изменение давления, при котором происходит горение, обуславливают изменение теплового потока  $q$  из газовой в конденсированную фазу за счет изменения расстояния между поверхностью горения и зоной тепловыделения в газовой фазе, т. е. не вследствие изменения температуры горения.

2. При постоянном внешнем (внутрикамерном) давлении  $p$  на поверхности горения устанавливается тепловое равновесие, а именно: поток тепла  $q(p)$  из газовой в конденсированную фазу равен потоку тепла от поверхности горения  $x = 0$  вглубь  $k$ -фазы ( $x > 0$ ) и определяется граничным условием

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=+0} = q(p), \quad (5)$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности конденсированного материала.

3. При изменении внутрикамерного давления тепловой поток из газовой в  $k$ -фазу определяется его значением для текущего «стационарного» уровня давления.

4. Температура поверхности горения есть заданная постоянная величина.

Математическая модель расчета нестационарной скорости горения включает уравнение (1) с граничными условиями (5) и  $T|_{x \rightarrow \infty} = T_0$ , и уравнение (2) с граничным условием  $c|_{x \rightarrow \infty} = 0$ .

Линейная скорость горения, представляющая скорость перемещения изотермической поверхности  $T_s = \text{const}$  вглубь  $k$ -фазы, определяется из уравнения теплового баланса на поверхности горения  $x = 0$ :

$$\frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{x=0} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \Big|_{x=0} + u \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} + (1 - c|_{x=0}) Q z \exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right) = 0.$$

Требуемая для решения сформулированной задачи зависимость  $q(p)$  определяется через расчетное значение поверхностного градиента температуры  $k$ -фазы (соотношение (5)) решением серии стационарных аналогов уравнений (1) и (2) при граничных условиях

$$T|_{x=0} = T_s; \quad T|_{x \rightarrow \infty} = T_0; \quad c|_{x \rightarrow \infty} = 0$$

для скорости горения  $u = u_0 p^v$  в диапазоне давлений  $p \in [p_1; p_2]$ . Отметим, что зависимость  $q(p)$  строится для закона скорости горения для конкретной начальной температуры  $T_0$  при  $u = \text{const}$  и  $v = \text{const}$ .

Изменение внутриваллистических параметров в камере сгорания объемом  $V$ , снабженной соплом с площадью критического сечения  $S_*$ , определяется из осредненных уравнений баланса массы и энергии:

$$V \frac{d\rho}{dt} = \rho_p S u - S_* \Gamma(\gamma) \sqrt{p\rho},$$

$$\frac{V}{\gamma-1} \frac{dp}{dt} = Q_p \rho_p S u - \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} S_* \Gamma(\gamma) \sqrt{p\rho}, \quad \Gamma(\gamma) = \sqrt{\gamma \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}},$$

где  $\rho$ ,  $\rho_p$  – плотности газа и конденсированного материала;  $S$  – поверхность горения;  $Q_p$  – теплота сгорания;  $\gamma$  – отношение теплоемкостей.

Результаты расчетов нестационарной скорости горения при резком (скачкообразном) сбросе давления представлены на рис. 1 в безразмерных переменных  $u/u_s$ ,  $\tau = t/(a/u_s^2)$ , где  $a/u_s^2$  – время релаксации прогретого слоя  $k$ -фазы. При расчетах варьировался параметр  $\chi$  – отношение времени релаксации свободного объема камеры сгорания к времени релаксации прогретого слоя  $k$ -фазы:

$$\chi = \frac{p_0 u_s}{RT a \rho_p} \frac{V}{S},$$

где  $p_0$ ,  $u_s$  – стационарные значения давления и скорости горения перед сбросом давления.

Расчеты проведены для системы, физические характеристики которой приведены в [2, 5] для близких условий. На рис. 2 представлены результаты аналогичных расчетов в рамках феноменологической теории с переменной температурой поверхности горения [5].

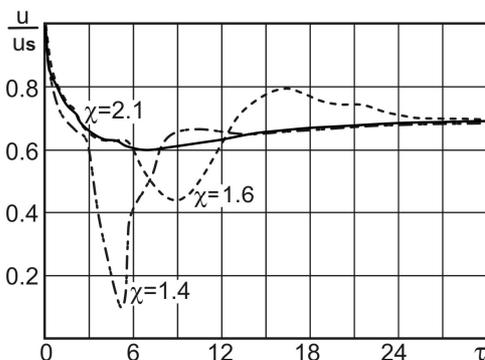


Рис. 1. Зависимость скорости стационарного горения от времени при резком сбросе давления

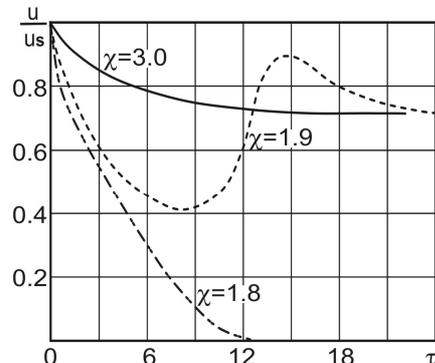


Рис. 2. Зависимость скорости стационарного горения от времени [5]

Таким образом, предложен новый алгоритм оценки нестационарной скорости горения в рамках феноменологической теории Зельдовича – Новожилова. Сравнение полученных результатов с параметрами вычислений по ZN-модели показали их удовлетворительное качественное совпадение. Преимущество предложенного подхода заключается в сокращении объема привлекаемой для замыкания задачи экспериментальной информации.

Работа проведена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы», соглашение № 14.578.21.0034, уникальный идентификатор ПНИ RFMEFI57814X0034.

### **Литература**

1. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975. – 131 с.
  2. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973. – 176 с.
  3. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е. Анализ нестационарных моделей горения твердых топлив (обзор) // ФГВ. 2008. Т. 44, № 1. С. 35–48.
  4. Новожилов Б. В. Переходные процессы при горении порохов // ПМТФ. 1962. № 5. С. 83–88.
  5. Земских В. И., Новожилов Б. В., Тимченко А. В. Переходные режимы горения конденсированных систем в полужамкнутом объеме // Химическая физика. 1988. Т. 7, № 10. С. 1392–1398.
- 

УДК 621.43.05-62/-64

## **СОДЕРЖАНИЕ ПОЛИЦИКЛИЧЕСКИХ АРОМАТИЧЕСКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ В ПРОДУКТАХ СГОРАНИЯ ПРИ РАБОТЕ БЕНЗИНОВОГО ДВИГАТЕЛЯ ПОД НАГРУЗКОЙ**

**М. С. Ассад, В. В. Грушевский, О. Г. Пенязьков, И. Н. Тарасенко**

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

В последние годы большое внимание уделяется решению одной из наиболее острых экологических проблем, связанной с загрязнением окружающей среды канцерогенными углеводородами в продуктах сгорания автомобильных двигателей внутреннего сгорания (ДВС) [1]. Среди канцерогенных углеводородов наибольшую опасность представляют полициклические ароматические углеводороды (ПАУ), такие как бензо(б)флуорантен, бензо(ж)флуорантен, фенантрен  $C_{14}H_{10}$  и особенно бенз(а)пирен  $C_{20}H_{12}$  [2].

Содержание ПАУ в отработавших газах ДВС зависит от многих факторов: режима работы ДВС, состава используемого топлива, типа ДВС и др. В данной работе выполнено сравнение содержания основных ПАУ в отработавших газах ДВС при вариации трех марок бензина и некоторых режимов работы ДВС. Определение ПАУ производилось методом хроматографического анализа. Концентрации некоторых ПАУ в отработавших газах бензина до и после каталитического нейтрализатора при работе ДВС в режиме нагрузки показаны на рис. 1 и 2.

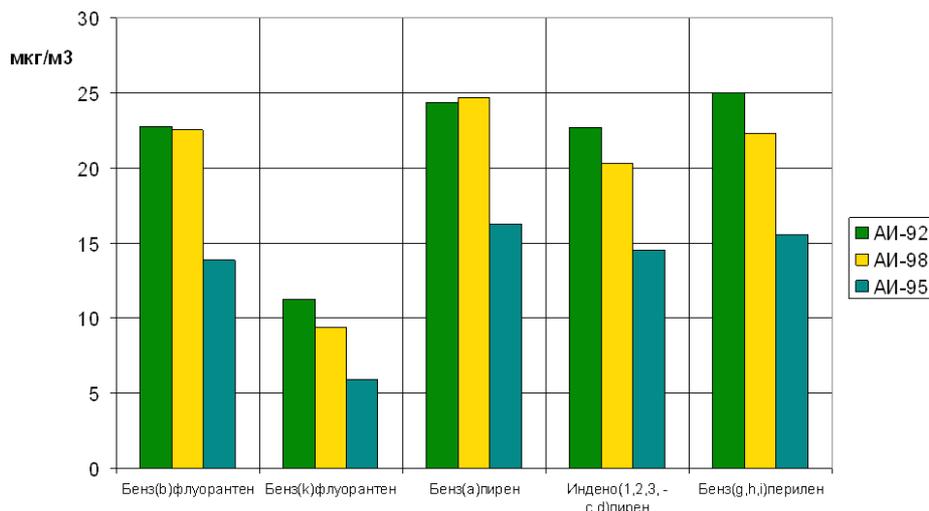


Рис. 1. Концентрации ПАУ в отработавших газах до каталитического нейтрализатора при работе ДВС в режиме нагрузки

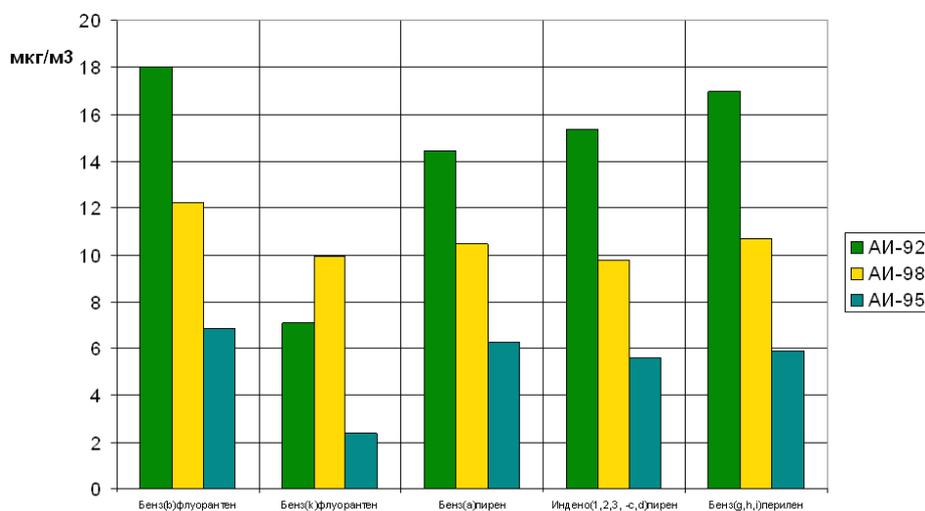


Рис. 2. Концентрации ПАУ в отработавших газах после каталитического нейтрализатора при работе ДВС в режиме нагрузки

Как видно из рисунков, при работе ДВС в режиме нагрузки содержание бенз(а)пирена в отработавших газах до каталитического нейтрализатора существенно превышает ПДК ( $0,15 \text{ мкг/м}^3$ ) для всех трех использованных марок бензина ( $24,41 \text{ мкг/м}^3$ ,  $24,69 \text{ мкг/м}^3$ ,  $16,26 \text{ мкг/м}^3$  соответственно для АИ-92, АИ-98 и АИ-95). После прохождения отработавших газов через каталитический нейтрализатор концентрации ПАУ в отработавших газах в целом снижаются на данном режиме. Так, концентрация наиболее опасного соединения ПАУ – бенз(а)пирена – в отработавших газах после каталитического нейтрализатора при работе ДВС на бензинах АИ-92, АИ-98 и АИ-95 составляют соответственно  $14,41 \text{ мкг/м}^3$ ,  $10,47 \text{ мкг/м}^3$  и  $6,25 \text{ мкг/м}^3$ . Наименьшее содержание всех ПАУ зарегистрировано при работе двигателя на бензине марки АИ-95.

Таким образом, можно заключить, что при работе ДВС в режиме нагрузки содержание бенз(а)пирена в отработавших газах исследованных бензинов, отбираемых до и после каталитического нейтрализатора, существенно превышает ПДК. При этом система снижения токсичности двигателя в виде каталитического нейтрализатора вносит недостаточный вклад в вопрос уменьшения загрязнения окружающей среды, что объясняется предназначением этой системы для снижения вредных выбросов нормированных компонентов отработавших газов.

### Литература

1. Канило П. М., Костенко К. В., Сарапина М. В. Минимизация канцерогенной опасности автомобилей // Вестник ХНАДУ. 2013. Вып. 60. С. 133–142.
  2. Ассад М. С., Пенязьков О. Г. Продукты сгорания жидких и газообразных топлив: образование, расчет, эксперимент. Минск: Беларус. навука, 2010. – 305 с.
- 

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

## ВЛИЯНИЕ СООТНОШЕНИЯ ТОПЛИВО–ОКИСЛИТЕЛЬ НА СКОРОСТЬ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ В ГЕПТАНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЯХ, ОБОГАЩЕННЫХ КИСЛОРОДОМ, В ИМПУЛЬСНОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ

М. С. Ассад, О. Г. Пенязьков, И. И. Чернухо

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

Одна из важнейших проблем современного авиадвигатростроения является обеспечение максимально высокой термодинамической эффективности сгорания с целью улучшения энергетических и тяговых характеристик летательного аппарата. Перспективным способом решения проблемы является использование детонации. В настоящее время активно ведутся научно-исследовательские работы по использованию управляемой детонации в энергетических установках, о чем свидетельствуют многочисленные работы, например [1–4].

Целью настоящей работы является установление влияния соотношения топливо–окислитель на скорость распространения волны и давление при горении смесей гептана с воздухом и кислородом в малогабаритной камере сгорания импульсного типа. Опыты проводились на экспериментальной установке, состоящей из предкамеры и секционной трубы диаметра 20 мм и длины 660 мм. Установка подробно описана в [3]. Начальные условия экспериментов варьировались в широких пределах: коэффициент избытка горючего  $\phi$  изменялся от 0.8 до 1.5, давление в воздушной и кислородной магистралях (на входе в предкамеру) – от 1 до 6 бар. Гептан подавался через форсунку с давлением 4–5 бар, которая обеспечивала частотный режим работы установки. Скорость волны в трубе определялась по временам сигналов датчиков давления, установленных в пяти сечениях вдоль трубы.

Полученные результаты показали, что скорость распространения волны горения стремительно растет на первой измерительной базе с последующим замедлением на второй и третьей базах (рис. 1). В хвостовой части трубы (на четвертой измерительной базе) снова наблюдается некоторое ускорение фронта, которое при  $\phi \approx 1$  обеспечивает максимальную скорость волны. Из рисунка видно, что профиль скорости волны вдоль трубы для всех пяти использованных смесей имеет одинаковый характер. Среди исследованных составов наибольшие величины скорости имеют стехиометрические и слегка обедненные смеси с коэффициентом избытка горючего  $\phi = 0.88–1.00$ . Уменьшение скорости в более богатых ( $\phi > 1.00$ ) и более бедных ( $\phi < 0.88$ ) смесях является следствием недостатка окислителя в первом случае и недостатка топлива во втором.

Профиль давления вдоль трубы в целом совпадает с распределением скоростей волны горения. Максимальное нарастание величин давления вдоль трубы наблюдается на второй и третьей измерительных базах, что объясняется интенсивным протеканием процесса горения на этом участке трубы.

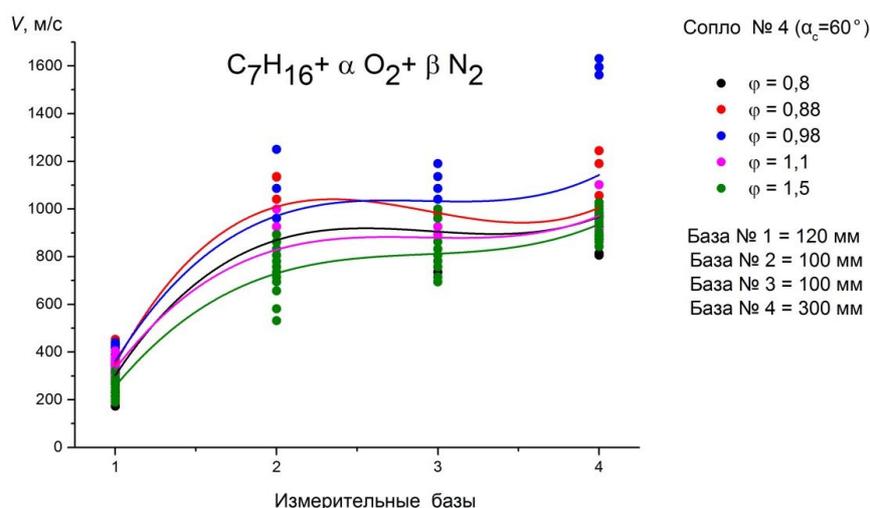


Рис. 1. Профиль скоростей в импульсной камере сгорания при использовании сопла № 4 с углом раствора  $\alpha_c = 60^\circ$

Таким образом, можно заключить, что профили давлений и скоростей вдоль трубы в целом имеют схожий нелинейный характер с двумя максимумами: на участке трубы после выхода волны из предкамеры и в хвостовой части трубы. При этом распределение этих характеристик во многом зависит от соотношения топливо–окислитель в смеси.

### Литература

1. Kailasanath K. Research on Pulse Detonation Combustion Systems – A Status Report // 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition. 5–8 January 2009, Orlando, Florida. AIAA 2009-631.
2. Левин В. А., Мануйлович И. С., Марков В. В. Оптимизация тяговых характеристик пульсирующего детонационного двигателя // ФГВ. 2010. № 4. С. 56–63.
3. Ассад М. С., Пенязьков О. Г., Севрук К. Л. Предварительные результаты исследования пульсирующей детонационной установки на жидком топливе // Горение и взрыв. 2014. Вып. 7. М.: Торус пресс, С. 230–233.
4. Baklanov D. I., Gvozdeva L. G., Scherbak N. B. // Confined detonations and Pulsed Detonation Engines / Ed. G. D. Roy et al. Moscow: Torus Press, 2003. P. 271.

УДК 66-914:681.2.082

## ТЕПЛОПЕРЕНОС В ПЛАСТИНЕ ХЕМОСОРБЕНТА НА ОСНОВЕ НАДПЕРОКСИДА КАЛИЯ ПРИ ХЕМОСОРБЦИИ ДИОКСИДА УГЛЕРОДА

**П. В. Балабанов**

*Тамбовский государственный технический университет, г. Тамбов, Россия  
pav-balabanov@yandex.ru*

Для обеспечения жизнедеятельности человека в условиях загазованных или задымленных помещений применяют изолирующие средства защиты органов дыхания на химически связанном кислороде. Химической основой средств защиты являются перекисные

соединения щелочных и щелочноземельных металлов, в частности надпероксид калия, поглощающий в результате химической реакции в присутствии паров воды диоксид углерода и выделяющий кислород.

Одной из перспективных технологий создания хемосорбентов подобного типа является нанесение активного вещества на инертную матрицу-носитель, что позволяет сократить издержки производства и создавать сорбенты с заданными свойствами. Актуальной задачей при этом является экспресс-контроль сорбционных свойств готовой продукции или свойств хемосорбента в процессе его эксплуатации. Возможным подходом к решению данной задачи является контроль сорбционных свойств по параметрам теплопереноса в хемосорбенте, что требует разработки адекватной математической модели, описывающей температурное поле в пластине хемосорбента при поглощении адсорбата.

Целью настоящей работы являлось моделирование процесса теплопереноса на поверхности хемосорбента, нанесенного на армирующую матрицу из стекловолокна в форме пластины, работающего в условиях обдува регенерируемой газовой смесью.

Неограниченная пластина хемосорбента квадратной формы со стороной  $h$  толщиной  $2R \approx 0,02h$  при начальной температуре  $T_0$  помещена в среду с температурой  $T_c > T_0$  при постоянных условиях конвективного теплообмена, характеризуемых коэффициентом теплоотдачи  $\alpha$ . Допустим, что толщина пластины настолько мала, что скорость экзотермической реакции поглощения диоксида углерода из регенерируемого воздуха одинакова на поверхности и в центре пористого хемосорбента. В этом случае, будем считать, что мощность источников теплоты, действующих в пластине, является функцией только времени  $W = f(\tau)$ . Допустим также, что изменение температуры пластины, а также ее химического состава незначительно влияет на теплофизические свойства хемосорбента [1]. Таким образом, задача теплопроводности в неограниченной пластине примет вид

$$\frac{\partial T(x, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T(x, \tau)}{\partial x^2} + \frac{W(\tau)}{c\rho}, \quad \tau > 0, \quad 0 < x < R, \quad (1)$$

$$T(x, 0) = T_0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T(0, \tau)}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$-\frac{\partial T(R, \tau)}{\partial x} + \alpha(T_c - T_0) = 0, \quad (4)$$

где  $a$  – температуропроводность;  $c\rho$  – объемная теплоемкость;  $W$  – мощность источников тепла, действующих в хемосорбенте.

Теоретически и экспериментально показано, что для хемосорбентов на основе надпероксида калия скорость хемосорбции изменяется во времени по экспоненциальному закону [2, 3]. Количество выделяемой теплоты хемосорбции пропорционально количеству поглощенного компонента, что позволяет допустить, что мощность источников тепла в хемосорбенте также изменяется по экспоненте  $W = W_0 e^{-k\tau}$ , где  $k$ ,  $W_0$  – константы.

Воспользовавшись решением А. В. Лыкова [4] для неограниченной пластины с источниками теплоты, запишем решение задачи (1)–(4) для внешней поверхности пластины:

$$\Theta = \frac{T(R, \tau) - T_0}{T_c - T_0} = 1 - \frac{Po}{Pd} \left[ 1 - \frac{\cos \sqrt{Pd}}{\cos \sqrt{Pd} - \frac{1}{Bi} \sqrt{Pd} \sin \sqrt{Pd}} \right] \exp(-Pd Fo) - \sum_{n=1}^{\infty} \left( 1 - \frac{Po}{Pd - \mu_n^2} \right) A_n \cos \mu_n \exp(-\mu_n^2 Fo), \quad (5)$$

где  $Po = \frac{W_0 R^2}{\lambda(T_c - T_0)}$  – критерий Померанцева;  $Pd = \frac{k}{a} R^2$  – критерий Предводителя;  $Fo = a\tau/R^2$  – число Фурье;  $A_n$  и  $\mu_n$  – постоянные и характеристические числа задачи теплообмена неограниченной пластины при граничных условиях третьего рода, приведенные в работе [4].

При условии  $W = W_0$  температура на поверхности пластины сорбента будет определяться по выражению

$$\frac{T(R, \tau) - T_0}{T_c - T_0} = 1 + \frac{Po}{Bi} - \sum_{n=1}^{\infty} \left( 1 + \frac{Po}{\mu_n^2} \right) A_n \cos \mu_n \exp(-\mu_n^2 Fo). \quad (6)$$

На измерительной установке, схематично показанной на рис. 1, проведены измерения температур на поверхности пластин надпероксида калия в условиях их обдува влажной газовой смесью, содержащей  $CO_2$ . В камеру К помещали испытуемый образец О (квадратную пластину надпероксида калия со стороной 95 мм и толщиной до 2 мм) и нагреватель Н, размеры которого равны размерам образца. На нагреватель подавали постоянное напряжение питания от источника БП. Образец и нагреватель обдували влажной газовой смесью (воздухом с содержанием 0,5–6%  $CO_2$ ) посредством вентилятора. В процессе эксперимента с помощью тепловизора Т измеряли температуры на поверхностях образца и нагревателя.

По достижении стационарной температуры на поверхности нагревателя (в качестве примера на рис. 2 приведена температурная кривая поверхности нагревателя мощностью 3 Вт) регистрировали его температуру и вычисляли числа Био, характеризующие условия теплообмена на его поверхности, а также на поверхности образца по формулам

$$Bi_n = \frac{U_n R_n}{r_n l_n \lambda_n (T^* - T_c)}, \quad Bi = Bi_n \frac{\lambda_n}{\lambda},$$

где  $U_n$ ,  $l_n$ ,  $r_n$ ,  $R_n$ ,  $\lambda_n$  – напряжение, линейный размер, сопротивление, толщина и теплопроводность нагревателя.

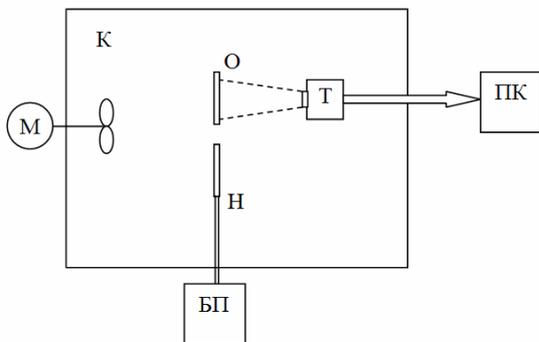


Рис. 1. Схема измерительной установки

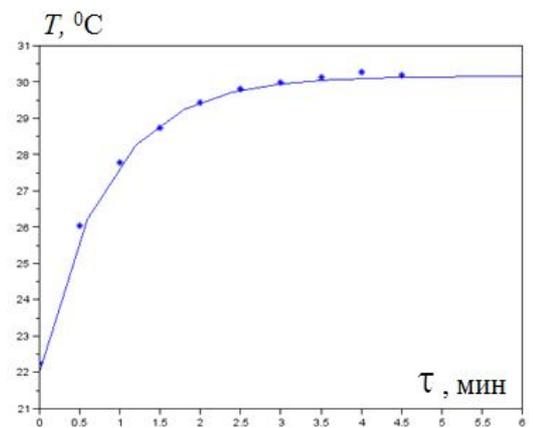


Рис. 2. Температура поверхности нагревателя

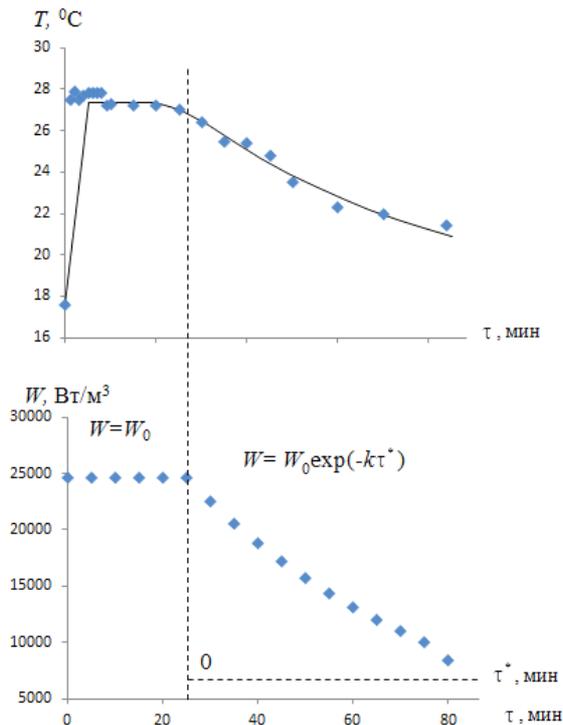


Рис. 3. Температура поверхности образца и мощность источников тепла в образце

Если допустить, что скорость реакции хемосорбции и мощность источников тепла, действующих в пластине связаны уравнением  $\partial\varphi(\tau_i)/\partial\tau = W(\tau_i)/H$ , где  $H$  – тепловой эффект поглощения единицы объема адсорбата, то текущее поглощение адсорбата (объемное содержание адсорбата в единице объема сорбента) можно определить по формуле

$$\varphi(\tau_i) = \varphi_0 + \int_0^{\tau_i} \frac{\partial\varphi(\tau_i)}{\partial\tau} d\tau,$$

где  $\varphi_0$  – начальное объемное содержание адсорбата в сорбенте.

В качестве примера на рис. 4 приведены результаты контроля  $\varphi$  при испытании пластины надпероксида калия при концентрации  $\text{CO}_2$  – 0,04%, относительной влажности воздуха – 60%, температуре среды  $T_c = 17,6$  °С, толщина пластины составляла 0,8 мм. Максимальная емкость хемосорбента была заранее определена и составила  $\varphi_{\text{max}} = 12,4 \text{ м}^3/\text{м}^3$ . Столь малое значение объясняется тем, что при указанных условиях работы хемосорбентом, в основном, поглощается влага, содержащаяся в воздухе. Последнее, приводит к разложению водой надпероксида калия до КОН, что снижает емкость по диоксиду углерода.

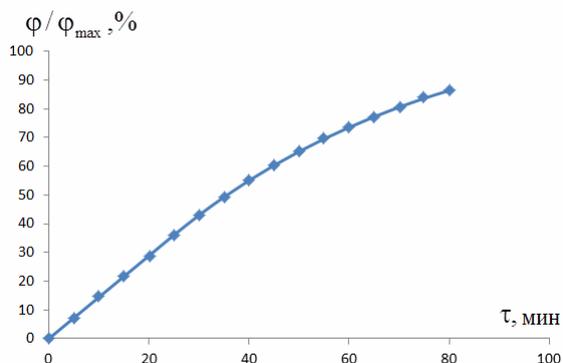


Рис. 4. Зависимость  $\varphi(\tau)$  для пластины надпероксида калия

Результаты экспериментального измерения температур поверхности образца хемосорбента использовали для идентификации параметров функции  $W = f(\tau)$ . В качестве примера на рис. 3 показаны (в виде отдельных точек) результаты измерения температур поверхности пластины надпероксида калия, обдуваемой воздухом с концентрацией  $\text{CO}_2$  0,5%. Здесь же в виде сплошной линии показаны результаты расчета температуры поверхности пластины по формулам (5), (6). Расчеты проведены при  $W = \text{const}$  (в интервале времени от 0 до 25 мин) и при  $W = 24,67 \exp(-0,0003\tau^*) \text{ кВт/м}^3$  (в интервале времени 25–80 мин), причем отсчет времени  $\tau^*$  начинают с нуля. Как видно из рисунка, отклонения расчетных и экспериментальных данных наблюдаются лишь на 1-2 мин расчета.

Практическое использование полученных результатов состоит в возможном решении задачи контроля сорбционных свойств пластин надпероксида калия.

Определение сорбционных свойств хемосорбента по температуре его поверхности осуществляется бесконтактно и оперативно по сравнению с традиционным методом химического анализа. Точность определения для пластин надпероксида калия толщиной до 2 мм в диапазоне условий эксплуатации хемосорбентов в средствах защиты не ниже 15% (полученные результаты сравнивались с результатами химического анализа проб).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда по проекту «Развитие теоретических основ создания научно-исследовательской базы для систем защиты органов дыхания человека от поражающих факторов химической и биологической природы» (соглашение № 15-19-10028).

### **Литература**

1. Балабанов П. В. Методы и средства исследования характеристик тепло- и массопереноса регенеративных продуктов и поглотителей для систем жизнеобеспечения. Ч. 1: Методы и средства определения теплофизических характеристик. Тамбов: Изд-во ФГБОУ ВПО ТГТУ, 2012. – 96 с.
  2. Мищенко С. В., Балабанов П. В. Динамика хемосорбции диоксида углерода веществами на основе супероксидов щелочных металлов // ТОХТ. 2014. Т. 48, № 3. С. 1–7.
  3. Балабанов П. В., Кримштейн А. А., Пономарев С. В. Исследование кинетики поглощения углекислого газа и влаги регенеративными веществами путем определения мощности внутренних источников теплоты // Вестник Тамб. гос. техн. ун-та. 2008. Т. 14, № 3. С. 503–512.
  4. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. – 599 с.
- 

УДК 536.6

## **ПРОСТРАНСТВЕННАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЗАЖИГАНИЯ СЛОЯ ЛЕСНОГО ГОРЮЧЕГО МАТЕРИАЛА СФОКУСИРОВАННЫМ СОЛНЕЧНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ**

**Н. В. Барановский, Г. В. Кузнецов**

*Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
г. Томск, Россия  
firedanger@narod.ru*

Известно, что зажигание лесных горючих материалов (ЛГМ) лучистым тепловым потоком является важным пожароопасным фактором в свете природных и техногенных катастроф. Кроме того, это важно при исследовании механизмов переноса тепла из фронта верхового пожара к новой порции несгоревшего ЛГМ. Во время природных и техногенных катастроф возникают достаточно большие лучистые тепловые потоки. Однако эта же проблема требует своего подробного изучения и в случае относительно низких значений тепловых потоков. Необходимо исследовать процессы воспламенения слоя ЛГМ при воздействии на него сфокусированного потока солнечного излучения. В роли природного концентратора энергии могут выступать крупные капли смолы хвойных деревьев, а в качестве антропогенного концентратора следует рассматривать частично или полностью заполненные стеклянные емкости либо их осколки.

Цель исследования – математическое моделирование зажигания слоя ЛГМ в результате воздействия сфокусированного потока солнечного излучения и определение критических условий процесса воспламенения.

В рамках настоящей физической модели не учитывается проникновение солнечного излучения в слой ЛГМ. Предполагается, что поступление тепла в слой ЛГМ осуществляется только на границе раздела сред “слой ЛГМ” и “газовая смесь”.

Принята следующая схема процесса. На подстилающей поверхности расположен слой ЛГМ, на малом участке которого фокусируется поток солнечного излучения. Процессы, происходящие в фокусирующем элементе, не моделируются, так как в настоящее время нет ни теоретических, ни экспериментальных результатов исследования прохождения солнечного излучения через стеклянные объекты и смолистые образования в реальной геометрии. Слой ЛГМ нагревается и термически разлагается с образованием газообразных продуктов пиролиза. Состав газовой смеси принимается трехкомпонентным (горючее – монооксид углерода, окислитель – кислород, инертные компоненты). Продукты пиролиза диффундируют в область газовой смеси. При определенных температуре и концентрациях реагирующих газов происходит зажигание смеси. Приняты следующие критерии зажигания: 1) теплоприход от химической реакции превышает тепловой поток от нагретой поверхности в область газовой смеси; 2) температура в газовой смеси достигает критического значения.

Конвективный перенос тепла и вещества не учитывается, так как в период зажигания тепловая и диффузионная длины релаксации на несколько порядков больше конвективной [1]. На рис. 1 представлена геометрия области решения.

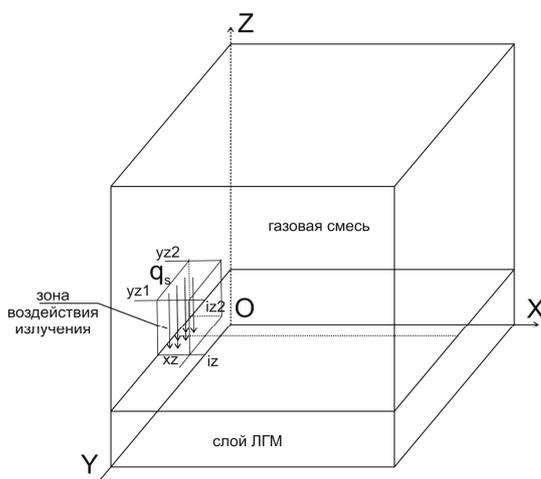


Рис. 1. Область решения

Воспламенение слоя ЛГМ сфокусированным потоком солнечного излучения описывается системой трехмерных нестационарных нелинейных уравнений теплопроводности и диффузии с соответствующими начальными и граничными условиями. Численная реализация проведена с использованием локально-одномерного конечно-разностного метода [2]. Разностные аналоги одномерных уравнений теплопроводности и диффузии решены методом прогонки в сочетании с методом простой итерации [3].

В результате вычислительных экспериментов получена зависимость времен задержки воспламенения от величины теплового потока сфокусированного солнечного излучения. Следует отметить, что наличие влаги в слое ЛГМ игнорируется и влажность принимается равной нулю. Заметим, что это допущение соответствует катастрофическим сценариям пожарной опасности в лесу. В связи с наблюдаемыми и прогнозируемыми климатическими изменениями актуальность таких исследований будет возрастать год от года [4]. Например, катастрофические пожарные условия сложились в 2009 г. в Австралии (штат Виктория) и в 2010 г. в Центральной России.

В табл. 1 приведены времена задержки воспламенения в зависимости от величины теплового потока сфокусированного солнечного излучения. Также приведены известные экспериментальные данные по зажиганию слоя ЛГМ излучением [5].

Таблица 1

Времена задержки воспламенения ( $t_{\text{ign}}$ , с) слоя ЛГМ лучистым тепловым потоком

Тепловой поток $q_s$ , кВт/м <sup>2</sup>	Расчет 2D	Расчет 3D	Эксперимент [5]
15	99	105	Нет зажигания
20	62	63	197–207
25	33	34	93–100
30	26	26	40–42
35	21	21	27–30
40	18	18	18–26

Сценарное моделирование позволило установить нижний порог теплового потока сфокусированного солнечного излучения, при котором происходит воспламенение слоя ЛГМ. Моделирование осуществляется в полной трехмерной постановке. Тепловой поток плотностью 15 кВт/м<sup>2</sup> является минимальной величиной, при котором еще возможно воспламенение слоя ЛГМ. Таким образом, относительно небольшое 10-кратное превышение интенсивности потока естественного солнечного излучения может привести к возникновению очага низового лесного пожара. Среднее отклонение результатов численного моделирования от экспериментальных данных составило около 38%. Распределение температуры по вертикали в центре зоны воздействия теплового потока сфокусированного солнечного излучения представлено на рис. 2 в различные моменты времени. Из результатов видно, что первоначально слой ЛГМ и газовая смесь прогреваются инертно. Эта стадия длится до достижения температурного порога около 900 К. С течением времени в некоторой окрестности поверхности слоя ЛГМ происходит ускорение химической реакции и рост тепловыделения в этой зоне. Формируется характерный для области воспламенения пик на температурной кривой (рис. 2).

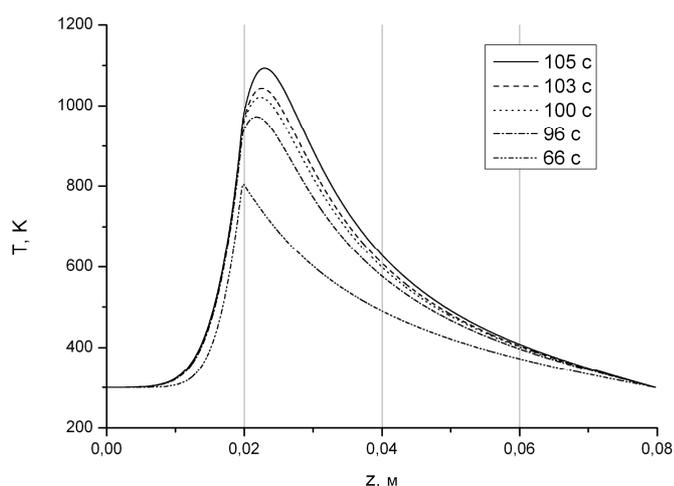


Рис. 2. Распределение температуры в системе “слой ЛГМ-газовая смесь” до и в момент зажигания при  $q_s = 15\,000$  Вт/м<sup>2</sup>

В результате редукции математической модели по одной из горизонтальных координат была получена более простая двумерная математическая модель зажигания слоя ЛГМ сфокусированным потоком солнечного излучения. При величинах потока сфокусированного солнечного излучения, равных или превышающих 30 кВт/м<sup>2</sup>, отличия времен задержки

воспламенения по трехмерной и двумерной постановкам составляет сотые доли секунды. Наибольшее расхождение результатов, полученным по двумерной и трехмерной постановкам, заметно при нижнем пороге лучистого теплового потока, при котором еще происходит воспламенение слоя ЛГМ. Также максимальные отличия между теоретическими оценками и экспериментальными данными [5] фиксируются в области низких тепловых потоков. Вероятно, при таких значениях  $q_s$  заметную роль играют какие-то, не описываемые в системе уравнений, второстепенные факторы.

Основные закономерности тепло- и массопереноса, установленные в случае двумерной постановки, сохраняются и для пространственного моделирования. Дополнительный отвод тепла по третьей координате и диффузия в этом же направлении приводят к увеличению времени задержки воспламенения. Критерии зажигания выполняются для тех же условий, но наступают они чуть позже.

Представляет интерес исследование условий воспламенения слоя ЛГМ при малых периферических размерах зоны воздействия сфокусированного солнечного излучения. В табл. 2 представлены времена задержки воспламенения в зависимости от теплового потока излучения и периферического размера зоны воздействия.

Таблица 2

Времена задержки воспламенения ( $t_{ign}$ , с) в зависимости от теплового потока и периферического размера зоны воздействия излучения

Периферический размер $d$ , мм	Тепловой поток, кВт/м <sup>2</sup>				
	40	35	30	25	20
10	26	35	48	69	108
8	35	49	70	104	159
6	59	84	126	нет	нет
4	154	нет	нет	нет	нет
2	нет	нет	нет	нет	нет

В результате вычислений было установлено, что при периферических размерах зоны воздействия, равных и менее 10 мм, величина  $t_{ign}$  увеличивается с уменьшением  $d$ . Такие зоны воздействия можно считать точечными. Во-первых, увеличивается время задержки воспламенения по сравнению с площадными зонами воздействия. Во-вторых, при прочих равных условиях для зоны воздействия с периферическим размером 2 мм и менее установлено, что воспламенения не происходит. Минимальное отклонение от площадных зон воздействия наблюдается для периферического размера 10 мм и теплового потока величиной 40 кВт/м<sup>2</sup>. Это объясняется, скорее всего, более поздним достижением условий воспламенения. Требуется больше времени, чтобы концентрация горючего достигла необходимого значения. Кроме того, при таких точечных зонах воздействия значительную роль начинает играть отток тепла из этой области в результате теплопроводности. Вычисления показали, что при тепловых потоках меньше 20 кВт/м<sup>2</sup> не происходит воспламенения слоя ЛГМ.

В результате вычислительных экспериментов установлено, что различия во временах задержки воспламенения при использовании двумерной и трехмерной постановок составляют до 2%. Это полностью обосновывает возможность использования одномерной и двумерной постановок в практике мониторинга и оценки лесной пожарной опасности.

Показано, что при периферических размерах зоны воздействия сфокусированного солнечного излучения, равных и менее 10 мм, величина  $t_{ign}$  зависит от размеров зоны нагрева ЛГМ. С уменьшением  $d$  увеличивается время задержки воспламенения. Для малых периферических размеров зоны воздействия излучения воспламенения вообще не происходит.

### Литература

1. Вилюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984. – 187 с.
  2. Самарский А. А., Вабищевич П. Н. Аддитивные схемы для задач математической физики. М.: Наука, 2001. – 320 с.
  3. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983. С. 33–36.
  4. Flannigan M. D., Stocks B. J., Wotton B. M. Climate change and forest fires // Science of the Total Environment. 2000. Vol. 262, No. 3. Pp. 221–229.
  5. Гришин А. М., Шипулина О. В. Математическое моделирование распространения вершинных лесных пожаров в однородных лесных массивах и вдоль просек // ФГВ. 2002. Т. 38, № 6. С. 17–29.
  6. Касперов Г. И., Гоман П. Н. Исследование пожароопасных свойств лесных горючих материалов сосновых насаждений // Тр. БГТУ. Сер. II. Лесная и деревообрабатывающая промышленность. 2010. Вып. 18. С. 337–340.
- 

УДК 630.432

## МЕХАНИЗМ ИНГИБИРОВАНИЯ ГОРЕНИЯ ПРИРОДНЫХ И СИНТЕТИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

**В. В. Богданова, О. И. Кобец**

*Учреждение Белорусского государственного университета «Научно-исследовательский институт физико-химических проблем» (НИИ ФХП БГУ), г. Минск, Беларусь,  
bogdanova@bsu.by*

Прекратить горение природных и синтетических твердых горючих материалов (ТГМ) можно в результате изменения условий тепло- и массопереноса между пиролизующимся в конденсированной фазе материалом и пламенной зоной при использовании охлаждающих жидких и газообразных агентов, создании на поверхности исходного или горящего материала изолирующего покрытия, применении веществ, способных к испарению и разложению при нагревании с образованием продуктов, разбавляющих зону горения инертными газами и связывающих активные частицы, ответственные за развитие процесса горения [1]. В зависимости от вида и режима горения, физического состояния горючего вещества механизм прекращения горения может быть разным [2]. До настоящего времени нет ясности относительно общности или различия в характере процессов, обуславливающих процесс потухания синтетических и природных горючих материалов.

Для направленного создания эффективных замедлителей горения природных и синтетических ТГМ необходимо выявление факторов, оказывающих определяющее влияние на их огнезащитно-огнетушащие свойства. Исходя из требований, предъявляемых к замедлителям горения по снижению токсичности продуктов их разложения и горения, наиболее широкое применение нашли азот- и фосфорсодержащие соединения. Однако из-за отсутствия информации о механизме огнезадерживающего и синергического действия этих продуктов по отношению к синтетическим и природным материалам сдерживается направленное создание замедлителей горения для каждого материала.

С целью разработки путей направленного создания экономичных и эффективных замедлителей горения для природных (древесина, торф) и синтетических полимеров

(полиэтилен, полипропилен) необходимо выявление факторов, оказывающих определяющее влияние на их огнезащитно-огнетушащие свойства с последующим регулированием химического состава и соотношения компонентов разрабатываемых антипиренов, что позволит осуществить адресное воздействие на процессы, лимитирующие развитие горения.

Объектами исследования являлись синтетические (полиэтилен – ПЭ, полипропилен – ПП) и природные (древесина, торф) полимеры. В качестве замедлителей горения для синтетических полимеров применяли синергическую смесь полифосфата аммония (ПФА) и продукта взаимодействия карбамида с гексаметилендиизоцианатом, имеющего формулу элементарного звена  $[-CO-NH-(CH_2)_6-NH-CO-NH-CO-NH-]$  (продукт А) [3]. Устойчивый огнезащитный эффект для полипропилена достигался при следующем соотношении компонентов ПП:ПФА:А = 60:25:15. При замене полипропилена на полиэтилен композиция не являлась огнестойкой. Полифосфат аммония и продукт А по отдельности не придавали огнестойких свойств исследуемым полимерам. Для нахождения причин различной эффективности одной и той же синергической смеси в полиэтилене и полипропилене исследовали состав твердых продуктов термического разложения в интервале температур 200–500 °С индивидуальных антипиренов, их смеси, а также ПЭ и ПП огнезащитных композиций. Температурный интервал выбран исходя из полученных ранее данных [4] о температурах, реализующихся в предпламенной зоне конденсированной фазы на различном удалении от поверхности горения. Определение остаточного содержания азота и фосфора в твердых продуктах термообработки полимерных композиций проводили по методу Тюрина [5] и спектрофотометрически [6] соответственно.

При термообработке полиолефиновых композиций с азот-фосфорсодержащей синергической смесью антипиренов для ПП по сравнению с ПЭ (табл. 1) наблюдается более значительное поступление летучих соединений азота в газовую фазу (в 1.5–2 раза) при примерно одинаковом содержании фосфора в твердых продуктах термолиза и горения обеих композиций ( $T$  – температура термообработки).

Таблица 1

Содержание азота и фосфора (мас.%) в продуктах термообработки исходных компонентов и композиций (время термообработки 10 мин)\*

$T, ^\circ\text{C}$	A-1	ПФА:А-1 (25:15)		ПП:ПФА (75:25)		ПЭ:ПФА (75:25)		ПП:А-1 (85:15)		ПЭ:А-1 (85:15)		ПП:ПФА:А-1 (60:25:15)		ПЭ:ПФА:А-1 (60:25:15)	
	N	N	P	N	P	N	P	N	N	N	P	N	P	N	P
200	99,0	99,0	90,0	97,4	99,1	94,2	99,0	96,6	98,8	98,7	97,9	93,9	86,7		
250	80,0	95,1	89,0	91,0	95,0	82,6	93,6	82,6	95,2	92,0	89,9	91,4	84,6		
300	49,0	79,0	88,0	85,0	79,9	77,0	81,4	80,9	81,6	78,5	83,8	90,1	79,4		
350	27,0	78,2	85,3	77,0	79,8	75,0	78,6	79,8	80,1	67,5	41,1	81,2	46,9		
400	10,0	37,0	80,1	73,0	71,2	72,0	72,3	76,5	75,2	59,3	40,1	76,5	45,8		
450	8,0	14,3	75,2	69,0	65,3	66,9	66,2	73,1	73,2	35,5	40,0	74,3	45,0		
500	3,0	8,0	65,4	64,0	59,1	63,8	60,9	69,8	70,3	24,1	39,7	72,7	44,2		
Твердые продукты горения	–	–	–	62,7	56,3	61,7	57,1	66,7	68,2	23,0	39,0	70,5	42,5		

\* Максимальная потеря массы при термообработке ПФА при 500 °С составляет 15%, в связи с чем состав твердых продуктов термообработки ПФА не определяли.

Из сравнения эффективности азотфосфорсодержащей синергической смеси в ПЭ- и ПП-композициях с данными по составу продуктов термического разложения и горения этих же композиций видно, что огнегасящий эффект проявляется, если в газовую фазу поступает достаточное количество летучих соединений азота. Судя по тому, что как в ПЭ-, так и в ПП-

композиции поступление летучих соединений фосфора в газовую фазу примерно одинаково и не превышает 60%, можно предположить, что ингибирование радикальных процессов летучими соединениями азота в газовой фазе вносит более существенный вклад в огнестойкость полимерных композиций по сравнению с аналогичными процессами с участием летучих соединений фосфора.

Для получения информации о причинах, обуславливающих различную эффективность одной и той же синергической смеси в ПЭ и ПП, определяли количество сшитой фракции, образующейся в продуктах термообработки индивидуальных полимеров и их смесей с антипиренами. Количество гель-фракции находили путем определения содержания нерастворимого остатка после кипячения исследуемых проб в ортоксилале в аппарате Сокслета. Степень сшивки выражали в процентном отношении массы полимера, переходящего в гель-фракцию, к его исходной массе. Установлено, что количество гель-фракции ( $\delta$ ) в продуктах термообработки как индивидуального ПЭ, так и его смеси с антипиреном в 1,5–4 раза выше по сравнению с продуктами термообработки ПП и композиций на его основе.

В соответствии с данными по образованию сшитой фракции в продуктах термообработки композиций, а также с данными по поступлению летучих ингибиторов горения в газовую фазу предположено, что структурирование полимера уменьшает подвижность продуктов термолитической реакции смеси и препятствует выводу образующихся летучих ингибиторов горения в газовую фазу. Исходя из того, что в твердых продуктах термического разложения и горения разных по уровню огнестойкости ПП- и ПЭ-композиций обнаружено одинаковое содержание фосфора, можно предположить, что реакции с участием фосфора как в газовой, так и в конденсированной фазах не вносят доминирующего вклада в погасание полиолефинов.

Наиболее общепринятой точкой зрения относительно механизма огнетушащего действия химических веществ в целлюлозных материалах (древесина, торф) является механизм дегидратационного катализа, обусловленный преимущественным разложением целлюлозы до карбонизированного остатка и воды, в результате чего снижается выход летучих горючих продуктов, а образование коксовой шапки на поверхности полимера экранирует его от теплового потока, изменяя баланс в сторону увеличения теплопотерь. Вместе с тем в литературе отсутствуют, за исключением единичных работ, исследующие влияние ингибирования цепных процессов в газовой фазе на погасание целлюлозных материалов.

Для огнезащиты и тушения древесины и торфа нами предложено использовать синтетические фосфаты двух- и трехвалентных металлов-аммония [7] следующего катионного и анионного состава  $[\text{NH}_4^+]$ ;  $[\text{Me}^{2+}/\text{Me}^{3+}]$ ;  $[\text{HPO}_4^{2-}/\text{H}_2\text{PO}_4^-/\text{PO}_4^{3-}]$ . Полученные продукты имеют широкий диапазон свойств, определяемых природой, соотношением исходных реагентов, условиями проведения синтеза. Эти соединения представляют собой суспензии с размерами аморфных металлосодержащих частиц от 10 нм до 100 мкм.

Для нахождения факторов, оказывающих определяющее влияние на прекращение горения природных горючих материалов, исследовали такие свойства ОС как температура начала образования изолирующих расплавов и коэффициент их растекаемости, высота теплоизолирующего вспененного слоя, а также поступление в газовую фазу в интервале температур (200–500 °С) реализующихся в предпламенной зоне конденсированной фазы древесины и торфа, летучих ингибиторов горения. Огнезадерживающие свойства синтезированных продуктов по отношению к древесине определяли по ГОСТ 16363, а по отношению к торфу – по потере массы при горении огнезащищенных образцов торфа. За теплоизолирующую способность огнезащитно-огнетушащих средств принимали высоту образующихся вспененных слоев при их нагревании до температур 300–350 °С в течение фиксированного времени. Экранирующие свойства расплавов ОС при этих же температурах определяли по ГОСТ Р50045, в качестве состава сравнения взят ОС № 1 (табл. 2).

Данные по физико-химическим, термическим, огнезащитно-огнетушащим свойствам ОС и поступлению летучих ингибиторов горения в газовую фазу

Номер ОС	Температура начала образования расплавов, °С	Теплопоглощающая способность (20–350 °С), Дж/г	Средняя высота вспененного слоя (300–350 °С), мм	Коэффициент растекаемости расплавов (350–380 °С)	Суммарные потери азота и фосфора огнезащитными материалами, г/100 г				Комплексная эффективность, $\Delta m$ , %
					Древесина		Торф		
					$\Sigma \Delta N$	$\Sigma \Delta P$	$\Sigma \Delta N$	$\Sigma \Delta P$	
1	210	168	2,5	1	16,4	1,3	-	-	14,4
2	190	172	1,3	1,25	-	-	19,9	1,4	15,1
3	200	416	2,0	1,31	17,8	3,1	5,3	1,1	8
4	220	418	4,1	0,91	5,0	0,2	4,5	0,3	21,7
5	200	345	4,0	1,03	7,0	1,8	7,3	2,5	9,8

Наиболее высокую огнезадерживающую эффективность проявляют составы 3 и 5 (табл. 2), причем для древесины наиболее эффективен состав 3, а для торфа – состав 5. Из сравнения физико-химических и термических свойств ОС видно, что физические факторы прекращения горения (теплоизолирующая, экранирующая и теплопоглощающая способности) не оказывают определяющего влияния на ингибирование горения древесины и торфа, что следует из низкой тушащей и огнезащитной эффективности состава 4, который имеет высокие экранирующие, теплоизолирующие и теплопоглощающие свойства. Кроме того обращает на себя внимание незначительное поступление летучих соединений фосфора в газовую фазу по сравнению с азотсодержащими продуктами. Отсюда можно предположить, что, как и в случае синтетических полимеров, при термическом разложении и горении природных полимеров фосфор преимущественно остается в конденсированной фазе и принимает участие в образовании теплоизолирующих органоминеральных структур.

Таким образом, в результате исследования физико-химических, термических свойств N-P антипиренов и состава твердых продуктов термического разложения и горения огнезащитных синтетических полимеров, целлюлозных материалов и торфа впервые установлена идентичность процессов, вносящих основной вклад в ингибирование горения этих разных по своей химической природе горючих веществ – достаточный и совпадающий с температурой превращения полимерной матрицы выход летучих ингибиторов в пламенную зону. Вместе с тем необходимо учитывать, что и физические факторы, оказывающие влияние на условия тепло- и массопереноса при огневом воздействии на исследуемые материалы (разрушение и структурирование полимерной матрицы, изолирование поверхности горения карбонизованными продуктами термолиза и мелкодисперсными компонентами огнезамедлительных систем, а также вязкость расплавов полимеров и огнетушащих химических составов) вносят свой вклад в прекращение горения. Показано, что как для синтетических, так и для природных полимеров количество и скорость выхода летучих ингибиторов горения в пламенную зону определяется характером первичных процессов, протекающих в предпламенной зоне конденсированной фазы. В соответствии с этим поступление азота в газовую фазу зависит не только от его содержания в исходной композиции, но и от условий, реализующихся в предпламенной зоне конденсированной фазы. В соответствии с экспериментальными данными об отсутствии ингибирующего эффекта при использовании азот- и фосфорсодержащих замедлителей горения по отдельности, а также с количественным

распределением азота и фосфора при термическом разложении и горении огнезащищенных синтетических и природных материалов между газовой и конденсированной фазами установлено, что синергизм N-P антипиренов обусловлен комплексным действием смеси: фосфор преимущественно участвует в образовании экранирующих расплавленных и теплоизолирующих вспененных продуктов в конденсированной фазе, а азот является ингибитором радикальных реакций в газовой фазе.

### Литература

1. Абдурагимов И. М., Говоров В. Ю., Макаров В. Е. Физико-химические основы развития и тушения пожаров. М.: Высшая инж. пожарно-техн. школа МВД СССР, 1980.
  2. Конев Э. В. Физические основы горения растительных материалов. Новосибирск: Наука, 1987.
  3. Богданова В. В., Прокопович В. П., Климовцова И. А. Синтез и исследование свойств азотсодержащих соединений – замедлителей горения полиолефинов // Высокомолекул. соед. Сер. Б. 1994. Т. 36, № 8. С. 1385–1388.
  4. Гордейко В. В., Богданова В. В., Коваленко К. К., Гуслев В. Г. Стенд для регистрации температурных профилей в волне горения // Вестник БГУ. Серия 2. 1992. № 1. С. 15–19.
  5. Аринушкина Е. В. Руководство по химическому анализу почв. М.: Наука, 1970.
  6. Марченко З. И. Фотометрическое определение элементов. М.: Мир, 1971.
  7. Богданова В. В., Кобец О. И. Синтез и физико-химические свойства фосфатов двух- и трехвалентных металлов-аммония // Журнал прикладной химии. 2014. Т. 87. Вып. 10. С. 1385–1399.
- 

УДК 620.22:66.096.5:66.097

## КАТАЛИТИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ МНОГОСЛОЙНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В ПСЕВДООЖИЖЕННОМ СЛОЕ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

**В. А. Бородуля, О. С. Рабинович, А. Н. Циценко, В. Е. Иванов**

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

**Введение.** Разработка новых композитных материалов с высокими физико-химическими характеристиками (прочность, теплопроводность, электропроводность, коррозионная стойкость) является актуальной проблемой для различных областей техники, включая машиностроение, космическую технику, медицину и т. п. Использование различных наноматериалов, в том числе многослойных углеродных нанотрубок (МУНТ), как компонентов новых композитов – одно из наиболее активно развивающихся в настоящее время направлений [1–4]. Для успешного развития этого направления необходимо решить две задачи: а) создать высокопроизводительные методы производства МУНТ, обладающих высокой чистотой и заданными в узком интервале характеристиками (диаметром, количеством слоев, дефектностью структуры); б) разработать методики подготовки (функционализации) МУНТ и их введения в композитные материалы.

Сравнительный анализ современных методов синтеза МУНТ позволяет утверждать, что каталитическое осаждение из газовой фазы в псевдоожигенном слое представляет собой наиболее производительный и энергоэффективный метод получения многослойных углерод-

ных нанотрубок высокого качества [5–7]. В данной работе представлены результаты оптимизации этого метода путем численного анализа разработанной тепло- и массообменной модели процесса, а также исследования по методикам введения МУНТ в полимерные и металлические композитные материалы и их влиянию на свойства созданных композитов.

**Модель тепло- и массопереноса: основные результаты исследования.** В основе использованной в настоящей работе математической модели каталитического синтеза МУНТ в псевдооживленном слое лежит описание нестационарных процессов тепло- и массообмена в вертикальном реакторе при его циклической работе. Единичный цикл начинается с помещения в реактор некоторого исходного количества «загрузочных» МУНТ, обеспечивающих начальный псевдооживленный слой, и порции свежего катализатора. В условиях быстрого роста объема продукта, сопровождаемого постепенным истощением катализатора, возникает необходимость перезагрузки реактора, которая заканчивает рассматриваемый цикл. Целью перезагрузки является удаление из реактора накопившихся МУНТ и введение в него свежей порции катализатора [8]. В результате многократных циклов в реакторе устанавливается стационарное распределение различных фракций МУНТ и катализатора. В [8] температура реактора предполагалась постоянной, а скорость синтеза МУНТ соответствовала области температур, в которой экспериментально наблюдается плато с максимальной производительностью. Распределение твердых фракций МУНТ и катализатора, соответствующих различным перезагрузкам, считалось однородным по высоте реактора, концентрации газовых компонентов зависели от вертикальной координаты. Целью расчетов являлась оптимизация процесса по количеству «затравочных» нанотрубок, находящихся в реакторе в начале каждого цикла, и количеству загружаемого катализатора, а также выбор оптимального условия, определяющего начало новой перезагрузки.

Модификация модели [8], представленная в настоящей работе, состоит в учете тепловых эффектов, сопровождающих образование МУНТ из различных газообразных углеводородов, и в дополнительном рассмотрении процесса роста латеральных углеродных отложений (ЛУО), скорость которого зависит от концентрации углеродсодержащего газа и температуры.

Численное моделирование и экспериментальное исследование каталитического синтеза МУНТ в псевдооживленном слое с использованием катализатора, разработанного в Институте катализа им. Г. К. Борескова СО РАН [7], и технического пропан-бутана, как газообразного источника углерода, позволили определить параметры оптимальных режимов, обеспечивающих высокую производительность (до 75 г/(дм<sup>2</sup>·ч)), при высоком качестве МУНТ (диаметр – 10–25 нм, количество стенок – 7–12, доля катализатора в продукте – <3%). Одновременно достигаются высокие показатели по энергоэффективности (потребление энергии 4–8 кВт·ч/кг) и по конверсии рабочего газа (выход по углероду – 65%).

Моделирование тепловых режимов реактора предсказывает значительные колебания температуры в пределах одного цикла, причем амплитуда этих колебаний возрастает с увеличением диаметра реактора. В частности, при использовании этилена в качестве углеродсодержащего газа (тепловой эффект образования МУНТ составляет +38 кДж/моль), изменение температуры в течение цикла работы для цилиндрического реактора площадью рабочего сечения 0,01 м<sup>2</sup> составляет 15 °С, а для реактора площадью сечения 0,0314 м<sup>2</sup> – 26 °С, причем в ходе указанных колебаний температура отклоняется от номинальной в большую сторону. Колебания температуры вызывают изменение таких свойств углеродных нанотрубок, как их распределение по диаметрам и количеству стенок, дефектность поверхности и массовая доля ЛУО в продукте. Последние факторы определяют функциональные свойства МУНТ при их использовании в качестве компонентов композитных материалов. Следует также отметить, что, если углеродсодержащим газом является пропан-бутан (тепловой эффект отрицателен – минус 138 кДж/моль), амплитуда

колебаний температуры в цикле синтеза оказывается в несколько раз больше и отклонения температуры от номинальной происходят в сторону уменьшения. Это обстоятельство выдвигает на первый план проблему управления тепловым режимом рассматриваемых реакторов.

**Введение МУНТ в композитные материалы.** *Модификация углеродными нанотрубками поливинилацетатной дисперсии (ПВАД) [9].* Для получения ПВАД использовалась распылительная установка с пневматической форсункой и встречным движением теплоносителя, которым являлся горячий воздух. Углеродный наноматериал (УНМ) вводился в водную дисперсию ПВА и перемешивался в течение 15 мин с помощью ультразвуковой ванны. При этом соотношение масс сухого наноматериала к ПВАД составляло 0,5%. Далее проводился процесс сушки полученной суспензии в распылительной установке. Исследование процесса сушки ПВАД марки Д51С проводилось как с добавлением УНМ, так и без него. Из полученных порошков были подготовлены клеевые растворы и проведены испытания прочности и водостойкости. Испытания показали, что введение углеродного наноматериала в количестве 0,5% по массе способствует повышению прочности клеевых соединений на основе клея Д51/С (при выдержке в комнатных условиях) в среднем на 13% и удовлетворяет требованиям европейского стандарта (норма прочности – 10 МПа). Таким образом, модификация поливинилацетатной дисперсии путем введения в неё МУНТ улучшает прочностные характеристики клеевых соединений.

*Влияние добавок углеродных наноматериалов на функционализацию полиолефинов в процессе реакционной экструзии [10].* Работа выполнена в Институте механики металлополимерных систем им. В. А. Белого НАН Беларуси (г. Гомель). Целью работы являлось исследование свободнорадикальной прививки транс-этилендикарбоновой кислоты (ТЭДК) к полиолефинам (ПО) в присутствии углеродных наночастиц различных типов и технического углерода. В экспериментах использовалось два вида полиолефинов: линейный полиэтилен низкой плотности (ЛПЭНП) и сополимер этилена с пропиленом (с-ПП). Функционализацию ПО в присутствии МУНТ осуществляли методом реакционной экструзии. Экспериментально установлено, что относительно малые добавки (0,01–0,3%) МУНТ оказывают влияние на ход основной реакции (прививку ТЭДК к макромолекулам ЛПЭНП и с-ПП) и побочных процессов (деструкцию и сшивание макромолекул), а также изменяют структуру и механические свойства функционализированных продуктов. Степень влияния добавок МУНТ определяется их концентрацией и природой. Введение в реакционную систему МУНТ в количестве 0,01–0,05% приводит к активированию реакции прививки ТЭДК как к ЛПЭНП, так и к с-ПП. При повышенных концентрациях (0,1–0,3%) МУНТ способны ингибировать процессы деструкции и сшивания ПО.

*Применение МУНТ в полимерных композитах.* В ряде работ, проведенных в научно-исследовательском центре проблем ресурсосбережения (филиал ИТМО, г. Гродно) [11, 12], рассмотрены методики окислительной функционализации МУНТ и способ их введения в термопластичный полимер полипропилена; изучено влияние МУНТ на изменение надмолекулярной структуры, электрофизических и физико-механических характеристик композитов. Показано, что предварительная окислительная модификация наполнителя путем введения МУНТ способствует снижению электропроводящих характеристик полимерных нанокомпозитов ПП. С другой стороны, микротрибологические исследования подтвердили увеличение износостойкости и микротвердости нанокомпозитов ПП при использовании МУНТ. Вместе с увеличением микротвердости наблюдалось также снижение шероховатости поверхности трения нанокомпозитов ПП. Введение МУНТ в состав ПП обеспечивало формирование более мелкокристаллической надмолекулярной структуры, что подтверждено методом оптической поляризационной микроскопии. Интересный эффект отмечается в работе [12]: одновременное введение в функционализированный итаконовой кислотой

полипропилен многослойных углеродных нанотрубок и наноразмерного диоксида кремния марки "таркосил" (Т-150) (диаметр первичных частиц 20 нм) способствует улучшению адгезии к металлическим поверхностям, что проявляется в увеличении на 80–90% прочности при сдвиге клеевых соединений оцинкованная сталь – адгезив – оцинкованная сталь. Изменение рассмотренных характеристик композитов сопровождалось уменьшением размеров их надмолекулярных структур (сферолитов). Повышение содержания наночастиц Т-150 более чем на 0,5 мас.% снижало адгезионную прочность вследствие эффекта экранирования формирования новых адгезионных площадок.

*Использование МУНТ для получения модифицирующих лигатур металлических сплавов [13].* Одним из эффективных способов ввода МУНТ в металлические сплавы является предварительное приготовление мастер-сплавов (лигатур) с высоким содержанием наночастиц. С целью отработки методики изготовления лигатуры подобраны два состава смесей на основе порошков меди и олова с добавками ультрадисперсного порошка углеродных нанотрубок, который подвергали помолу в планетарной мельнице совместно с металлом-протектором (олово). Приготовление композиции осуществлялось в специальном лабораторном смесителе. Для активации компонентов смеси использовали шары диаметром 2, 4 и 6 мм. Были изготовлены композиции по двум вариантам с продолжительностью перемалывания 2 и 6 ч. Затем оценивалась равномерность распределения МУНТ в объеме смеси. Далее приготовленная в шаровой мельнице смесь подвергалась экструзии. В лабораторных условиях с использованием метода экструзии были получены образцы лигатуры на основе олова. С использованием сканирующего электронного микроскопа VEGA II LMU с микроанализатором INCA ENERGY 350 ЭМВ были проведены исследования распределения углеродных трубок в экструдированных образцах. Анализ показал, что в экструдированных образцах лигатуры распределение активных нанопорошков в матрице гораздо более равномерное по сравнению с аналогичными материалами, полученными методами сплавления или прессования порошковых смесей.

### Литература

1. Pantano A. Carbon nanotube based composites: Processing, Properties, Modelling and Application. Dordrecht: Smithers Rapra Technology Ltd, 2013.
2. Carbon Nanotube Enhanced Aerospace Composite Materials: A New Generation of Multifunctional Hybrid Structural Composites / Eds. A. S. Paipetis, V. Kostopoulos. Dordrecht: Springer, 2013.
3. Handbook of Polymer Nanocomposites. Processing, Performance and Application. Volume B: Carbon Nanotube Based Polymer Composites / Eds. K. K. Kar, J. K. Pandey, S. Rana. Berlin: Springer, 2015.
4. Rahmandoust M., Ayatollahi M.R. Characterization of carbon nanotube-based composites under consideration of defects. Cham: Springer, 2016.
5. Wang Y., Wei F., Luo G., Yu H., Gu G. The large scale production of carbon nanotubes in a nanoagglomerate fluidized bed reactor // Chem. Phys. Lett. 2002. Vol. 364. Pp. 568–572.
6. Zhang Q., Zhao M.-Q., Huang J.-Q., Nie J.-Q., Wei F. Mass production of aligned carbon nanotube arrays by fluidized bed catalytic chemical vapor deposition // Carbon. 2010. Vol. 48. Pp. 1196–1209.
7. Kuznetsov V. L., Krasnikov D. V., Shmakov A. N., Elumeeva K. V. In situ and ex situ time resolved study of multi-component Fe–Co oxide catalyst activation during MWNT synthesis // Phys. Status Solidi B. 2012. Vol. 249. Pp. 2390–2394.
8. Рабинович О. С., Блинова А. Н., Кузнецов В. Л., Делидович А. И., Красников Д. В. Моделирование нестационарных процессов каталитического синтеза углеродных нанотрубок в псевдооживленном слое // ТОХТ. 2014. Т. 48, № 1. С. 3–14.

9. Акулич А. В., Акулич П. В., Бородуля В. А. Модификация углеродным наноматериалом поливинилацетатной дисперсии // Тепло- и массообмен–2013: Сб. науч. тр. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 2014. С. 86–90.
  10. Кривогуз Ю. М., Бородуля В. А., Рабинович О. С., Макаренко О. М. Влияние добавок углеродных наноматериалов на функционализацию полиолефинов в процессе реакционной экструзии // Полимерные материалы и технологии. 2015. Т. 1, № 1. С. 52–62.
  11. Кравцевич А. В., Свириденко А. И., Шашура Л. И. Исследование характеристик нанокомпозитов на основе полипропилена с углеродным наноматериалом // Тепло- и массообмен–2013: Сб. науч. тр. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 2014. С. 134–138.
  12. Свириденко А. И., Лысенко В. И., Кравцевич А. В., Микулич С. И., Игнатовский М. И. Модификация полипропилена комплексом наночастиц // Наноиндустрия. 2014. № 2. С. 56–65.
  13. Калиниченко А. С., Слуцкий А. Г., Шейнерт В. А., Зык Н. В., Бородуля В. А., Рабинович О. С. Перспективы использования наноразмерных порошков для получения модифицирующих лигатур // Литье и металлургия. 2015. Т. 78, № 1. С. 65–73.
- 

УДК 536.244:536.491

## **МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛОМАССОБМЕНА ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ В ПОЛОСТЯХ ПЕРЕМЕННОГО ОБЪЕМА**

**Л. В. Быков, Д. С. Янышев**

*Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),  
г. Москва, Россия*

В настоящее время с созданием новых образцов авиационной и космической техники особое значение приобретает разработка эффективных и адекватных методик моделирования нестационарных процессов тепломассобмена и гидродинамики, протекающих в различных агрегатах и системах. При этом газодинамические процессы достаточно часто являются определяющими для работы различных агрегатов и систем в целом. Яркими примерами таких систем являются пироприводы, двигатели внутреннего сгорания, а также, с известными допущениями, пневмоприводы.

Отсутствие адекватных методик расчета нестационарных процессов тепломассобмена и гидродинамики вынуждает разработчиков расходовать значительные средства на экспериментальную отработку изделий. Разработка таких методик позволяет определять основные параметры системы расчетным путем еще на этапе проработки концепции изделия с меньшими ресурсными и временными затратами.

Задача создания адекватных математических моделей для систем с нестационарным тепломассобменом газа в условиях изменяющейся во времени геометрии (объема) системы представляет собой достаточно сложную проблему.

В данной работе предлагается методика расчета процессов тепломассобмена и гидродинамики в таких системах. В общем виде задача формулируется следующим образом. Имеется некоторая полость, границы которой могут изменяться в зависимости от давления рабочего тела (газа) внутри нее по некоторому закону, характеризующему некоторой функцией

$f(p)$ , которая в общем случае является решением уравнений механики, записанных для подвижных стенок, ограничивающих полость. Рабочее тело поступает в полость через одно или несколько входных отверстий с расходами  $G_{in1}, G_{in2}, \dots, G_{in_n}$  и покидает полость посредством одного или нескольких выходных отверстий с расходами  $G_{out1}, G_{out2}, \dots, G_{out_n}$  соответственно. При этом энергия газа расходуется на работу расширения и на теплообмен со стенками полости.

Решение задачи заключается в определении состояния рабочего тела и динамики подвижных стенок в каждый момент времени.

Существенной проблемой при оценке адекватности полученных решений указанной задачи является трудность получения достоверных экспериментальных данных относительно термо- и газодинамических параметров рабочего тела в ходе нестационарного процесса. Судить об адекватности примененной расчетной методики при сравнении с опытными данными можно лишь по косвенным показателям.

В этой связи для понимания физико-химических аспектов протекающих процессов полезным оказывается использование методов вычислительной гидродинамики, позволяющей получить качественное и количественное представление о ходе нестационарных процессов в трехмерной постановке.

Для рассматриваемой задачи систему уравнений, описывающих течение сжимаемого газа, удобнее записать в векторно-матричной форме для последующего решения относительно набора переменных плотность–скорость–полная энергия. Данная система записывается следующим образом (см., например, [1]):

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = 0,$$

где  $\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{bmatrix}$  – вектор неизвестных величин,  $\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p - \tau_{xx} \\ \rho uv - \tau_{yx} \\ \rho wu - \tau_{zx} \\ \rho u(E + p/\rho) - \phi_x + q_x \end{bmatrix}$ ,

$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ \rho v^2 + p - \tau_{yy} \\ \rho wv - \tau_{zy} \\ \rho v(E + p/\rho) - \phi_y + q_y \end{bmatrix}$ ,  $\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho uw - \tau_{xz} \\ \rho vw - \tau_{yz} \\ \rho w^2 + p - \tau_{zz} \\ \rho w(E + p/\rho) - \phi_z + q_z \end{bmatrix}$  – векторы, представляющие

собой конвективные и вязкие потоки (где под  $\phi_i$  понимается диссипативная функция  $\phi_i = u_j \tau_{ij}$ ).

Приведенная система уравнений решается численно совместно с уравнениями модели турбулентности, а также с уравнениями механики, описывающими движение границ объема. При этом необходимо отметить следующие проблемные вопросы, возникающие при проведении практических расчетов:

1. Проблема определения теплофизических свойств рабочего тела. В случаях, когда рабочим телом являются продукты сгорания топлива (пиропатрона в пироприводе или горючего в ДВС), определение состава и теплофизических свойств продуктов сгорания часто

оказывается проблематичным. Часто данные по теплофизическим свойствам продуктов сгорания приводятся в справочной литературе без учета их зависимости от параметров состояния. В свою очередь, практика показывает, что точность расчета динамики движения стенок полости существенно зависит от правильности определения теплофизических свойств рабочего тела в зависимости от температуры (в частности, значения динамической вязкости в зависимости от температуры).

2. Проблема учета влияния нестационарности течения на турбулентные характеристики. Данный вопрос изучен еще недостаточно полно, однако многочисленные источники (см. например, обзор, сделанный в [2]) свидетельствуют о существенном влиянии нестационарности скорости и температуры рабочего тела на турбулентные характеристики и, как следствие, на теплообмен между газом и стенками полости. Определяющим критерием в данном случае является безразмерный комплекс вида  $(\partial \ln K / \partial t) t_{\text{turb}}$ , характеризующий соотношение между характерным временем протекания нестационарного процесса к характерному времени существования турбулентных вихрей  $t_{\text{turb}}$  различного масштаба. В настоящей работе для расчетов турбулентных характеристик применялась модель SST Менгера, поскольку данная модель наиболее адекватно (без каких-либо дополнительных модификаций) отражает влияние нестационарности на турбулентную структуру [3]. Следует отметить, что в общем случае этот вопрос требует отдельных исследований.

3. Проблема численной устойчивости решения и выбора временного шага. Выбор временного шага в рассматриваемой задаче – вопрос нетривиальный. Так, к примеру, у пиропроводов характерное время работы составляет порядка  $10^{-1}$  с, а характерное время протекания газодинамических процессов – менее  $10^{-5}$ – $10^{-6}$  с. Для обеспечения численной устойчивости решения приходится проводить расчет с шагом по времени, пропорциональным  $10^{-7}$ – $10^{-8}$  с. Требования к шагу по времени при расчете еще более ужесточаются, если газодинамические процессы сопровождаются химическими реакциями (например – догорания топлива), что приводит к значительному возрастанию общего времени расчета.

Учитывая проблему, указанную в п. 3, трехмерную модель газовой и твердотельной динамики системы нельзя признать эффективным инструментом с точки зрения практического инженерного использования. В связи с этим, для решения задачи оптимизации конструкции конкретного изделия, с инженерной точки зрения, требуется разработка упрощенных методик расчета.

Оптимальным в этом свете представляется построение модели газовой и твердотельной динамики системы с сосредоточенными параметрами. При этом трехмерная модель и результаты расчетов, проведенных с ее помощью, служат основой для построения упрощенной модели и устранения ее неопределенностей.

Методика построения модели с сосредоточенными параметрами для уравнений динамики газа внутри полости основывается на применении метода контрольного объема. Рассматриваемая физическая система разбивается на ряд условных полостей, для каждой из которых записываются интегральные уравнения баланса массы и энергии. Потоки массы и энергии между полостями рассчитываются через соответствующие функции расхода в зависимости от соотношения давлений между полостями. Коэффициенты расхода берутся из результатов, полученных в ходе трехмерного моделирования.

Утечки тепла через стенки рассчитываются с помощью формулы Ньютона для конвективного потока тепла с использованием среднерасходных чисел Рейнольдса в полостях для оценки коэффициента теплоотдачи.

Полученные «нульмерные» уравнения динамики рабочего тела в полости решаются совместно с уравнениями динамики подвижных стенок полостей, записанных относительно смещения от исходного положения.

В обобщенном виде описанная система уравнений для  $j$ -й полости имеет вид

$$\frac{\dot{p}_j}{p_j} = \frac{RT_j}{p_j V_j(\mathbf{x}_j)} \left[ \sum_i G_{ij}(p_i, p_j) + Y_j \right] + \frac{\dot{T}_j}{T_j} - \frac{\dot{V}_j(\mathbf{x}_j)}{V_j(\mathbf{x}_j)}, \quad (1)$$

$$\frac{\dot{T}_j}{T_j} = \frac{R}{p_j V_j(\mathbf{x}_j)} \left\{ \left[ \sum_i G_{ij}(p_i, p_j) + Y_j \right] T_j - k \sum_i G_{ij}(p_i, p_j) \cdot T_i + \frac{q_j}{c_v} \right\}, \quad (2)$$

$$M\ddot{\mathbf{x}}_j + \beta\dot{\mathbf{x}}_j + \gamma\mathbf{x}_j = A_j(p_j - p_a) \cdot \mathbf{n}_j. \quad (3)$$

Уравнение (1) получено из закона сохранения массы, уравнение (2) – из уравнения энергии, уравнение (3) – из второго закона Ньютона, с учетом поступательного движения стенок. В данных уравнениях  $Y_j$  – источник массы в  $j$ -й полости (например, сгорающий пиропатрон),  $G_{ij}$  – расход из  $i$ -й в  $j$ -ю,  $\mathbf{x}_j$  – вектор смещения стенок в  $j$ -й полости,  $A_j$  – площадь поверхности подвижных стенок,  $\mathbf{n}_j$  – вектор нормали к данной поверхности,  $M$  – масса подвижных стенок (или приведенная масса механизма, приводимого в движение посредством расширения рабочего тела в системе),  $\beta$ ,  $\gamma$  – коэффициенты вязкости и упругости для подвижных стенок.

Опыт построения и проведения расчетов с помощью описанных «нульмерных» моделей показывает:

1. Корректность результатов расчета сильно зависит от правильного определения теплофизических свойств рабочего тела.
2. Для правильного расчета потоков массы и энергии между полостями существенную роль играет правильное определение коэффициентов расхода.
3. Между уравнениями газовой динамики и динамики стенок полостей существует сильная взаимная связь. Ошибка в определении присоединенной массы  $M$  (которая в общем случае является переменной величиной, зависящей от координаты стенки) существенно влияет на динамику всего процесса в целом и может приводить к значительным ошибкам в интегральных характеристиках.

Описанная методика была использована при расчете привода катапультного устройства, приводимого в действие пиропатроном.

Расчетная схема и результаты моделирования изменения давления и координаты подвижной стенки (шток привода) для одного из режимов приведены на рис. 1.

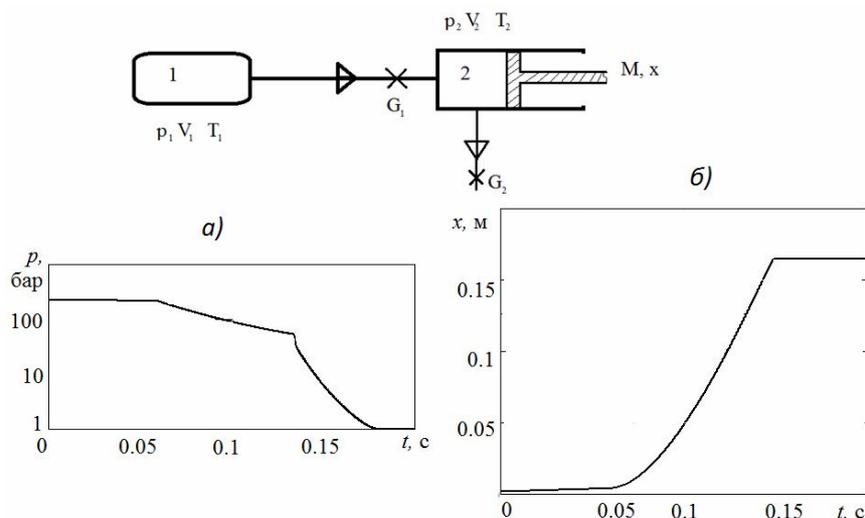


Рис. 1. Расчетная схема и результаты расчета приводного устройства: *а* – среднееинтегральное значение давления по системе в целом, *б* – координата перемещения подвижной стенки

Полученные расчетные зависимости показали хорошее совпадение с результатами натуральных экспериментов как по величине интегрального значения давления, так и по времени срабатывания устройства.

Разработанная методика инженерного проектирования позволила осуществить модернизацию устройства, расширив диапазон его применимости.

### **Литература**

1. Быков Л. В., Молчанов А. М. и др. Вычислительная механика сплошных сред в задачах авиационной и космической техники. М.: УРСС, ООО «Ленанд», 2015. – 668 с.
  2. Краев В. М., Яньшев Д. С. Нестационарные турбулентные течения в каналах энергоустановок СибГАУ. Красноярск, 2014. – 276 с.
  3. Menter F. R. Zonal Two Equation  $k-\omega$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows // AIAA. 1993. Paper 93-2906.
- 

УДК 621.452.3.034

## **ОСОБЕННОСТИ ПОДГОТОВКИ КЕРОСИНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ГАЗОТУРБИННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ С НИЗКОЙ ЭМИССИЕЙ $\text{NO}_x$**

**А. Ю. Васильев, В. М. Захаров, О. Г. Челебян, В. П. Маслов**

*ФГУП "Центральный институт авиационного моторостроения им. П. И. Баранова",  
г. Москва, Россия*

Большое число работ, проводимых в России и за рубежом, посвящено разработке малоэмиссионных газотурбинных двигателей (ГТД) [1]. Однако постоянное ужесточение экономических требований эксплуатантов и экологических требований по нормам международной организации гражданской авиации ИКАО заставляет проводить все новые исследования и улучшать характеристики изделий.

Тенденция совершенствования газотурбинных двигателей гражданской авиации позволила достичь на сегодняшний день такого высокого уровня, что требуется детальное изучение и оптимизация каждого отдельного протекающего процесса для достижения более высоких характеристик. Так, например, общеизвестно: обеспечение необходимого уровня совокупных характеристик газотурбинного двигателя, таких как уверенный запуск, широкий диапазон устойчивой работы, полнота сжигания топлива и низкая эмиссия вредных веществ зависят, в частности, от надежной работы камеры сгорания (КС). При этом, большинство исследователей в данной области сходятся во мнении, что достижение высокого уровня перечисленных характеристик в самой КС обуславливается, не в последнюю очередь, качеством процесса дробления жидкого топлива и предварительного перемешивания его с воздухом во фронтном устройстве [2].

В представленной работе в тезисной форме приведены некоторые рассуждения о характеристиках топливовоздушного аэрозоля, позволяющих сжигать его с малым выделением вредных веществ. Описываются результаты экспериментального исследования, спроектированного на основе приведенных рассуждений фронтного модуля, с целью оптимизации процесса дробления и распределения топлива в условиях закрученного

течения. В заключение приводятся значения эмиссионных характеристик, полученных при проведении горячих испытаний в модельном отсеке КС.

Общеизвестно, что сжигание "идеальной" гомогенной предварительно подготовленной топливовоздушной смеси в модельных тепловых генераторах позволяет получить низкую эмиссию вредных веществ на выходе. Однако в реальных КС ГТД нет ни места ни времени для осуществления такой подготовки. Отсюда ясно, что необходимо максимально полно использовать имеющееся пространство и время пребывания для устремления характеристик керосиново-воздушной смеси к "идеальным". Можно заключить (здесь и далее – мнение авторов работы), что для предварительного прогрева топлива необходимо максимально "растянуть" время контакта его с воздухом на начальном участке, т. е. снизить расход воздуха во фронтное устройство и удалить от выхода точки впрыска топлива. При этом расход воздуха должен быть достаточным для эффективного дробления топлива. По предварительным результатам исследований отношение масс воздуха и топлива должно быть не менее трех. Для формирования равномерно распределенного по окружности аэрозоля точек впрыска топлива должно быть несколько (не менее четырех). А для обеспечения равномерного распределения топлива по диаметру факела распыла необходимо применение нескольких воздушных каналов с разной степенью закрутки потока. Каждый из потоков должен быть засеян топливом. Внешний воздушный поток (без добавления топлива) ограничивает вылет капель за границу факела и додрабливает отдельные крупные капли на периферии аэрозоля. Мелкость капель в сформированном за выходом фронтного устройства аэрозоле должна приближаться к монодисперсному аэрозолю (максимальный диаметр не должен превышать 40 мкм, а средний – составлять около 20 мкм). На оси устройства должна существовать небольшая зона обратных токов для стабилизации пламени (требуемая степень ее обогащения топливом должна быть уточнена). И последнее: распределение в факеле массовых потоков топлива и воздуха должно быть согласованно и иметь отношение в каждой точке близкое к постоянному (больше трех). По-видимому, также необходимо согласовывать объем свежей топливовоздушной смеси с объемом и тепловой мощностью зон стабилизации пламени (возможно около 20–30%), но в этом направлении требуется проведение дополнительного объема работ. Таким образом, выполнение данных условий максимально приблизит параметры смеси к "идеальным" без применения отдельных специализированных устройств

На основе приведенных рассуждений и для их апробации, был спроектирован фронтной модуль модельной КС и проведены его автономные испытания. Конструкция горелки представляет собой одноканальный пневматический распылитель с распределением топлива по оси и периферии, двойным профилированным соплом и тремя воздушными завихрителями. Все испытания проводились на стенде лазерной диагностики факелов распыливания за фронтными устройствами в условиях открытого пространства, моделируя режим работы горелки в огневых испытаниях отсека КС при повышенном давлении среды. Измерения дисперсных характеристик топливовоздушного факела распыла выполнялись методом фазодоплеровской анемометрии комплексом лазерных излучателей аппаратуры PDPA.

В процессе экспериментальных исследований показано, что увеличение интенсивности закрутки воздуха позволяет повысить степень гомогенизации смеси и улучшить перемешивание топлива с воздухом (интенсифицировать массообмен). Для процесса пневматического дробления важно иметь равномерный высокоскоростной поток закрученного воздуха при низкой скорости подачи топлива в него. Распад топливной струи происходит в несколько этапов. Так как скорость воздуха по радиусу увеличивается от центра к периферии, то первоначальный момент взаимодействия струй топлива с воздухом происходит в низкоскоростном слое, расслаиваясь на несколько отдельных струй меньших диаметров, или образуя пленку на поверхности. На втором этапе дробления снижается устойчивость этих

струй, что приводит к распаду и образованию каплевидных форм, или на поверхности пленки образуются волны, которые срываются воздушным потоком. Третий этап дробления представляет собой додрабливание отдельных крупных капель из-за высокой турбулизации воздуха и их распределение в потоке газа. При этом более мелкие капли топлива будут следовать за струями воздуха, а слишком крупные капли могут, наоборот, тянуть за собой слои воздуха. Для улучшения смешения и додрабливания крупных частиц в поток устанавливают различные виды турбулизаторов (сопла, острые кромки и др.), которые представляют собой дополнительные площадки улучшения смешения. Общий вид факела распыливания за фронтальным устройством КС при разном соотношении массы подведенного топлива к воздуху приведен на рис. 1.

На выходе из сопловой части распылителя закрученная масса смеси начинает расширяться, образуя факел распыла. Полученный аэрозоль можно рассматривать как комбинацию из двух зон: первичной (стабилизационной) и вторичной (основной), отличающихся как по интенсивности течения, так и по мелким каплям. Обычно в первичной зоне формируется зона обратного течения (ЗОТ), которая служит для стабилизации пламени. В такой зоне находятся самые мелкие частицы, непрерывно циркулирующие в пределах границ ЗОТ. Питание топливом происходит как из вторичной зоны путем затягивания капель, так и из центрального топливоздушного сопла. Во вторичной зоне формируется более плотный поток, засеянный более крупными по диаметру частицами топлива, размер которых с увеличением радиуса растет. Также, анализируя полученные фотографии распыла, следует отметить наличие на границе факела местных пульсаций концентрации топлива. Механизм их образования заключается в дополнительном подмешивании внешнего воздуха из окружающей среды. Такие пульсации имеют некоторую периодичность, зависящую от скорости воздуха и массы топлива.

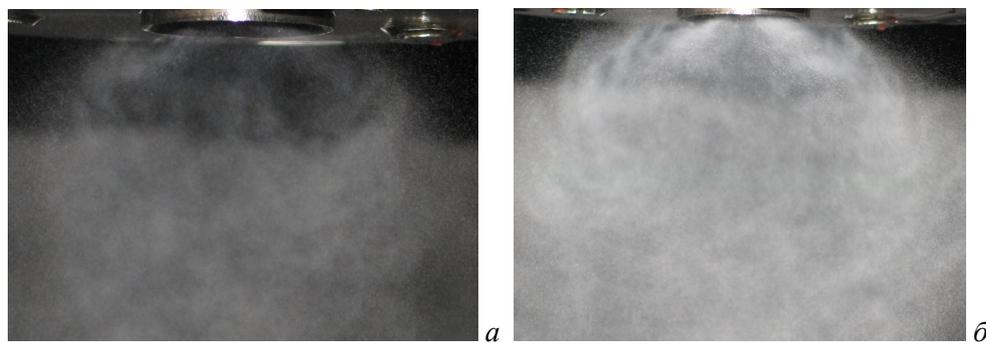


Рис. 1. Фотографии образования аэрозоля за грелкой с пневмораспылом топлива ( $\Delta P_0 = 20$  кПа,  $G_0 = 21,5$  г/с): *а* –  $G_m = 0,3$  г/с, *б* –  $G_m = 1$  г/с

На рис. 2 приведены кривые распределения дисперсных характеристик топливоздушного аэрозоля на расстоянии 30 мм от среза сопла и шагом измерения 5 мм. Основная зона горения в современных КС формируется примерно на расстоянии 30–50 мм от фронта жаровой трубы до начала первого ряда основных отверстий. Исходя из этого и было выбрано данное расстояние для определения основных характеристик потока распыливания.

Из приведенных графиков видно, что добиться наилучшего дробления и перемешивания удастся достичь лишь при моделировании режима распыливания с перепадом давления  $\Delta P_0 = 20$  кПа, который соответствует стандартному значению в 4% потерь полного давления на КС в условиях малого газа. Образование широкой и протяженной ЗОТ также наблюдается при большом скоростном напоре воздуха, а на двух других режимах имеется след наличия циркуляционной зоны, но находящегося на расстоянии менее одного калибра фронтального модуля. Эти графики показывают эффективность процесса массообмена воздух-топливо при правильном подборе соотношения компонентов.

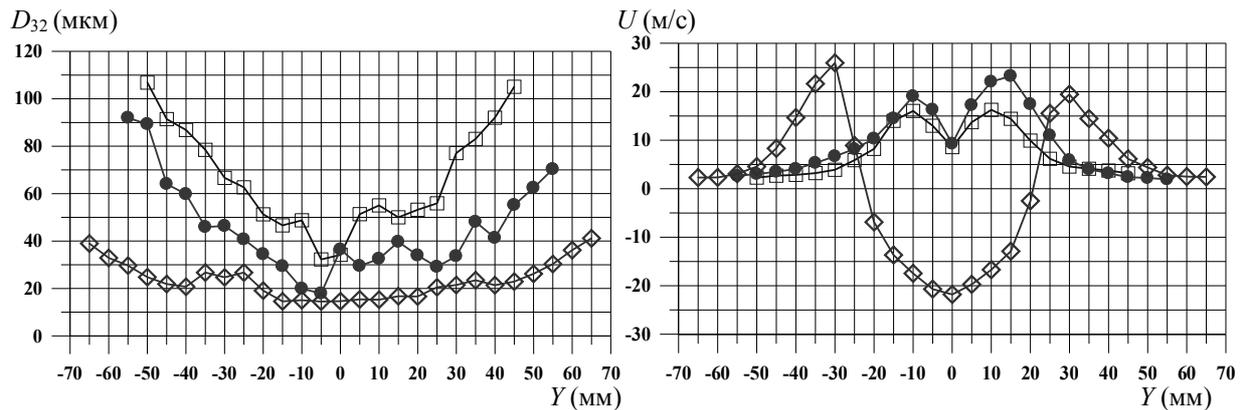


Рис. 2. Распределение среднезаугоревского  $D_{32}$  диаметра капель и осевой  $U$  скорости частиц в потоке за горелкой:  $\square$  –  $\Delta P_e = 3$  кПа,  $G_e = 8,9$  г/с,  $G_m = 6$  г/с;  $\circ$  –  $\Delta P_e = 10$  кПа,  $G_e = 8,9$  г/с,  $G_m = 6$  г/с;  $\diamond$  –  $\Delta P_e = 20$  кПа,  $G_e = 21,5$  г/с,  $G_m = 1$  г/с

Рассмотрим кривые распределения поля объемной концентрации частиц топлива, которые представлены ниже на рис. 3.

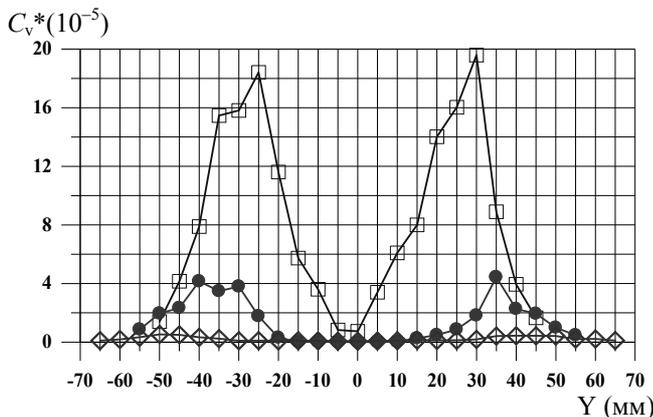


Рис. 3. График распределения концентрации топлива в потоке за горелкой:  $\square$  –  $\Delta P_e = 3$  кПа,  $G_e = 8,9$  г/с,  $G_m = 6$  г/с;  $\circ$  –  $\Delta P_e = 10$  кПа,  $G_e = 8,9$  г/с,  $G_m = 6$  г/с;  $\diamond$  –  $\Delta P_e = 20$  кПа,  $G_e = 21,5$  г/с,  $G_m = 1$  г/с

При больших расходах топлива концентрация принимает максимальные значения в местах коагуляции капель, и из-за снижения степени интенсивности смешения распределяется по окружности в потоке с неоднородным полем по диаметру факела распыла. Хорошо перемешанная топливовоздушная смесь с мелкодисперсной структурой распределяется равномерно в потоке газа.

В результате проведенных исследований было установлено, что эффективность процесса дробления и перемешивания в закрученном потоке зависит от способа взаимодействия потоков топлива и воздуха. Добиться равномерного распределения топлива можно при вводе обтекателей или установкой дополнительного блока завихрителей, что улучшит процесс смесеобразования. Наиболее равномерный и монодисперсный поток распыливания обеспечивается за фронтовым устройством с многостадийным пневмораспылом топлива. Полученная высокая степень гомогенизации смеси за горелкой подтверждается результатами огневых испытаний в составе модельного трехгорелочного отсека КС в условиях на входе при  $P_k = 443$  кПа и  $T_k = 679$  К, измеренный в пробе газа индекс эмиссии оксидов азота составляет  $E_{INO_x} = 0,94$  г/кг топл. Данный результат соответствует самым перспективным нормам ICAO с большим запасом, и может быть получен только при сжигании гомогенной смеси.

Таким образом, предложенный способ подготовки керосино-воздушной смеси в КС ГТД доказал свою работоспособность и позволил добиться низких выбросов вредных веществ.

### Литература

1. Progressing Gas Turbine performance / Ed. E. Bernini. Publisher Intech, 2013. – 268 p.
  2. Лефевр А. Н. Процессы в камерах сгорания ГТД. Пер. с англ. М.: Мир, 1986. – 566 с.
- 

УДК 621.452.3.034

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ И АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ СОЗДАНИИ МАЛОЭМИССИОННОЙ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ МАЛОРАЗМЕРНЫХ ГАЗОТУРБИННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

А. Ю. Васильев, В. П. Ляшенко, О. Г. Челебян, Р. С. Медведев

*ФГУП "Центральный институт авиационного моторостроения им. П. И. Баранова",  
г. Москва, Россия*

Описываются некоторые проблемы, с которыми столкнулись авторы при разработке камер сгорания малоразмерных газотурбинных двигателей (МГТД) и выбранные ими методы решения этих проблем. Разработка камер сгорания МГТД создает ряд специфических проблем. Среди них самая важная – это обеспечение работы на низких по температуре и давлению воздуха в камере режимах малой мощности двигателя. Заниженные входные параметры воздуха вызывают трудности с достижением высокой полноты сгорания топлива и приводят к конструктивному усложнению систем подачи топлива (использованию испарительных систем, вращающихся форсунок, форсунок с перепуском топлива и др.). Отсюда вытекают сложности с выполнением экологических требований к двигателям, относящиеся к снижению дымления и выбросов несгоревших углеводородов и СО.

В связи с этим решение проблемы снижения эмиссии вредных веществ (СО и UCH) осуществлялась на основе накопленного опыта. Основной упор делался на улучшение качества распыливания топлива в системе форсунка–завихритель.

Оптимизация системы топливная форсунка–воздушный завихритель начата с анализа литературных данных. Авторами создана классификация таких систем, приведенная в работе [1], она дополнена описаниями принципов работы, достоинств и недостатков различных типов устройств. В данном случае, по совокупности требований и ограничений, выбрана схема подачи воздуха в головную часть камеры с использованием двухкаскадных тангенциальных завихрителей с односторонней закруткой потока. Схема топливной форсунки также была определена после большого объема расчетно-экспериментальных исследований. Выбор был остановлен на форсунке с перепуском топлива. Наличие внешнего воздушного завихрителя и габаритных ограничений потребовало отхода от классической конструкции такой форсунки. Спроектированная форсунка имеет коническую камеру закручивания и шнековый подвод топлива.

Топливо подается в кольцевую полость, закручивается в конусном шнеке. Дискретные струи топлива попадают в камеру закручивания, где часть топлива, раскрываясь в коническую пленку и приобретая импульс от суммарного расхода топлива, высококачественно распыливается через профилированное сопло в воздушный завихритель, а оставшая часть топлива отводится через отверстие перепуска. Воздушный завихритель позволяет интенсивно перемешивать и дробить топливо воздухом из первого каскада завихрителя, сдувать и додрабливать оседающее на стенки топливо воздухом из второго каскада завихрителя и организовать на оси системы устойчивую зону обратных токов для стабилизации пламени.

Выполнены автономные испытания такой системы с целью определения мелкости распыливания топлива. Проведено сравнение с аналогичной по типу форсункой, работающей без воздушного завихрителя (рис. 1). Явно видно, что заложенные в конструкцию системы распыливания особенности позволили добиться улучшения качества распыла в 1,5–2 раза. Небольшое увеличение размеров капель на режиме взлета справа объясняется неточностями изготовления профилированного сопла на экспериментальном образце. Средний заутеровский диаметр капель для разработанной системы составляет около 40 мкм. Интересно, что мелкость капель практически не зависит от режима работы двигателя (массы впрыскиваемого топлива). По-видимому, эффект от улучшения работы самой форсунки (с увеличением расхода топлива качество распыла за автономной форсункой улучшается) нивелируется уменьшением относительной скорости распыливающего воздуха. Такая система использована в дальнейших исследованиях.

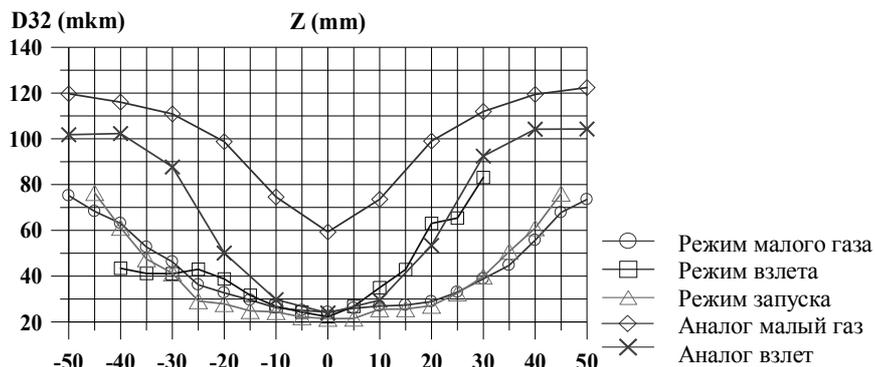


Рис. 1. Определение мелкости распыливания топлива по диаметру факела

Для обеспечения требуемых характеристик на выходе из камеры сгорания проведена расчетная оптимизация, при которой варьировалось количество воздуха подаваемого по длине жаровой трубы. Это необходимо для быстрого высокотемпературного сжигания топлива в первичной зоне и интенсивного теплоотвода в зоне разбавления.

Расчет конструкции полноразмерной камеры сгорания, включающей в себя все мероприятия, описанные выше, осуществлялся в программе CFD-ACE+. Расчет производился для части камеры сгорания, включающей один сектор. Каждый сектор соответствовал углу  $30^\circ$  и включал одну горелку фронтального устройства. Предполагалось, что течение газа во всех секторах аналогично и на границах сектора использовались условия периодичности течения. Сетка для расчета составляла 14,5 млн. ячеек. Расчетная оптимизация позволила виртуально спроектировать полноразмерную камеру сгорания, отвечающую всем предъявляемым к ней требованиям.

Однако из опыта работ известно, что в камерах сгорания невозможно на сегодняшний день получить расчетное подтверждение всех характеристик с достаточной степенью достоверности. Поэтому для подтверждения работоспособности разработанной конструкции и верификации применяемых методов расчета был спроектирован трехгорелочный отсек камеры сгорания с геометрией приближающейся к оптимизированному варианту полноразмерной камеры сгорания.

Сравнение результатов расчетных исследований и экспериментальных данных, полученных при испытании отсека камеры сгорания, дало следующие результаты. Сопоставление содержания оксидов азота  $\text{NO}_x$  в выхлопных газах выявляет более высокие значения ppm в экспериментальных исследованиях: 37 ppm (Exp), 28 ppm (Calc). Достоверность пробы газа подтверждается следующим: альфа топливное = 3,94; альфа пробы газа = 3,72; погрешность измерения около 6%;  $t_{\text{пробы}} = 170^\circ\text{C}$ . Можно предположить, что в выбранной системе моделирования  $\text{NO}_x$  величина  $\text{NO}_2$  рассчитывается с недостаточной точностью. Обоснованием

данного предположения служит величина концентрации NO, определенная в эксперименте – 25,7 ppm. Видно, что значения NO<sub>x</sub> расчетного и NO в эксперименте очень близки. Эффективность сжигания топлива в обоих случаях одинакова, даже несмотря на использование в расчете условия адиабатичности стенок:  $\eta = 99,6\%$  (Exp),  $\eta = 99,7\%$  (Calc).

Сравнение полей температуры на выходе из жаровой трубы в осевом сечении средней форсунки приведено на рис. 2. Можно отметить, что форма кривых близка, а интегральные средние значения практически совпадают – разница 7% от степени подогрева. Значение экспериментальной температуры 949 К, а интегральное среднее значение расчетной температуры 984 К с учетом примененного условия адиабатичности на стенках жаровой трубы.

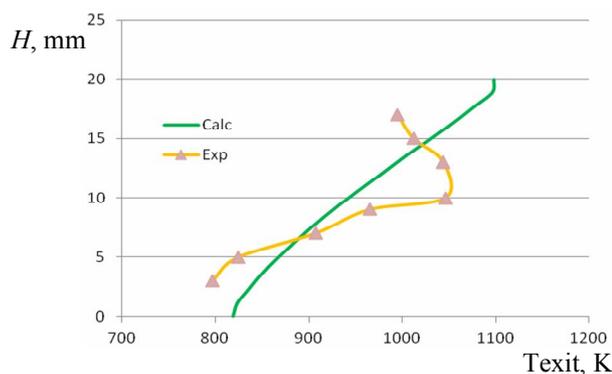


Рис. 2. Сравнение полей температуры на выходе из жаровой трубы

Дополнительно необходимо отметить некоторые измеренные характеристики, не сопоставленные с расчетом из-за отсутствия данных. Экспериментально определены границы зажигания и бедного срыва отсека на высотах 2 и 6 км. На высоте 6 км камера имеет точку розжига и границу устойчивого горения. Значения температуры стенок значительно ниже предельной рабочей температуры применяемого материала, следовательно разработана эффективная система охлаждения стенок. Определенный на режиме 100% выброс CO составляет 275 ppm, что приближенно к требованиям в 250 ppm. Число дымности удовлетворяет требованию  $SN \leq 30$ .

Таким образом, концепция камеры сгорания и сделанные предположения подтвердили свою работоспособность на примере испытания трехгорелочного отсека. Расчетные и экспериментальные данные имеют приемлемое соответствие. Следовательно, возможно использовать выбранную методику расчета для доводки характеристик полноразмерной камеры сгорания.

С учетом полученного опыта спроектирована полноразмерная камера сгорания газотурбинного двигателя, обеспечивающая низкий уровень вредного воздействия отработавших газов на окружающую среду. Примерный внешний вид такой камеры сгорания представлен на рис. 3.

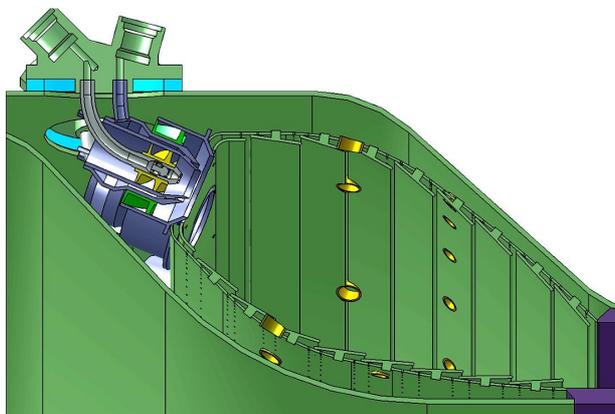


Рис. 3. Примерный внешний вид полноразмерной камеры сгорания МГТД

Работа выполнялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант №15-08-06293.

### Литература

1. Васильев А. Ю. Сравнение характеристик различных типов форсунок, работающих с использованием воздушного потока // Вестник СГАУ. 2007. № 2(13). С. 54–61.

---

УДК 536.468

## ПРЕДЕЛЬНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ОКИСЛИТЕЛЯ ДЛЯ УСТОЙЧИВОГО ЗАЖИГАНИЯ СУСПЕНЗИОННЫХ ОРГАНОВОДОУГОЛЬНЫХ ТОПЛИВ

К. Ю. Вершинина, Д. О. Глушков, П. А. Стрижак

*Томский политехнический университет, г. Томск, Россия  
e-mail: vershininaks@gmail.com*

С целью расширения сырьевой базы для энергетики и эффективной утилизации низкосортных отходов переработки углей [1–3] и отработанных нефтепродуктов [4–6] изучены макроскопические закономерности, условия и характеристики устойчивого зажигания капель трехкомпонентных (уголь, вода, жидкий нефтепродукт) органоводоугольных топлив (ОВУТ) в потоке окислителя. Исследования проводились с применением стенда, схема которого представлена на рис. 1.

Исследования проведены для трех типичных кеков – отходов переработки углей обогатительных фабрик Кемеровской области Российской Федерации: «Северная» (каменный уголь марки К), «Черниговская-Коксовая» (каменный уголь марки СС), «Калтанская-Энергетическая» (каменный уголь марки Т). Доля сухого угля в кеках составляла: марка К – 56.5%, марка СС – 62.1%, марка Т – 60.9%. Также исследованы суспензии на основе бурого угля марки «Б1» («Таловское» месторождение Томской области), бурого угля марки Б2 (разрез «Бородинский» Красноярского края), бурого угля марки Б3 (разрез «Балахтинский» Красноярского края), каменного угля марки Д («Листвянское» месторождение Новосибирской области). В качестве жидкого горючего компонента ОВУТ применялись составы на основе отработанных моторного, турбинного и трансформаторного масел, тяжелой нефти. Во все составы добавлялся пластификатор «Неолас».

Методика изучения процессов зажигания заключалась в следующем. Капля ОВУТ нагревалась в потоке воздуха, генерируемого в цилиндре 1 из кварцевого стекла (рис. 1). С использованием нагнетателя 2 и нагревателя 3 температура окислителя  $T_g$  варьировалась в диапазоне 500–900 К, скорость потока воздуха  $V_g$  – в диапазоне 0.5–5 м/с. Контроль  $T_g$  выполнялся в двух крайних точках цилиндра 1 на оси симметрии. Использовались хромель-алюмелевые (диапазон измеряемых температур 273–1373 К, систематическая погрешность  $\pm 3$  К, инерционность не более 10 с) термопары 5. Скорость  $V_g$  определялась в дополнительных опытах при температуре окислителя около 300 К анемометром UnionTest AN110.

Генерация капель ОВУТ выполнялась электронным дозатором (минимальный и максимальный забираемые объемы – 1 мкл и 10 мкл, шаг варьирования – 0.1 мкл). Капли заданных размеров после генерации дозатором подвешивались на спай малоинерционной термопары 6 (рис. 1). Использовалась платина-платинородиевая термопара (диапазон измеряемых температур 273–1873 К, систематическая погрешность  $\pm 1$  К, инерционность не

более 1 с). Измерялась температура ( $T_d$ ) на границе спай термопары – капля ОВУТ. В первом приближении значение  $T_d$  можно считать температурой в центре капли.

Выполнялась регистрация времени задержки зажигания ( $\tau_d$ ) и полного сгорания ( $\tau_c$ ). Параметр  $\tau_d$  представлял время с момента ввода капли в цилиндр до выполнения условий начала горения кокса (контролировалось одновременное выполнение неравенства  $T_d > T_g$  и достижения скорости изменения  $T_d$  не менее 10 К/с). Параметр  $\tau_c$  – время с момента ввода капли в цилиндр до полного выгорания (характеризуется выходом значения  $T_d$  на стационарное значение, соответствующее  $T_g$ ).

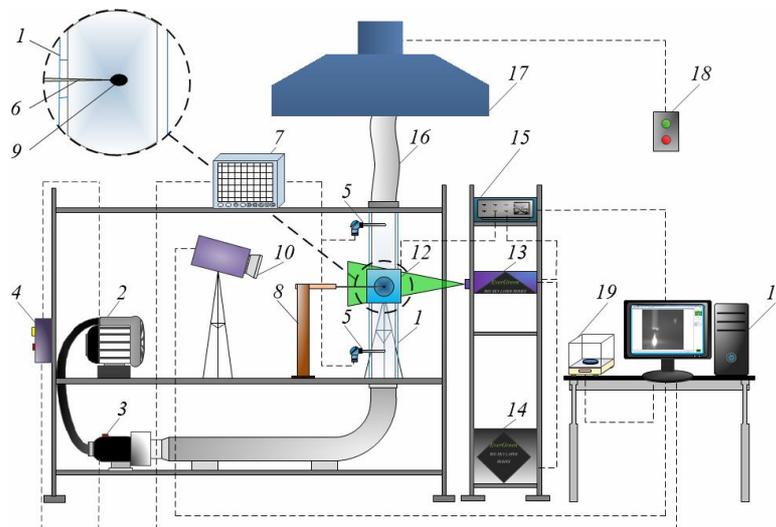


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 – полый цилиндр из кварцевого стекла; 2 – нагнетатель; 3 – нагреватель; 4 – пульт управления; 5 – термоэлектрический преобразователь; 6 – малоинерционный термоэлектрический преобразователь; 7 – регистратор температуры; 8 – координатный механизм; 9 – капля топлива; 10 – высокоскоростная видеокамера; 11 – компьютер; 12 – кросскорреляционная видеокамера; 13 – двойной твердотельный лазер; 14 – генератор лазерного излучения; 15 – синхронизатор; 16 – воздухопровод; 17 – вентиляционная система; 18 – пульт управления вентиляционной системой; 19 – аналитические весы

Для установления специфических особенностей обтекания потоком окислителя капли ОВУТ проведены дополнительные эксперименты с использованием метода PIV (рис. 2).

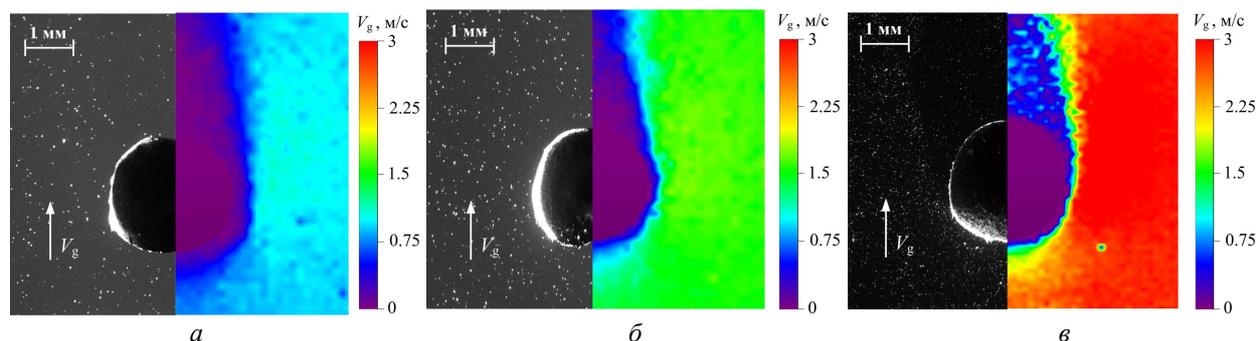


Рис. 2. Типичные поля скоростей потока воздуха в окрестности капли ОВУТ (состав: 47% кек каменного угля марки К + 47% вода + 5% моторное масло + 1% пластификатор) при  $R_d \approx 2$  мм и  $V_g$ : а – 1 м/с, б – 1.5, в – 3

Наибольшие значения скорости движения потока окислителя зарегистрированы у поверхности образца, фронтальной к направлению движения воздуха (т. е. со стороны набегающего потока окислителя). В рассматриваемых условиях доминируют радиационный и конвективный теплообмен на границе капля – окислитель. При повышении температуры

воздуха радиационный (лучистый) поток к поверхности капли существенно быстрее увеличивается (как правило, в несколько раз превышает) по сравнению с конвективным. В таких условиях изменение скорости движения потока окислителя достаточно умеренно влияет на времена  $\tau_d$ .

Выявлено, что для зажигания капель топливных композиций (табл. 1) с большими размерами достаточны меньшие температуры окислителя по сравнению с малыми каплями. Видеограммы проведенных экспериментов показали, что этот эффект, скорее всего, обусловлен особенностями влияния концентрации компонентов газовой смеси и температуры на скорость их газофазного окисления и гетерогенного горения коксового остатка.

Таблица 1

Минимальные температуры окислителя ( $T_g$ , К), достаточные для устойчивого зажигания капель ОВУТ (состав: 47% угольная пыль + 47% вода + 5% горючая жидкость + 1% пластификатор) при  $V_g \approx 5$  м/с

Горючий компонент	Кек каменного угля марки			Бурый уголь марки			Каменный уголь марки Д	$R_d$ , мм
	К	СС	Т	Б1	Б2	Б3		
Отсутствует	Нет зажигания	870	850	660	680	680	770	0.5
	860	860	840	640	670	670	760	1
	840	860	820	630	650	660	750	1.5
Турбинное масло, отработанное с механическими примесями и водой	Нет зажигания	870	830	670	690	710	810	0.5
	860	850	790	650	680	700	790	1
	830	850	720	630	670	680	770	1.5
Трансформаторное масло отработанное	870	870	850	680	680	700	780	0.5
	850	860	830	670	680	690	760	1
	820	850	730	630	660	670	750	1.5
Турбинное масло отработанное	870	870	810	660	680	690	770	0.5
	850	860	770	650	670	680	760	1
	800	850	720	620	650	660	740	1.5
Моторное масло отработанное	870	870	850	680	680	690	770	0.5
	850	850	820	660	670	680	760	1
	810	830	770	620	650	670	750	1.5
Тяжелая нефть	870	Нет зажигания	850	680	700	710	800	0.5
	860	860	830	660	690	700	780	1
	830	850	770	640	670	680	760	1.5

Тренд изменения  $T_d$  на рис. 3 показывает, что максимальное тепловыделение имеет место на стадии горения коксового остатка. Достижение температуры  $T_d$  (рис. 3) постоянного значения (около 850 К) означает завершение горения коксового остатка ОВУТ. При этом не протекают процессы, сопровождающиеся выделением или поглощением энергии.

Экспериментальным путем получены зависимости времени задержки зажигания и времени горения исследуемых составов топлив от основных параметров – температуры и скорости потока окислителя, а также начального размера капель.

В результате проведенного исследования установлены предельные (минимальные) температуры (620–870 К) окислителя для устойчивого зажигания капель ОВУТ с разными размерами (0.5–1.5 мм) и компонентным составом. Выявлено, что инерционность процесса зажигания увеличивается практически пропорционально с изменением размера капли.

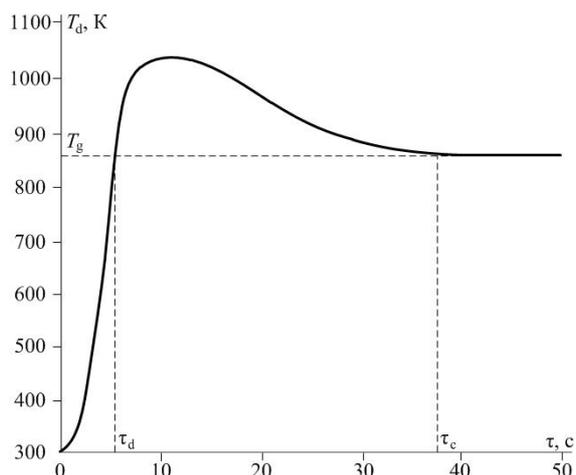


Рис. 3. Типичное изменение температуры в капле ОБУТ (47% кек каменного угля марки К, 47% вода, 5% отработанное моторное масло, 1% пластификатор «Неолас») в процессе нагрева при условиях  $R_d \approx 1.25$  мм,  $T_g \approx 850$  К,  $V_g \approx 5$  м/с

Показано, что из всех параметров исследуемого процесса доминирующим является температура окислителя. Выделено, что на границе капли – окислитель радиационный тепловой поток существенно (в несколько раз) превышает конвективный и кондуктивный. Оптимизация (времена задержки зажигания и полного сгорания могут меняться от нескольких секунд до минуты) процессов сжигания водоугольных суспензий в энергетике возможна в направлении низкотемпературных режимов инициирования горения композиционных топлив на основе типичных отходов переработки углей и нефтей.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 15-19-10003).

### Обозначения

$T_d$  – температура в капле ОБУТ, К;  $T_g$  – температура окислителя;  $T_m$  – минимальная температура зажигания, К;  $R_d$  – радиус капли, мм;  $V_g$  – скорость потока воздуха, м/с;  $\tau_d$  – время задержки зажигания, с;  $\tau_c$  – время горения, с.

### Литература

1. Савицкий Д. П., Егурнов А. И., Макаров А. С., Завгородний В. А. Жидкое топливо на основе угольных шламов и бурого угля (Обзор) // Энерготехнологии и ресурсосбережение. 2009. № 1. С. 13–17.
2. Трубецкой К. Н., Зайденварг В. Е., Кондратьев А. С., Мурко В. И., Кассихин Г. А., Нехороших И. Х. Водоугольное топливо – результаты разработки и перспективы применения в России // Теплоэнергетика. 2008. № 5. С. 49–52.
3. Горлов Е. Г., Серегин А. И., Ходаков Г. С. Условия реализации шламов угледобывающих и углеперерабатывающих предприятий в виде суспензионного топлива // Химия твердого топлива. 2007. № 6. С. 51–57.
4. Овчинников Ю. В., Цепенюк А. И., Шихотинов А. В., Татарникова Е. В. Исследования воспламенения твердых топлив и ИКЖТ // Докл. Академии наук высшей школы РФ. 2011. С. 117–126.
5. Горлов Е. Г. Композиционные водосодержащие топлива из углей и нефтепродуктов // Химия твердого топлива. 2004. № 6. С. 50–61.
6. Лиштван И. И., Фалюшин П. Л., Смолячкова Е. А., Коврик С. И. Топливные суспензии на основе мазута, торфа, древесных отходов и древесного угля // Химия твердого топлива. 2009. № 1. С. 3–7.

УДК 620.93

## РАБОТА ВОЗДУШНОГО РИФОРМЕРА ПРИРОДНОГО ГАЗА В ЗОНЕ САЖЕОБРАЗОВАНИЯ

Ю. В. Волкова<sup>1,2</sup>, В. А. Мунц<sup>1</sup>, Н. С. Плотников<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>ООО «Уральская производственная компания», г. Екатеринбург, Россия

Энергетические установки на твердооксидных топливных элементах (ТОТЭ) доказали свою экологичность и эффективность, именно поэтому во всем мире сегодня активно занимаются разработками в области оптимизации схем установок для различных отраслей [1]. Так как в качестве топлива в ТОТЭ в основном используется синтез-газ (смесь CO и H<sub>2</sub>), то большинство разработчиков используют для его получения паровой риформинг метана. Такие установки невозможно применять в случае отсутствия источника воды, в этом случае можно использовать воздушный риформинг метана кислородом воздуха, по реакции



Одним из наиболее важных параметров при эксплуатации воздушного риформера – это знание границы сажеобразования при различных температурах работы, что позволит избежать выхода из строя катализатора и обеспечить эффективную работу риформера.

Для определения границы сажеобразования  $\alpha_c$  в воздушном риформере в зависимости от температуры и состава подаваемого топлива можно использовать методику, описанную в [2]. В табл. 1 приведены рассчитанные границы сажеобразования для пяти различных составов природного газа из [2].

Таблица 1

Граница сажеобразования  $\alpha_c$  и отношение кислорода к метану (O<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub>)

Состав природного газа	Температура, °С				
	600	700	800	825	900
№ 1	0,425/0,85	0,301/0,60	0,261/0,52	0,254/0,51	0,251/0,50
№ 2	0,452/0,90	0,318/0,64	0,273/0,55	0,267/0,53	0,261/0,52
№ 3	0,425/0,85	0,301/0,60	0,261/0,52	0,256/0,51	0,251/0,50
№ 4	0,432/0,86	0,306/0,61	0,265/0,53	0,260/0,52	0,255/0,51
№ 5	0,415/0,84	0,293/0,59	0,254/0,51	0,249/0,50	0,245/0,49

Анализ расчетов показал, что на значение границы сажеобразования влияет температура, при которой протекает реакция и состав природного газа. Чем температура реакции ниже, тем больше воздуха требуется подавать, чтобы избежать осаждения углерода, в случае если в природном газе много C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> (состав № 2), то при температуре в 600 °С  $\alpha_c = 0,452$ , а для состава 1 (100% метана), это значение ниже  $\alpha_c = 0,425$ . Это значит, что при эксплуатации нужно учитывать при подаче воздуха в риформер не только отношение O<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub> в подаваемой смеси, но и температуру работы риформера и состав природного газа.

Наиболее опасной для работоспособности установки на ТОТЭ с воздушным риформером является его длительная работа в зоне сажеобразования. На рис. 1 изображена фотография сажи на Ni-катализаторе, образование которой произошло в результате подачи газозадушной смеси в риформер, когда длительное время отношение кислорода к метану

находилось в диапазоне 0,4–0,6 при температуре 700 °С. После осаждения такого количества углерода устойчивая работа установки на ТОТЭ невозможна. На фотографии видно, что на входе в риформер выпадение сажи происходило менее интенсивно, чем на выходе из него. При эксплуатации энергетических установок на ТОТЭ может произойти краткосрочное прохождение зоны осаждения углерода, например, при пуске или при нарушении работы воздухоподающего устройства.

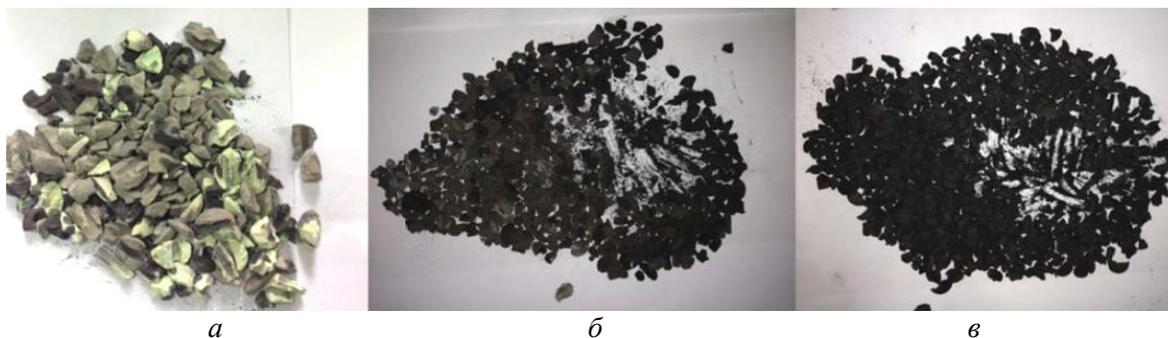


Рис. 1. Осаждение углерода вдоль трубки риформера: *а* – на входе, *б* – в середине; *в* – на выходе

На рис. 2 приведен расчетный и экспериментальный состав синтез-газа на выходе из риформера при температуре 700 °С в зависимости от отношения  $O_2/CH_4$  в газовой смеси на входе в риформер.

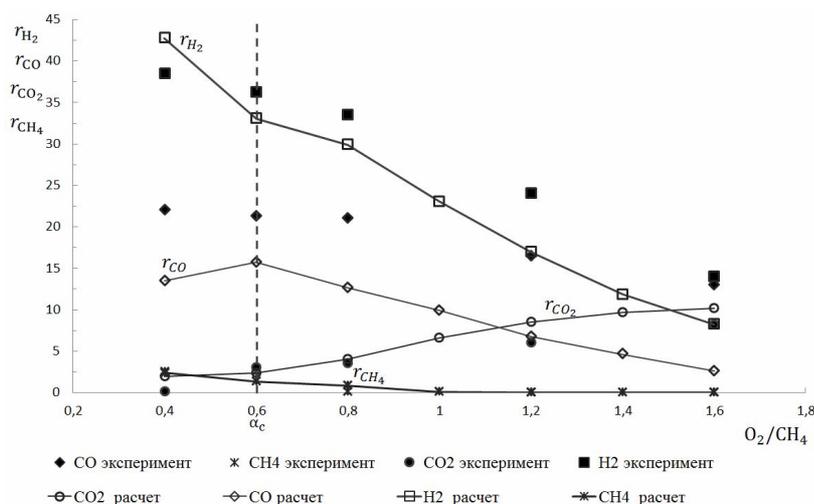


Рис. 2. Состав синтез-газа в зависимости от  $O_2/CH_4$  при температуре 700 °С. Сплошная линия – расчетные значения в пересчете на сухой газ, пунктир – расчетная граница сажеобразования для 700°С, слева от нее – зона возможного осаждения углерода, точки – экспериментальные значения

При сравнении расчетных и экспериментальных данных видно (рис. 2), что для  $CH_4$  и  $CO_2$  фактические и расчетные значения практически совпадают, измеренное содержание метана в синтез-газе совпадает при всех значениях  $O_2/CH_4$ , а углекислого газа – только при  $O_2/CH_4 = 0,6$  и  $0,8$ , в случае  $O_2/CH_4 = 0,4$ ;  $1,2$  и  $1,6$  экспериментальные значения находятся несколько ниже расчетных.

Существенные отличия данных эксперимента и расчета проявляются для водорода и угарного газа. Фактическая концентрация  $CO$  больше расчетных значений почти в два раза для всех отношений  $O_2/CH_4$ . Для водорода измеренные значения при  $O_2/CH_4 = 0,4$  были несколько ниже расчетных значений, а в диапазоне кислорода к метану  $0,6–1,6$  начинают превышать расчетные данные.

Так как при начале эксперимента отношение кислорода к метану в подаваемой смеси было  $0,4$ , а затем оно было увеличено до  $0,6$ , то в этом случае на катализаторе и частях риформера произошло отложение углерода. Далее значение  $O_2/CH_4$  последовательно увели-

чивалось со следующим шагом 0,6; 0,8; 1,2 и 1,8. В этом случае смесь кислорода и метана протекала через катализатор насыщенный углеродом, и кислород начал с ним реагировать по реакции  $C + 0,5O_2 = CO$ , а образование дополнительного водорода, скорее всего, произошло по реакции сдвига  $CO + H_2O = CO_2 + H_2$ .

Это видно из баланса исходных и конечных продуктов:

$$\frac{M_{CO} + M_{CO_2}}{M_{N_2}} = \frac{M_{CH_4}}{3,76 \cdot M_{O_2}} = \frac{CH_4}{3,76 \cdot O_2} = \frac{1}{3,76 \cdot \frac{O_2}{CH_4}}. \quad (2)$$

В табл. 2 приведены расчетные и фактические значения баланса углерода в системе для значений  $O_2/CH_4$ , достигнутые в эксперименте. Видно, что  $(r_{CO_{exp}} + r_{CO_{2exp}})/r_{N_2}$  приблизительно в два раза больше, чем расчетные значения. Это возможно в случае если газовоздушная смесь, проходя по длине риформера, «собирала» часть углерода, который там образовался в результате прохождения зоны сажеобразования при  $O_2/CH_4 = 0,4$  и  $0,6$ . Такая возможность подтверждается экспериментальными и расчетными исследованиями при паровом и углекислотном риформинге, описанными в [3].

Таблица 2

Баланс углерода и азота для эксперимента  $O_2/CH_4$

Отношение $O_2/CH_4$	0,6	0,8	1,2	1,6
$1/(3,76 \cdot O_2/CH_4)$	0,443	0,332	0,221	0,166
$(r_{CO_{exp}} + r_{CO_{2exp}})/r_{N_2}$	0,690	0,598	0,425	0,333

Прохождение зоны сажеобразования достаточно хорошо можно увидеть из результатов следующего эксперимента. На рис. 3 изображена схема установки для проведения таких испытаний воздушного риформера.

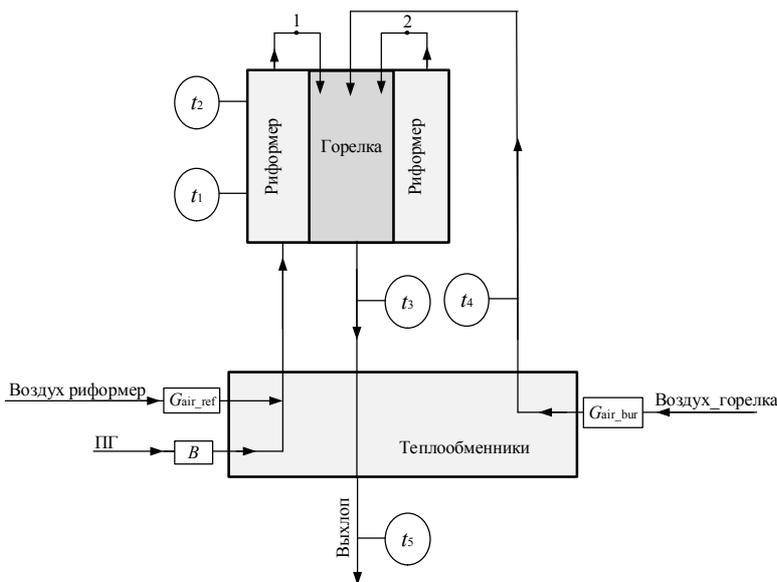


Рис. 3. Схема установки для проведения испытаний воздушного риформера, совмещенного с горелкой дожигания.  $t_1, t_2, t_3, t_4$  – температуры в соответствующих точках;  $G_{air\_bur}$  – расход воздуха, подаваемого в горелку (соответствует расходу катодного воздуха);  $G_{air\_ref}$  – расход воздуха, подаваемого в риформер;  $B$  – расход природного газа в риформере; 1 и 2 – точки отбора пробы синтез-газа из правого и левого выхода из риформера соответственно

Так как из риформера предусмотрено два выхода для подачи синтез-газа в риформер, то отбор брался в двух точках, чтобы получить возможность сравнить равномерность протекания реакций с разных сторон. В качестве катализатора в риформере был использован

катализатор на основе никеля. После отбора проб анализ состава газа проводился при помощи хроматографа, анализ состава уходящих газов выполнялся при помощи газоанализатора Testo.

В исследованиях на выходе из предварительно разогретого при помощи горелки до необходимой температуры риформера было взято по 2 пробы синтез-газа из каждой точки забора пробы. В табл. 3 приведены параметры достигнутых режимов при испытаниях, состав полученного синтез-газа показан на рис. 4. По результатам (рис. 4) видно, что состав газа из правого и левого выхода практически одинаков. Это говорит о достаточно равномерном протекании реакций с разных сторон риформера.

Таблица 3

Параметры достигнутых режимов при испытании воздушного риформера

Номер пробы	$t_2, ^\circ\text{C}$	$t_1, ^\circ\text{C}$	$B, \text{ л/мин}$	$G_{\text{air\_ref}}, \text{ л/мин}$	$\alpha_{\text{ref}}$	Выход
5	676,7	753,0	3,3	12,8	0,41	Левый
6	676,0	752,0	3,3	12,6	0.40	Правый
7	686,9	801,1	3,3	15,7	0.50	Левый
8	688,7	808,0	3,2	15,9	0.52	Правый

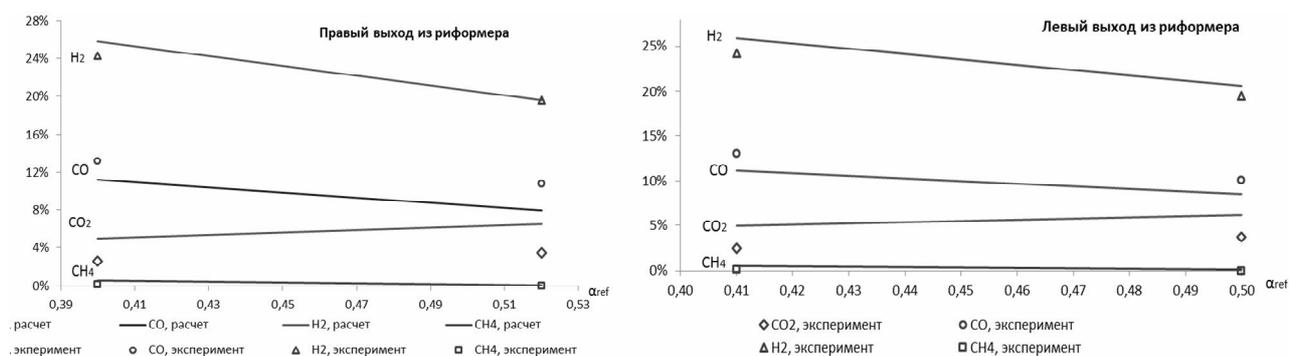


Рис. 4. Состав синтез-газа в правом и левом выходе из воздушного риформера; линии – расчетные значения и измеренные фактические значения

При сравнении расчётных значений при условии достижения термодинамического равновесия видно, что фактически в синтез-газе водорода и углекислого газа меньше, чем в расчете, тогда как фактическое значение CO в среднем на 2% выше, причем с увеличением  $\alpha_{\text{ref}}$  фактические значения начинают приближаться к расчетным. Как и в предыдущем случае, из баланса углерода (табл. 4) видно, что при  $\alpha_{\text{ref}} = 0,4$  и  $0,41$  отношение  $(r_{\text{CO}_{\text{exp}}} + r_{\text{CO}_{2\text{exp}}})/r_{\text{N}_2}$ , полученное в эксперименте для этого коэффициента подачи воздуха, в два раза меньше, чем в расчете, это говорит, о том, что в этом режиме происходило сажеобразование, а при  $\alpha_{\text{ref}} = 0,5$  и  $0,52$  ситуация меняется и фактическое значение отношения  $(r_{\text{CO}_{\text{exp}}} + r_{\text{CO}_{2\text{exp}}})/r_{\text{N}_2}$  становится в два раза больше, чем в расчете, так как углерод прореагировал с кислородом по реакции  $\text{C} + 0,5\text{O}_2 = \text{CO}$ .

Температура на входе в риформер была на уровне  $750^\circ\text{C}$  при  $\alpha_{\text{ref}} = 0,4$  и  $0,41$ ; а при  $\alpha_{\text{ref}} = 0,5$  и  $0,52$  более  $800^\circ\text{C}$ , на выходе почти  $690^\circ\text{C}$ . Несмотря на то, что граница сажеобразования для температуры  $676^\circ\text{C}$   $\alpha_c = 0,32$ , образование углерода происходило, так как в слое катализатора при движении газозвушной смеси возникает температурный градиент, при котором есть зоны с более низкой температурой [3].

Баланс углерода и азота для испытаний  $\alpha_{\text{ref}}$ 

Отношение $\alpha_{\text{ref}}$	0,4	0,41	0,5	0,52
$1 / (3,76 \cdot \text{O}_2 / \text{CH}_4)$	0,70	0,70	0,14	0,10
$(r_{\text{CO}_{\text{exp}}} + r_{\text{CO}_{2\text{exp}}}) / r_{\text{N}_2}$	0,28	0,27	0,22	0,22

Приведенные выше результаты исследований показывают, что кратковременное прохождение зоны сажеобразования может быть не опасным для работы всей энергетической установки на ТОТЭ. В результате этого может произойти изменение состава синтез-газа подаваемого в риформер, в котором концентрация водорода немного увеличится, а содержание СО вырастет приблизительно в два раза, что может сказаться на ЭДС топливной батареи [4].

### Литература

1. Баскаков А. П., Волкова Ю. В. Физико-химические основы тепловых процессов: Учеб. пособие для студентов, обучающихся в магистратуре по направлению 140100 «Теплоэнергетика и теплотехника». М.: Теплотехник, 2013. – 172 с.
2. Baskakov A. P., Plotnikov N., Wang W., Peng J., Volkova Y., Dong Z., Lu X. and Luo Q. Assessment of Possibilities for Operation of Ni-catalyst Partial Oxidation Reformers in SOFC Systems after Soot Formation // ECS Transactions. 2015. Vol. 68, No. 1. Pp. 327–332.
3. Ван ден Оостеркамп П., Вагнер Э., Росс Дж. Достижения в производстве синтез-газа / Пер. с англ. канд. хим. наук В. В. Махлярчука // Российский химический журнал. 2000. Т. 44, № 1. С. 34–42
4. Yurkiv V., Latz A., and Bessler W. G. // ECS Transactions. 2013. Vol. 57, No. 1. Pp. 2637–2647.

УДК 678.4:66.040.262.1:543.061

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ПИРОЛИЗ РЕЗИНЫ ИЗНОШЕННОЙ СВЕРХКРУПНОГАБАРИТНОЙ ШИНЫ С ЦЕЛЮ ЕЕ ПЕРЕРАБОТКИ

Т. Н. Генарова<sup>1</sup>, С. М. Данилова-Третьяк<sup>1</sup>, П. Н. Кривошеев<sup>1</sup>, А. И. Кривулец<sup>1</sup>,  
А. В. Ложечник<sup>1</sup>, В. В. Савчин<sup>1</sup>, Т. А. Чернова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

<sup>2</sup>Институт биоорганической химии НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

Изношенные сверхкрупногабаритные шины (СКГШ) сохраняют достаточный уровень технологических свойств для повторной переработки и могут рассматриваться, как вторичное сырье для получения ценного углеводородного топлива, а также могут быть важным источником химических веществ. Поэтому проблема переработки изношенных шин актуальна как с экологической, так и с экономической стороны [1–4].

Одним из наиболее эффективных способов переработки отработанных шин является пиролиз – термическая деструкция без доступа кислорода на всех стадиях процесса. Режим пиролиза определяется в каждом конкретном случае в зависимости от многих факторов. В

результате пиролиза резина преобразуется в более простые жидкие (маслянистые), твердые и газообразные продукты разложения. В состав этих продуктов в основном входят углеводороды (парафины, олефины, полиароматические и гетероциклические соединения), которые можно подвергать дальнейшей переработке для получения товарной продукции [5–8].

В настоящей работе методом хроматомасс-спектрометрии определен химический состав жидких продуктов пиролиза образцов резины СКГШ с добавлением и без добавления карелита. Термический пиролиз с последующей конденсацией образующихся продуктов проводили в атмосфере азота при температурах, соответствующих стадиям разложения резины по данным термогравиметрического анализа (ТГА). Для исследований были взяты следующие СКГШ: № 1 – серийный образец без карелита; № 2 – опытный образец с 5 мас.% карелита; № 3 – опытный образец с 15 мас.% карелита.

Термогравиметрия (ТГ) – метод термического анализа, при котором регистрируется изменение массы образца в зависимости от температуры. Экспериментально получаемая кривая зависимости изменения массы от температуры позволяет судить о термостабильности и составе образца в начальном состоянии, о термостабильности и составе веществ, образующихся на промежуточных стадиях процесса и о составе остатка, если таковой имеется.

Прибор NETZSCH STA 449 F3 Jupiter для термогравиметрии оборудован цифровыми высокочувствительными весами высокого разрешения, имеет вертикальную конструкцию с верхней загрузкой образца и прямым измерением температуры на образце. Перед каждым экспериментом камера с двумя пустыми тиглями откачивалась и заполнялась азотом. Затем в течение 30 мин осуществлялась продувка и стабилизация всех сигналов (ТГ сигнал = 0,000 мг). Далее помещался исследуемый образец и снова происходила откачка с заполнением азота, после чего записывалась масса образца с точностью 0,001 мг. Исследования проводились при температуре 35–830 °С, скорость нагрева 10 К/мин. Продувка азотом осуществлялась в течение всего эксперимента, расход составлял 20 мл/мин.

Пиролиз образцов резины СКГШ проводили до температур, соответствующих двум стадиям разложения по результатам ТГ анализа, а именно до 380–385 °С и 430–435 °С со средней скоростью нагрева 12 °С/мин. Материал массой 20 г загружали в реактор [9], где подвергали нагреву за счет нагревательного элемента и транспортирующего газа (азота) из пароперегревателя. В сборник масляного конденсата поступали масла, образующиеся в процессе деструкции исходного материала и последующего охлаждения в холодильнике. Охлаждение осуществляли путем подачи проточной воды в рубашку холодильника. Конденсат собирали в отдельные колбы для дальнейшего анализа полученных фракций. Термическая деструкция образцов резины проходила с образованием жидких (35–50 мас.%) и газообразных углеводородов (6–10 мас.%), а также углеродсодержащего твердого остатка (30–40 мас.%). Газовая фракция в основном состоит из метана.

Аналитические пробы образцов готовили следующим способом: 0,1 г полученного конденсата помещали в хроматографическую виалу и добавляли 1,0 мл растворителя (метиленхлорид,  $\text{CH}_2\text{Cl}_2$ ). Хроматографическое разделение проводили с использованием капиллярной колонки HP-5MS (30 м x 0,25 мм x 0,25 мкм). Хроматомасс-спектрометр Agilent 7890A/5975C работал в режиме ионизации электронным ударом с энергией 70 эВ и был настроен на максимальную чувствительность к определяемым веществам. Качественную идентификацию осуществляли, основываясь на временах удерживания компонентов и характерных признаках хроматограмм образцов и масс-спектров индивидуальных веществ, а также по компьютерной базе масс-спектральных данных W09N05. На рис. 1 представлены типичные хроматограммы жидких продуктов пиролиза исследованных образцов резины СКГШ. Жидкие продукты пиролиза резины, в основном, состоят из сложной смеси ароматических и алифатических соединений, причем после первой стадии нагрева ароматики выделяется больше. Так, содержание ароматических соединений после первой стадии

пиролиза составило около 75%, а после второй – около 65%. Преобладание ароматических соединений в жидком конденсате можно объяснить реакциями дегидрирования и циклизации алифатических соединений, а также различными реакциями свободных радикалов.

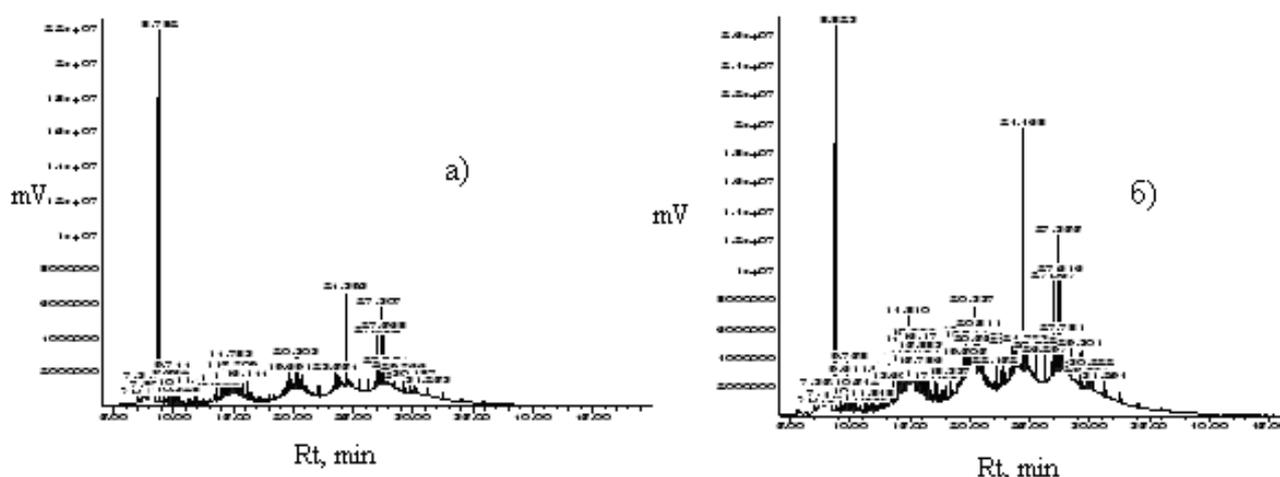


Рис. 1. Типичные хроматограммы пиролизных конденсатов исследованных образцов резины, *a* – после первой стадии нагрева, *b* – после второй стадии нагрева

При более детальном анализе состава конденсатов можно выделить ряд ценных химических соединений: лимонен, нафталин, алкилбензолы и др. (табл. 1). Значения в таблице представляют собой отношение (в %) площади пика вещества к общей площади интегрированных компонентов хроматограммы.

Таблица 1

Компонентный состав конденсатов образцов

Название или класс соединений	После первой стадии нагрева			После второй стадии нагрева		
	№ 1	№ 2	№ 3	№ 1	№ 2	№ 3
Алканы ( $C_{17}H_{36} - C_{31}H_{64}$ )	4	4	7	4	6	5
Алкены ( $C_7H_{14} - C_{25}H_{50}$ )	3	2	1,5	3	2	1
Алициклические углеводороды	4	1	0,4	2	-	1,4
Бензол и его замещенные	20	11	18	21	19	16
Лимонен	42	59	34	37	41	42
Нафталин и его замещенные	1	1,6	6	1,4	4	4

Таким образом, в результате проведенных экспериментов очевидно, что, подвергая изношенные СКГШ низкотемпературному пиролизу, можно получить не только топливо для котельных установок, но и ценное химическое сырье. Было проанализировано относительное содержание каждого фрагмента в представленных образцах резины. Также установлено, что добавки карелита не оказывают существенного влияния на состав жидких продуктов пиролиза резины.

### Литература

1. Singh R. K. Thermal pyrolysis of bicycle waste tyre using batch reactor // Int. J. of Chemical Engineering and Applications. 2011. Vol. 2, No. 5. Pp. 332–336.
2. Устинов В. А., Козлита А. Н., Люлькин М. С. Выбор температурного режима в аппарате пиролиза на основании химии процесса // Электронный научный журнал «Нефтегазовое дело». 2011. № 3. С. 208–214.

3. Lachowicz T., Koscielniak P. Chromatographic analysis of tire rubber samples as the basis of their differentiation and classification for forensic purposes // *Analytical Letters*. 2013. Vol. 46. Pp. 2332–2344.
  4. Kusch P. Pyrolysis-gas chromatography/mass spectrometry of polymeric materials // *Advanced Gas Chromatography*. 2012. Pp. 343–362.
  5. Pavlova A., Stratiev D. Gas chromatographic investigations of composition of spent tyre pyrolysis gasoline // *Global J. of Medical Research Interdisciplinary*. 2013. Vol. 13, Iss. 4. Pp. 9–16.
  6. Аристархов Д. В., Журавский Г. И. Моделирование первого термолитического разложения резиновых отходов // *ИФЖ*. 2001. Т. 74, № 6. С. 146–151.
  7. Журавский Г. И., Сычевский В. А. Численный расчет парового термолитического разложения органических отходов // *ИФЖ*. 2003. Т. 76, № 6. С. 104–109.
  8. Лисовский В. А. Переработка утилизированных шин – энергоэффективное мероприятие // *Проблемы сбора, переработки и утилизации отходов: Сб. науч. статей*. Одесса: ОЦНТЭИ, 2001. С. 150–154.
  9. Ложечник А. В., Никончук А. Н., Макадун В. Н., Василевич А. Б. Паротермолитическое разложение резиновых отходов с получением энергоэффективного материала // *Тез. докл. НТК «Промышленная экология»*. Минск: БНТУ, 2012. С. 40–43.
- 

УДК 533.6.011.6

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ СПОСОБОВ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГАЗОТУРБИННОГО ДВИГАТЕЛЯ**

**Д. А. Генералов, М. И. Корнилова, Р. В. Федоров, В. Н. Ковальногов**

*Ульяновский государственный технический университет, г. Ульяновск, Россия*

В настоящее время для улучшения технико-экономических показателей работы ГТД применяют повышение параметров рабочего тела. Это влечет необходимость обеспечения длительного ресурса элементов двигателя в более агрессивных условиях, особенно лопаток турбомшины. Кроме того, при этом возрастает трудоемкость натурных экспериментов по отработке технологий защиты. С 60-х годов наметилась тенденция к замедлению темпа роста жаро-прочности материалов до величины 5 градусов в год. Тем не менее, темпы возрастания по годам температуры газа перед турбиной остаются прежними [1].

Благодаря исследованиям способов повышения эффективности тепловой защиты лопаток турбомашин температура газа перед турбиной может превышать 1700 К, а тепловая экономичность возросла на 2–2,5%. Дальнейшее повышение температуры газа перед турбиной ГТД связано с применением более совершенных материалов и систем охлаждения, которые ограничивают увеличение расхода воздуха на охлаждение лопаток турбин по сравнению со значениями расхода охлаждающего воздуха, характерными для двигателей 4-го поколения. В качестве материалов для сопловых лопаток все чаще находят применение керамические материалы, для которых не требуется охлаждение. В случае применения металлических жаропрочных материалов используют пористое охлаждение, при котором при одинаковой эффективности требуется меньше воздуха, чем при конвективном или конвективно-пленочном охлаждении. Но, несмотря на это, для создания эффективных способов тепловой защиты, а, следовательно, и ресурса для повышения эффективности ГТД необходимо знать распределение нестационарных температурных полей по поверхности и в

теле лопатки, для чего необходимо точно определить тепловые потоки от газа к лопаткам с учетом воздействия различных факторов [2].

С целью обеспечения информативности о тепловых нагрузках на лопатки турбомашин, а также повышения точности расчетного прогнозирования их теплового состояния, на кафедре «Теплоэнергетика» УлГТУ разрабатывается программно-информационный комплекс на базе пакета TurboWorks, поскольку математическое моделирование является наиболее удобным средством для анализа и отработки процессов теплообмена в элементах ГТД [3]. Программно-информационный комплекс встроено в среду SolidWorks, что позволяет на этапе проектирования проводить расчеты необходимое число раз, используя только данную среду и программно-информационный комплекс.

Расчет нестационарного пространственного температурного поля лопатки осуществляется с учетом зависимости теплофизических свойств материала от температуры. Используется явная разностная схема 2-го порядка аппроксимации по пространственным переменным и 1-го порядка по времени.

Граничные условия на поверхности лопатки определяются двумя способами:

- 1) численным решением системы дифференциальных уравнений пограничного слоя на поверхностях спинки и корыта с определением коэффициентов теплоотдачи;
- 2) использованием эмпирических уравнений подобия с определением коэффициентов теплоотдачи на поверхностях кромок, корыта и спинки, охлаждающих каналов.

Нестационарная пространственная нелинейная задача теплопроводности, лежащая в основе математической модели, задается выражением

$$c_{л}\rho_{л} \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda_{л} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda_{л} \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda_{л} \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (1)$$

где  $T$  – температура, К;  $x, y, z$  – координаты, м;  $\tau$  – время, с;  $\lambda_{л}$  – коэффициент теплопроводности материала лопатки, Вт/(м·К);  $c_{л}$  – удельная теплоемкость материала лопатки, Дж/(кг·К);  $\rho_{л}$  – плотность материала лопатки, кг/м<sup>3</sup>.

Перспективной технологией обеспечения тепловой защиты лопаток турбомашин является применение газодинамической температурной стратификации. Ввиду дороговизны натуральных экспериментов по отработке данной технологии было проведено численное исследование теплового состояния лопаток турбомашин с учетом воздействия газодинамической температурной стратификации.

Плотность  $q$  теплового потока при теплопередаче от рабочего тела в дозвуковом тракте к рабочему телу в сверхзвуковом тракте выражается уравнением [4]:

$$q = k(T_{r1} - T_{r2}) = k\Delta T, \quad (2)$$

где  $k = (1/\alpha_1 + 1/\alpha_2)^{-1}$  – коэффициент теплопередачи через разделительную стенку, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $T_{r1}$  и  $T_{r2}$  – температура восстановления в дозвуковом и сверхзвуковом тракте, К;  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  – коэффициенты теплоотдачи потока в дозвуковом и сверхзвуковом тракте, Вт/(м<sup>2</sup>·К).

С использованием программно-информационного комплекса проведено численное исследование эффективности различных способов охлаждения, в том числе с учетом газодинамической температурной стратификации потока. Температура охладителя и его скорость выбрана совпадающей со скоростью основного потока на входе в турбинную решетку. Далее моделировалось тепловое состояние лопатки с учетом повышения и понижения температуры потока без изменения давления. Из рис. 1–3 видно, что наиболее теплонагруженными являются входная и выходная кромки. В среднем сечении пера лопатки входная и выходная кромки прогреваются до 1425 К, в торце до 1433 К. При этом температура спинки и корыта

ниже более чем на 100 К. Неравномерность прогрева лопатки, являющаяся существенным недостатком конвективно-заградительного охлаждения, существенно снижает срок ее эксплуатации. Наибольшее охлаждение достигается при совместном охлаждении рабочего тела и воздуха перед турбиной, но при этом происходит снижение КПД турбоустановки. Поэтому наиболее оптимальный вариант показан на рис. 1, где происходит подогрев рабочего тела в устройстве газодинамической температурной стратификации.

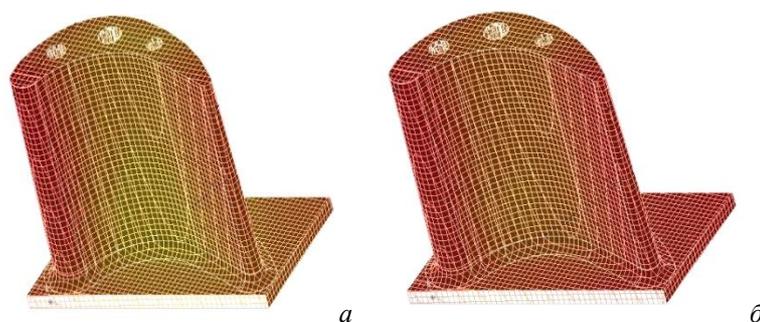


Рис. 1. Тепловые картины лопатки: *a* – без подогрева рабочего тела; *б* – с подогревом рабочего тела в устройстве газодинамической температурной стратификации

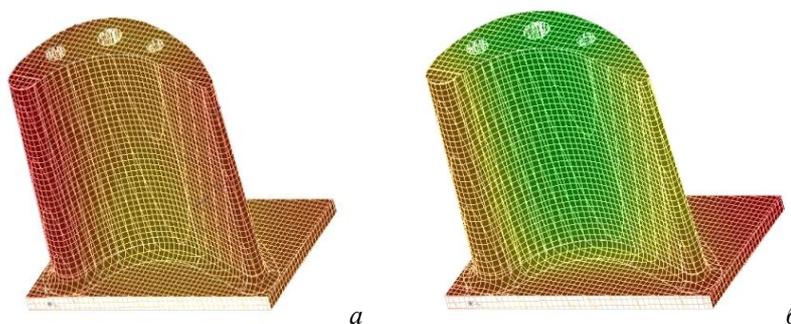


Рис. 2. Тепловые картины лопатки: *a* – без подогрева рабочего тела; *б* – с охлаждением воздуха в устройстве газодинамической температурной стратификации

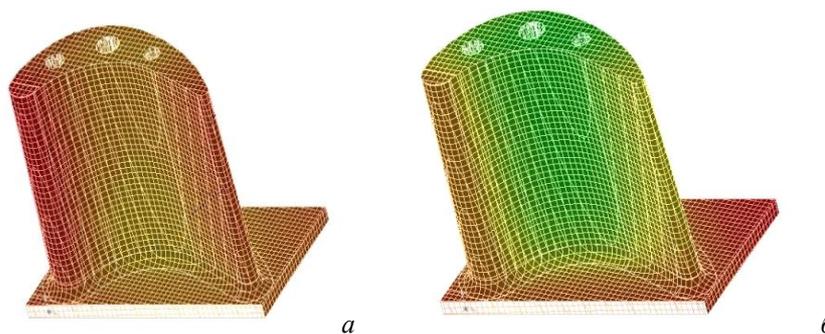


Рис. 3. Тепловые картины лопатки: *a* – без подогрева рабочего тела; *б* – с охлаждением рабочего тела и воздуха в устройстве газодинамической температурной стратификации

Данный способ применения феномена газодинамической температурной стратификации реализован в изобретении «Газотурбинный двигатель» [5]. Схема двигателя приведена на рис. 4. На выходе из камеры сгорания установлено устройство для разделения потока газа, которое содержит сверхзвуковое сопло, внешнюю и внутреннюю трубы, коаксиально расположенные друг относительно друга, канал рециркуляции дозвукового потока в камеру сгорания. Температура поверхности со стороны сверхзвукового потока будет ниже, чем температура поверхности со стороны дозвукового потока. Образующийся в

результате этого перепад температур приводит к возникновению теплового потока от дозвуковой части течения к сверхзвуковой.

Дозвуковой поток, отдав тепло сверхзвуковому потоку, направляется по каналу рециркуляции дозвукового потока обратно в камеру сгорания. Сверхзвуковой поток с более высоким давлением и температурой поступает и расширяется в турбине, вращает вал двигателя и выбрасывается в атмосферу.

Благодаря разделению потока газа на дозвуковой и сверхзвуковой, происходит повышение давления и температуры рабочего тела (сверхзвукового потока газа) и, как следствие, увеличение КПД газотурбинного двигателя, поскольку для современных газовых турбин одним из главных факторов, влияющих на экономичность газотурбинных установок, является непрерывное повышение температуры газа перед турбиной.

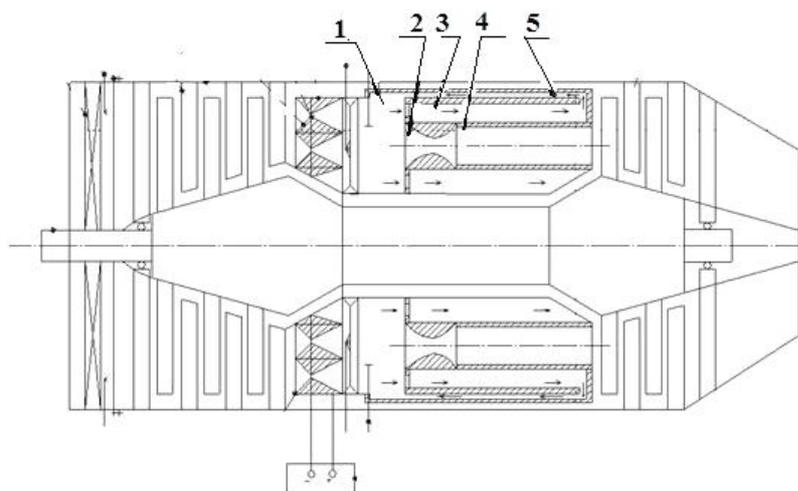


Рис. 4. Схема газотурбинного двигателя: 1 – камера сгорания, 2 – сверхзвуковое сопло, 3 – внешняя труба, 4 – внутренняя труба, 5 – канал рециркуляции дозвукового потока

Работа выполнена при поддержке грантом Президента РФ по проекту МД-1576.2014.8 "Моделирование, исследование и разработка методов повышения эффективности энергомашин с дисперсным рабочим телом" (2014–2015 гг.), а также грантом РФФИ «Разработка программно-информационного комплекса для исследования и отработки технологии тепловой защиты лопаток турбомашин».

### Литература

1. Нагога Г. П. Эффективные способы охлаждения лопаток высокотемпературных газовых турбин: Учеб. пособие. М.: Изд-во МАИ, 1996. – 100 с.
2. Ковальногов В. Н., Федоров Р. В., Генералов Д. А. Разработка эффективных способов повышения экономичности газовых турбин // IX семинар ВУЗов по теплофизике и энергетике: Сб. матер. докл. Казань: КГЭУ, 2015. Т. IV. С. 29–35.
3. Ковальногов В. Н., Федоров Р. В., Генералов Д. А. Исследование теплового состояния лопаток турбомашин с помощью программно-информационного комплекса // Изв. МГТУ «МАМИ». Сер. «Транспортные средства и энергетические установки». 2014. Т. 1, № 4(22). С. 27–32.
4. Ковальногов В. Н., Федоров Р. В., Цветова Е. В., Петров А. В. Математическое моделирование и исследование газодинамической температурной стратификации в дисперсном потоке // Автоматизация процессов управления. 2013. № 1. С. 40–46.
5. Пат. № 2557793 РФ: Газотурбинный двигатель / В. Н. Ковальногов, Д. А. Генералов, Е. В. Школин. Заявл. № 2014110128/06, 14.03.2014; опубл. 27.07.2015. Бюл. № 21.

УДК 536.468

**ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ЗАЖИГАНИИ КОНДЕНСИРОВАННОГО  
ВЕЩЕСТВА ИСТОЧНИКОМ ОГРАНИЧЕННОЙ ЭНЕРГОЕМКОСТИ****Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак***Томский политехнический университет, г. Томск, Россия  
dmitriyog@tpu.ru*

Процессы зажигания и горения различных конденсированных веществ (КВ) широко распространены в технике, народном хозяйстве и природе [1–3]. До настоящего времени не перестает быть актуальной задача изучения закономерностей и характеристик физико-химических процессов, протекающих при инициировании горения [4–6]. Во-первых, это связано с опасностью возникновения неконтролируемых возгораний и необходимостью их предупреждения для предотвращения человеческих жертв и материального ущерба. Во-вторых, инициирование горения топлив, например, в силовых установках требует оптимизации параметров процесса для повышения эффективности и стабильности работы системы в целом.

Как правило, зажигание реализуется при конвективном (высокотемпературные газы), лучистом (световой импульс) и кондуктивном (разогретые пластины, частицы) нагреве приповерхностного слоя КВ. Эти механизмы известны достаточно давно. Считается, что зажигание при конвективном или радиационном подводе энергии наиболее распространено. Однако результаты [7–10] численных и экспериментальных исследований инициирования горения КВ горячими частицами характеризуют наряду с их высокой пожарной опасностью перспективность применения в технике в качестве энергоэффективных источников зажигания топлив.

Нагрев КВ потоком излучения, высокотемпературными газами или разогретыми пластинами может продолжаться как в течение достаточно короткого промежутка времени при высоких амплитудах теплового потока от поверхности вглубь вещества, так и при длительных временах воздействия менее мощных источников. В случае же локального нагрева КВ источником ограниченной энергоемкости зажигание возможно лишь в определенном интервале начальных температур последнего в течение достаточно короткого промежутка времени, когда величина теплового потока в зону возможного зажигания достаточна для прогрева и инициирования самоподдерживающегося горения. При этом основное влияние на характеристики экзотермического процесса оказывают не кинетические параметры КВ, а условия теплообмена в окрестностях границы с источником нагрева.

Типичные схемы исследуемых процессов представлены на рис. 1.

В результате выполненных численных исследований зажигания КВ при нагревании одиночной и двумя металлическими частицами установлено, что отклонение времени задержки составляет не более 15% при варьировании параметра ( $L = \Delta x/x_p$ , рис. 1, б), характеризующего расстояние между частицами, и их начальной температуры в достаточно широком диапазоне ( $L = 0.25–2$ ,  $T_p = 700–1500$  К). При  $L > 1.5$  основная интегральная характеристика исследуемого процесса (время задержки зажигания) изменяется несущественно (менее 2%), что соответствует индукционному периоду зажигания КВ одиночной горячей частицей при прочих равных условиях. Это позволяет сделать вывод о том, что для случая  $L > 1.5$  анализ закономерностей теплопереноса и интегральных характеристик при зажигании КВ несколькими частицами можно выполнять в рамках модели (рис. 1, а).

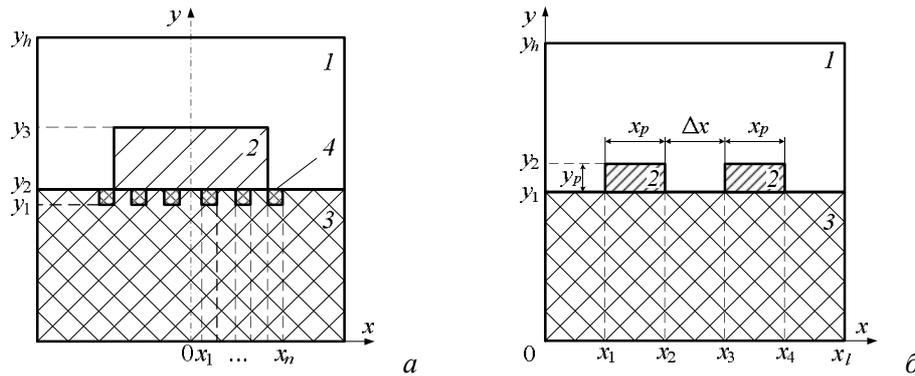


Рис. 1. Схема области решения задачи при зажигании металлизированного КВ одиночной горячей частицей (а) и при зажигании КВ несколькими горячими частицами (б): 1 – газ, 2 – горячая частица, 3 – конденсированное вещество, 4 – частицы алюминия

Для обоснования принятых при постановках задач физических моделей, а также оценки достоверности результатов численных исследований выполнены серии экспериментов. Например, на рис. 2 приведены кадры видеозаписи (в различные моменты времени индукционного периода) процесса зажигания модельного металлизированного смесового топлива одиночной нагретой до высоких температур ( $T_p = 1200$  К) стальной частицей в форме диска размерами  $x_p = 6$  мм,  $y_p = 2$  мм.

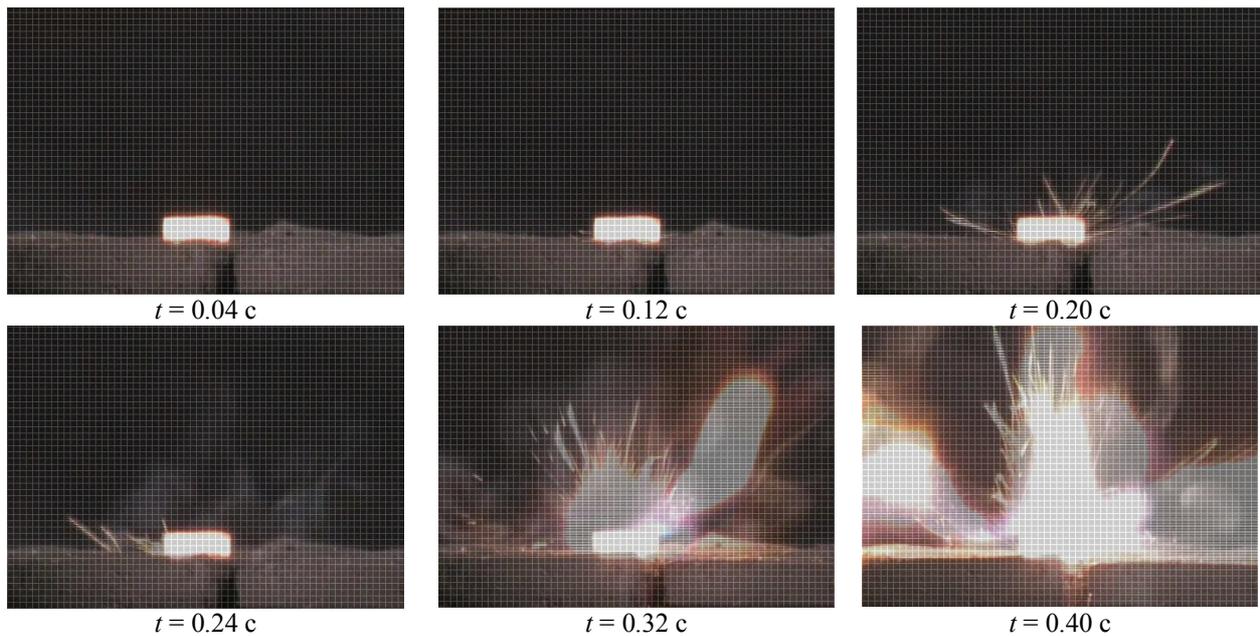


Рис. 2. Кадры видеозаписи опыта зажигания металлизированного смесового твердого топлива горячей частицей при  $x_p = 6$  мм,  $y_p = 2$  мм,  $T_p = 1200$  К

В результате экспериментального исследования установлено, что одиночные нагретые до высоких температур металлические частицы малых размеров являются источниками устойчивого зажигания модельного состава металлизированного смесового топлива. На видеокдрах (рис. 2) хорошо видно, что частица до момента появления пламени не изменяет своего начального положения относительно поверхности вещества. Во всех экспериментах с зажиганием КВ зарегистрировано стабильное распространение пламени от очага (в малой окрестности горячей частицы) по всей поверхности образца топлива, а также полное его сгорание. При проведении численных исследований установлена хорошая корреляция

теоретических и экспериментальных значений времен задержки зажигания ( $t_d$ ) смесового топлива при изменении начальной температуры горячей частицы (рис. 3). Максимальное отклонение по  $t_d$  при фиксированном  $T_p$  не превышало 5% и соответствовало интервалу рассеяния экспериментальных данных.

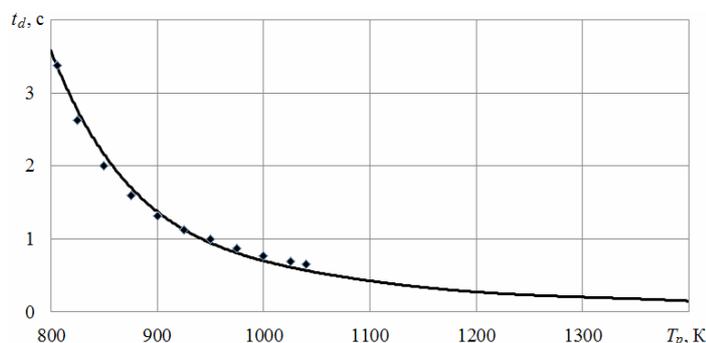


Рис. 3. Теоретическая (кривая) и экспериментальная (точки) зависимости времени задержки зажигания топлива от начальной температуры источника нагрева при  $x_p = 3$  мм

Разработанные математические модели твердофазного и газофазного зажигания позволили установить не только влияние различных параметров на инерционность процесса зажигания соответствующих КВ, но и выявить особенности расположения зоны воспламенения в окрестности горячей частицы. На рис. 4 приведены характерные температурные поля в момент зажигания металлизированного смесового топлива, полимерного материала и гелеобразного конденсированного вещества.

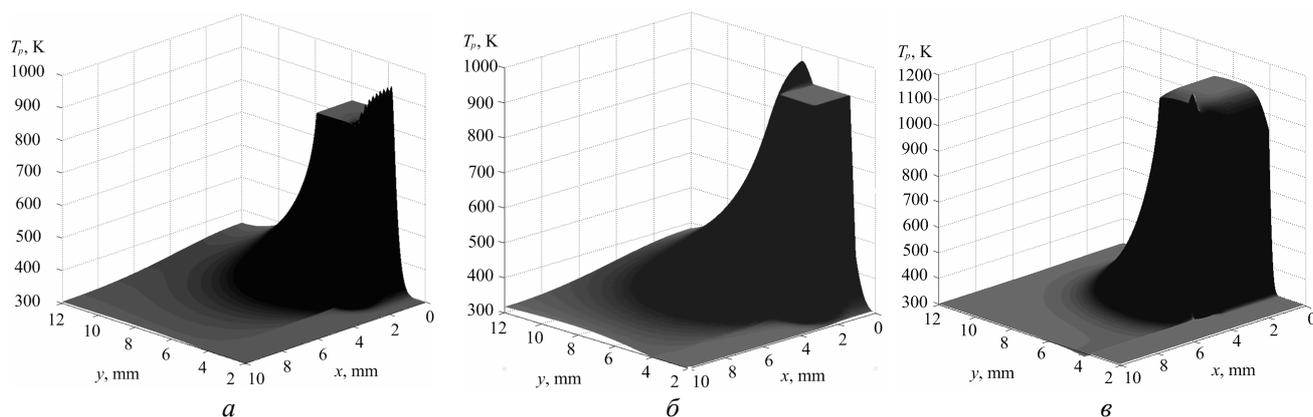


Рис. 4. Температурные поля в момент зажигания металлизированного смесового топлива (*а*) при  $x_p = y_p = 2$  мм,  $T_p = 1000$  К, полимерного материала (*б*) при  $x_p = y_p = 2$  мм,  $T_p = 1000$  К, гелеобразного конденсированного вещества (*в*) при  $x_p = y_p = 3$  мм,  $T_p = 1200$  К

Установлено, что для полимерного материала характерно три режима воспламенения при варьировании теплосодержания источника: над частицей (рис. 4, *б*), вблизи ее боковой поверхности, в непосредственной близости от границы термического разложения материала. При твердофазном зажигании металлизированного КВ зона локализации ведущей экзотермической реакции (рис. 4, *а*) располагается в непосредственной близости от границы контакта с горячей частицей в районе оси симметрии. В отличие от полимерных материалов и смесовых топлив при локальном нагреве приповерхностного слоя гелеобразного КВ источником ограниченной энергоемкости зона ведущей реакции окисления формируется в малой окрестности основания частицы и границы вдува продуктов испарения (рис. 4, *в*). Видно, что инертный газ прогревается существенно быстрее, чем поступающие с поверхности испарения компоненты горючего и окислителя. Вследствие интенсивного диффузионно-конвективного теплопереноса увеличивается скорость реакции окисления с ростом температуры парогазовой смеси.

Проведенные численные и экспериментальные исследования позволили выявить масштабы влияния на времена задержки зажигания КВ (металлизированное смесевое твердое топливо, полимерный материал, гелеобразное топливо) значимых параметров, определяющих теплосодержание локального источника ограниченной энергоемкости, в частности – начальной температуры, размеров и теплофизических характеристик, а также условий теплообмена на границе частица–КВ. Полученные результаты могут быть использованы при разработке рекомендаций по предупреждению нерегламентированных возгораний КВ, а также оптимизации процессов инициирования горения топлив.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации (МК-2391.2014.8).

### Обозначения

$L$  – параметр, характеризующий расстояние между частицами;  $T_p$  – температура горячей частицы;  $K$ ;  $t_d$  – время задержки зажигания, с;  $x_p, y_p$  – размеры горячей частицы, мм.

### Литература

1. Shashkina M. A., Aseeva R. M., Donskoy A. A., Zaikov G. E. Fire and heat shield materials based on sulfochlorinated polyethylene // *Int. J. of Polymeric Materials*. 1996. Vol. 33, No. 1-2. Pp. 1–23.
2. Липанов А. М., Болкисев А. А. О расчёте температурного поля в заряде смесевое твёрдого топлива с учётом гетерогенности его теплофизических свойств // *Химическая физика и мезоскопия*. 2012. Т. 14, № 3. С. 364–370.
3. Кузнецов Г. В., Барановский Н. В. Математическое моделирование зажигания дерева лиственной породы наземным грозовым разрядом // *Пожаровзрывобезопасность*. 2009. Т. 18, № 4. С. 19–22.
4. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е. Анализ нестационарных моделей горения твердых топлив (обзор) // *ФГВ*. 2008. Т. 44, № 1. С. 35–48.
5. Долгачев В. А., Ханефт А. В. Моделирование инициирования тэна лазерным импульсом наносекундной длительности // *Химическая физика и мезоскопия*. 2012. Т. 14, № 4. С. 536–543.
6. Буркина Р. С., Микова Е. А. Высокотемпературное зажигание реакционноспособного вещества горячей инертной частицей с конечным запасом тепла // *ФГВ*. 2009. Т. 45, № 2. С. 40–47.
7. Захаревич А. В., Кузнецов Г. В., Максимов В. И. Зажигание модельных смесевых топливных композиций одиночной, нагретой до высоких температур, частицей // *ФГВ*. 2008. Т. 44, № 5. С. 54–57.
8. Кузнецов Г. В., Мамонтов Г. Я., Таратушкина Г. В. Численное моделирование воспламенения конденсированного вещества нагретой до высоких температур частицей // *ФГВ*. 2004. Т. 40, № 1. С. 78–85.
9. Glushkov D. O., Legros J.-C., Strizhak P. A., Volkov R. S. Heat and mass transfer at the ignition of vapors of volatile liquid fuels by hot metal core: Experimental study and modelling // *Int. J. of Heat and Mass Transfer*. 2016. Vol. 92, No. 1. Pp. 1182–1190.
10. Глушков Д. О., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А. Зажигание полимерного материала одиночными горячими металлическими и неметаллическими частицами при диффузионно-конвективном тепломассопереносе в среде окислителя // *Химическая физика*. 2014. Т. 33, № 9. С. 26–33.

УДК 544.452

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ГАЗОВОГО ГОРЕНИЯ****Ар. А. Дектерев<sup>1</sup>, А. А. Дектерев<sup>1,2</sup>, А. В. Минаков<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup>*Институт теплофизики СО РАН, г. Новосибирск, Россия*<sup>2</sup>*ФГОАУ ВПО «Сибирский федеральный университет», г. Красноярск, Россия*

Процессы горения очень широко распространены в природе, технике. Большинство технологических процессов, обеспечивающих жизнеобеспечение людей основаны на процессах горения: энергетика, транспорт, металлургия, нефтехимия и другие.

Оптимизация и развитие таких систем невозможно без детального исследования и моделирования процесса горения. Все большее распространение в промышленности для решения мультифизических задач находят методы вычислительной гидродинамики. Они позволяют ускорить процессы проектирования и оптимизации изделия, что способствует снижению финансовых затрат на проект. При этом частично отпадает необходимость в дорогостоящих экспериментах, поскольку появляется возможность оптимизировать конструкцию изделия на основе его виртуальной модели.

Доклад посвящен разработке и тестированию методики численного моделирования процессов газового горения, а также опыту ее применения для решения прикладных задач. Горение газа – сложный комплексный процесс, определяющийся совместным действием химических, тепло- и массообменных процессов в турбулентных потоках многокомпонентных газовых смесей. Для адекватного моделирования газового горения совокупность всех этих процессов требует аккуратного воплощения в вычислительной модели.

Обработка методики и математических моделей осуществлялась с использованием коммерческого пакета Fluent. Параметры потока и турбулентные характеристики определялись на основе решения как осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса, так и с применением вихреразрешающих моделей турбулентности. Для расчета горения газа использовались различные подходы и модели, в частности простая гибридная модель, по которой скорость реагирования рассчитывается на основе многоступенчатого кинетического механизма и скорости турбулентного перемешивания компонент, более сложная обобщенная модель диссипации вихря (EDC). Рассматривались различные редуцированные кинетические механизмы. Также применялась PDF методика с использованием ламинарных флэймлетов для детального механизма GRI 3.0.

Верификация методики проводилась с учетом экспериментальных данных о прямоточном горении метана в ограниченной области [1] и в открытом пространстве (Flame D) [2]. Эти экспериментальные работы содержат очень детальные и качественные данные и широко используются во всем мире для верификации моделей газового горения.

Результаты моделирования прямоточного горения в закрытой области (рис. 1) показали, что для данной задачи применение двухстадийного механизма как для гибридной, так и для EDC модели, дает завышение температуры. Заметное улучшение дает 4-стадийный механизм. Применение его с обеими моделями дает достаточно хорошее согласование с экспериментальными данными. Применение более сложной схемы реакций с моделью EDC дает очень близкие к 4-стадийной схеме результаты для температуры,  $\text{CH}_4$  и  $\text{O}_2$ . Небольшие отличия наблюдаются лишь на графиках концентрации  $\text{CO}$  и  $\text{CO}_2$ .

Результаты моделирования Flame D (рис. 2) показали, что модель EDC с 4-стадийным механизмом дает далекий от экспериментальных данных результат по всем критериям оценки. Однако переход к использованию более детальной химии (46 реакций) кардинальным образом меняет картину результатов. Можно видеть очень хорошее совпадение

расчетных и экспериментальных данных. Модель PDF Flamelet с детальным кинетическим механизмом GRI 3.0 также дает хорошие результаты.

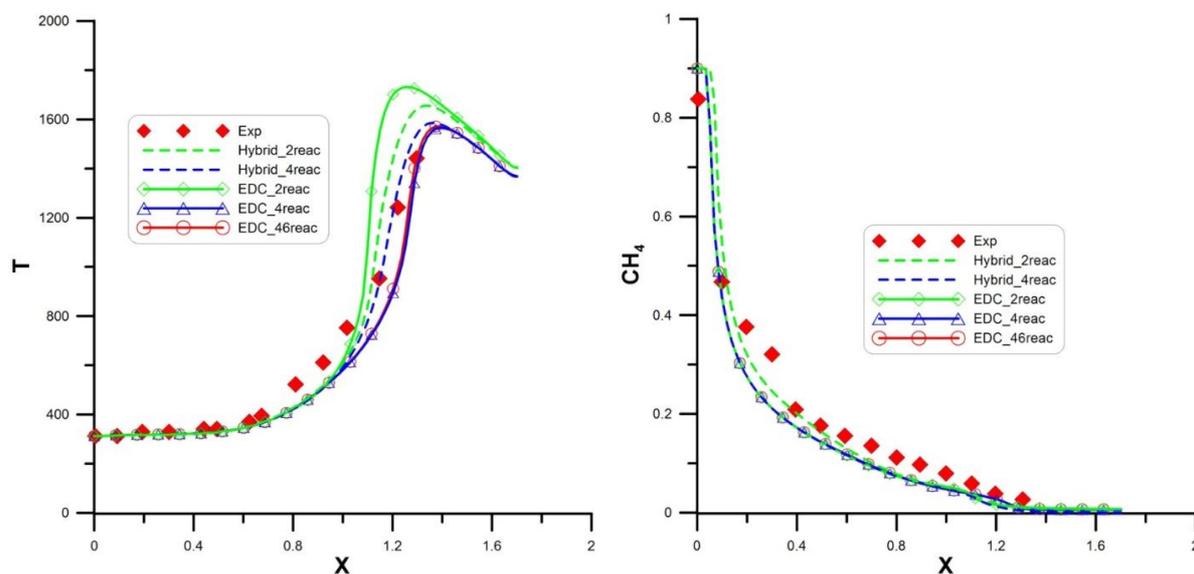


Рис. 1. Осевое распределение температуры и метана для ограниченной области

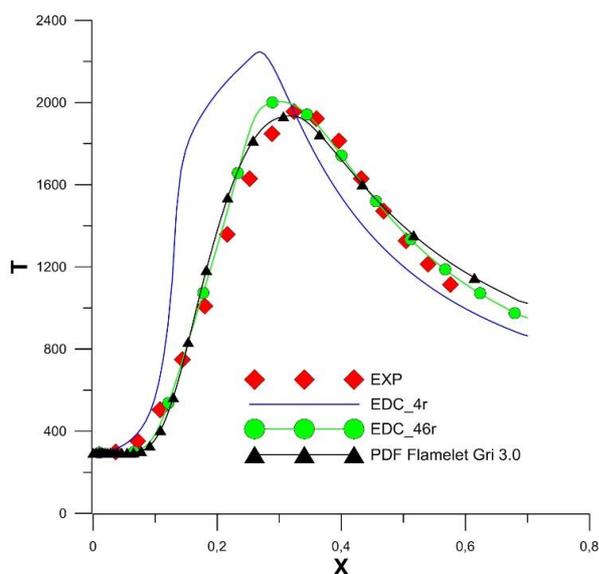


Рис. 2. Осевое распределение температуры в случае открытого горения

Еще одной тестовой задачей был расчет пламени закрученной горелки по экспериментальным данным Сиднейского университета [3]. В данном случае для адекватного воспроизведения сложной структуры закрученного течения расчет проводился в нестационарной постановке с применением вихреразрешающей модели LES. В качестве модели горения была выбрана PDF флэймлет методика с детальным механизмом GRI 3.0. На рис. 3 представлены рассчитанные поля температуры и осевой скорости для режима слабой крутки SM1. Как видно из графиков (рис. 4), результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными.

На основе экспериментальных данных полученных на стенде Института теплофизики СО РАН [4] было численно исследовано закрученное пламя в модельной горелке. Полученные результаты показали достаточно хорошее согласование с экспериментальными данными как по структуре течения, так и по объемному содержанию газовых компонент в камере (рис. 5).

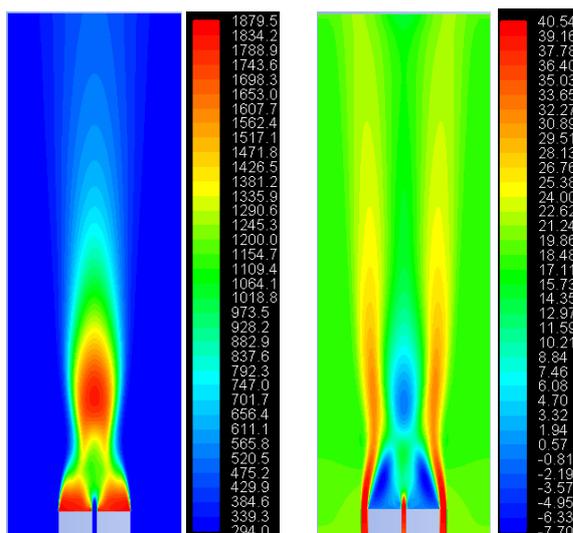


Рис. 3. Распределение температуры (K) и осевой скорости (м/с)

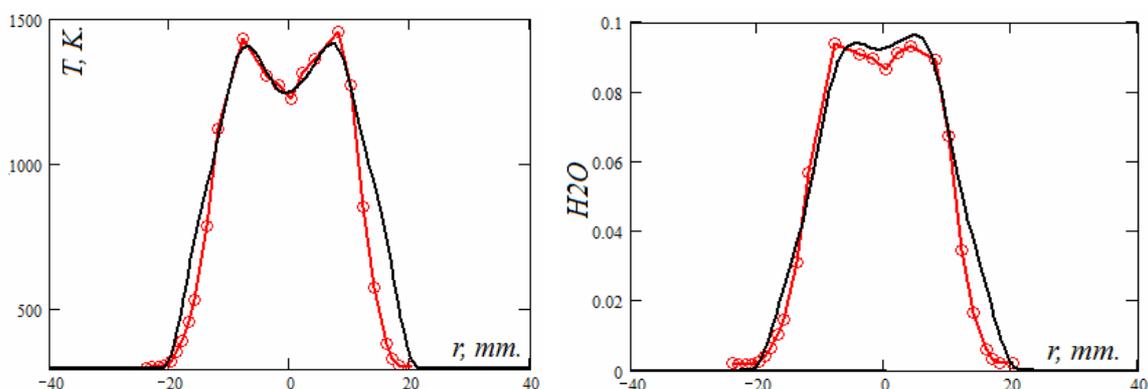


Рис.4. Распределение осредненных температуры и массовой концентрации  $H_2O$  на расстоянии 40 мм от среза сопла

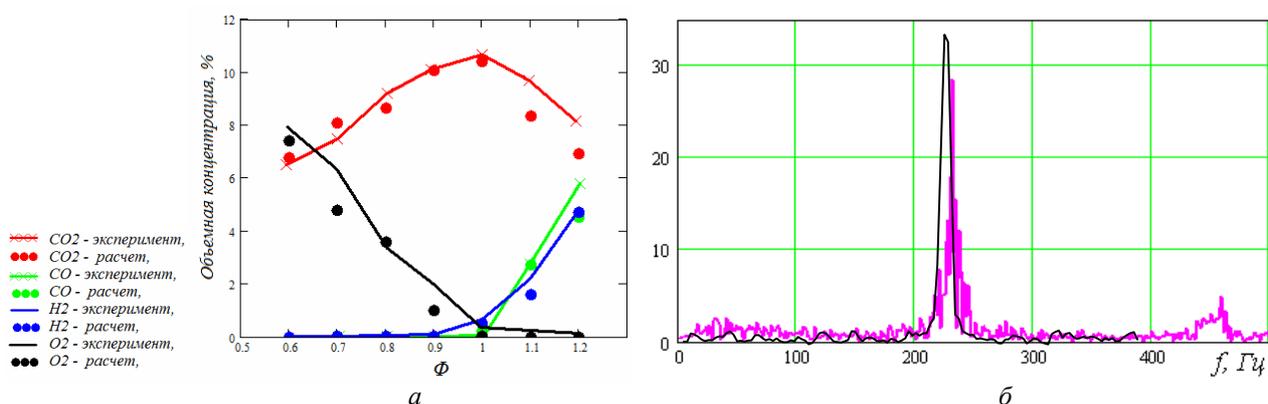


Рис. 5. Результаты моделирования закрученного пламени в горелке ИТ СО РАН: *a* – распределение объемной концентрации компонент в зависимости от стехиометрии; *б* – спектр пульсаций давления в камере (черная линия – эксперимент)

Представленные результаты показывают, что использование моделей горения EDC и PDF с флэймлетами с применением детальных кинетических механизмов в сочетании с LES обеспечивает наилучшие результаты для всех пламен. Однако для некоторых случаев достаточно и более простых моделей горения в сочетании с RANS моделями турбулентности для получения приемлемых результатов при намного меньших затратах вычислительных ресурсов.

Отработанная методика расчета была успешно применена при расчетах горелочных устройств для сжигания влажного попутного газа нефтегазодобычи, для моделирования режимов работы камеры сгорания газовой турбины, оптимизации процесса дожигания анодных газов от электролизеров, для оценки тепловых потоков на грунт при возникновении самовозгорающихся нефтегазовых факелов в природных условиях.

### **Литература**

1. Garréton D. and Simonin O. Aerodynamics of steady state combustion chambers and furnaces // ASCF ErgoFact C. 1994.
  2. Barlow R. S., Frank J. H., Karpetis A. N., and Chen J.-Y. Piloted Methane/Air Jet Flames: Scalar Structure and Transport Effects // Combust. Flame. 2005. Vol. 143. Pp. 433–449.
  3. Kalt P. A. M., Al-Abdeli Y. M., Masri A. R., and Barlow R. S. Swirling Turbulent Non-premixed Flames of Methane: Flowfield and Compositional Structure // Proc. Combust. Inst. 2002. Vol. 29. Pp. 1913–1919.
  4. Dulin V. M., Markovich D. M., Minakov A. V., Hanjalic K., Chikishev L. M. Experimental and numerical simulation for swirl flow in a combustor // Thermal Engineering. 2013. Vol. 60, Iss. 13. Pp. 990–997.
- 

УДК 536.468;66.047.7

## **ИСПАРЕНИЕ ВЛАГИ ПРИ ВОСПЛАМЕНЕНИИ ЦЕЛЛЮЛОЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ**

**Р. Ш. Еналеев<sup>1</sup>, А. В. Каргин<sup>1</sup>, С. И. Исламова<sup>2</sup>, Р. З. Хайруллин<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Казанский национальный исследовательский технологический университет,  
г. Казань, Республика Татарстан, Россия*

<sup>2</sup>*Казанский научный центр Российской академии наук, г. Казань,  
Республика Татарстан, Россия.*

В природе наиболее распространенным полимером является целлюлоза. Композиционные целлюлозные материалы – бумага, ткани, древесина – имеют жизненно важное значение для человека. Однако целлюлозные материалы при интенсивном нагреве могут воспламеняться. Воспламенение целлюлозных материалов чрезвычайно сложный физико-химический процесс. Построение адекватной математической модели горения остается одной из сложных задач в теории зажигания. Процессу горения всегда предшествует сушка горючих материалов, поэтому изучение влияния влажности на характеристики воспламенения является актуальной задачей.

Для решения поставленной задачи предлагается инновационный подход. Новизна заключается в комплексном применении современных технических средств термического анализа и стандартных установок радиационного нагрева, построение математических моделей с учетом известных механизмов тепломассообмена, разработке алгоритмов решения обратных задач кинетики физико-химических превращений. Однако для целлюлозных материалов прямая задача термического разложения и воспламенения в виде уравнений кинетики и энергии с объемными источниками аррениусовского типа в теории зажигания не рассматривается [1].

Эксперименты по зажиганию целлюлозных материалов проводились на установке с коническим нихромовым нагревателем по ГОСТ 30402-96, аналогом зарубежного коничес-

кого калориметра [2]. В весовом влагомере MS-70 (A&D Company, Limited, Япония) в качестве источника излучения используется галогеновая лампа мощностью 400 Вт. Реализация технических возможностей позволяет моделировать интенсивный одномерный нагрев образцов максимально приближенный к реальным условиям как по интенсивности теплового излучения, так и геометрическим моделям образцов. С этой целью выбрана программа ускоренного нагрева образца с максимальной скоростью 200 К/мин.

При построении адекватных моделей сушки дисперсных материалов учтены виды и энергия связи влаги при сушке тонких капиллярно-пористых материалов [3]. Кинетика сушки анализируется по одновременной записи двух кривых – термограммы сушки и кривой сушки. При этом в первую очередь удаляется физико-механическая влага из макро- и микропор, затем физико-химическая влага полимолекулярной и мономолекулярной адсорбции.

А. В. Лыковым и Г. А. Максимовым [4] впервые открыто новое явление тепломассо-переноса – молярный перенос пара в процессах высокочастотной сушки влажных капиллярно-пористых материалов. При объемном интенсивном нагреве внутри тела возникает градиент общего давления при температуре материала выше 60 °С, и скорость испарения во много раз превышает скорость испарения пара при конвективной сушке. Одним из объектов выбрана текстильная ткань из хлопковых и полиэфирных волокон.

Измерение температуры образцов проводилось как с тыльной, так и облучаемой поверхности путем совместного натяжения термодпары и материала на специальном кольце диаметром 40 мм. Как видно из рис. 1, вначале происходит испарение свободной влаги, а затем связанной влаги, требующей более высокой температуры. При достижении 450 °С начинается пиролиз твердой фазы и воспламенение газообразных продуктов в смеси с кислородом воздуха в газовой фазе. Время задержки воспламенения за счет испарения влаги увеличивается в два раза. Время испарения влаги на приборе MS-70 при плотности облучения 12,5 кВт/м<sup>2</sup> в 3,5 раза больше, чем на рис. 1, что подтверждает линейную зависимость времени сушки от поглощенной энергии излучения [5].

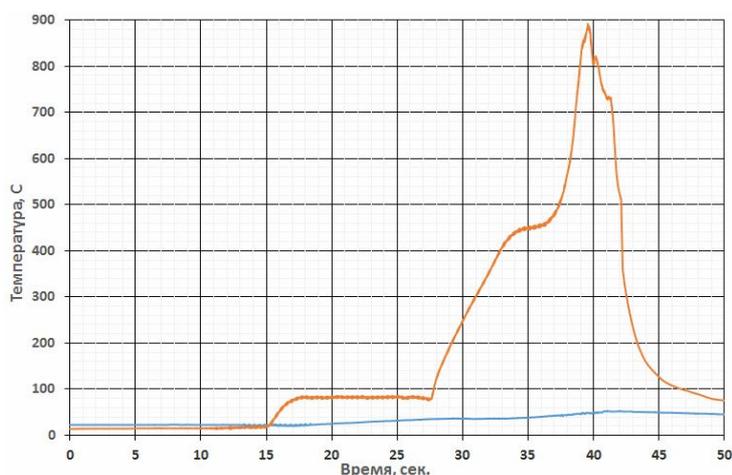


Рис. 1. Динамика изменения температуры влажного текстильного материала (60%) при воздействии теплового потока 50 кВт/м<sup>2</sup> на коническом калориметре

В качестве другого объекта исследования выбрана древесина (сосна) толщиной 0,4 мм при одностороннем нагреве тепловым излучением на приборе MS-70. Образцы крепились на той же оправке, что и текстильный материал. Температура облучаемой поверхности измеряется микротермодпарой, вдавленной в поверхность на специальном прессе. Кривая сушки представлена на рис. 2, термограмма – на рис. 3.

На рис. 2 экспериментальная кривая сушки обозначена сплошной кривой. При решении обратной задачи кинетики методом итерации зависимость энергии связи влаги с материалом от влажности подбирается таким образом, чтобы экспериментальная кривая и рассчитанная по уравнению (5) модели испарения влаги совпали с точностью до 0,01 кДж/моль.

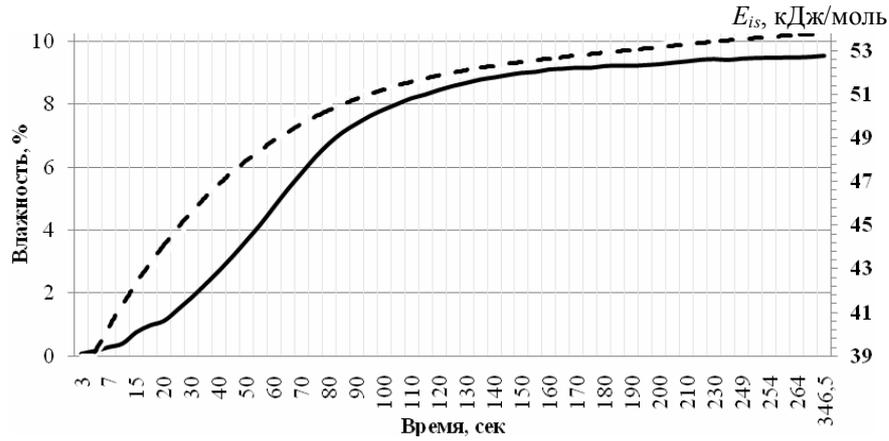


Рис. 2. Кривая сушки (сплошная кривая) и зависимость энергии связи влаги с образцом сосны толщиной 0,4 мм (штриховая) при одностороннем нагреве излучением

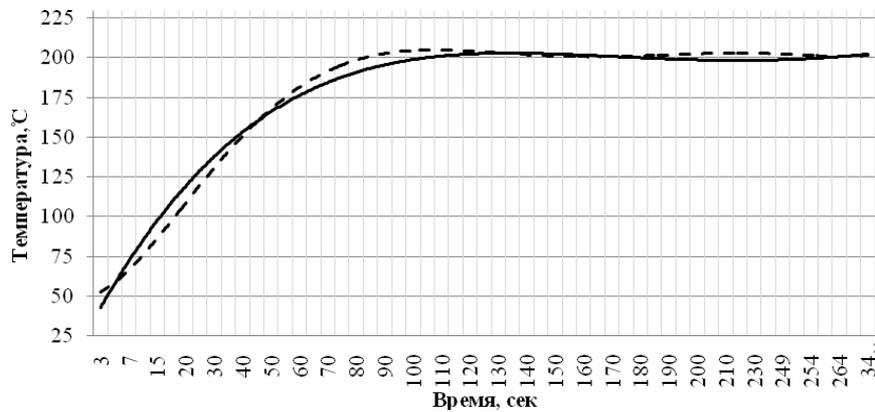


Рис. 3. Термограмма сушки сосны с гигроскопичной влажностью 9,5%: сплошная кривая – эксперимент; штриховая – модель

Практическое совпадение экспериментальных и расчетных термограмм на рис. 3 говорит о правильном обосновании теплофизических и оптико-геометрических свойств сосны.

**Модель испарения влаги для одномерной задачи.** Уравнение энергии имеет вид

$$c\rho(x, \tau) \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \lambda(x, \tau) \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial x} \right] + \varepsilon(\tau) q_0 \mu(\tau) \exp[-\mu(\tau)x] - Q_{is} \rho(x, \tau) \frac{\partial \eta_{is}(x, \tau)}{\partial \tau}. \quad (1)$$

Уравнения неразрывности:

$$\frac{\partial \eta_{is}(\xi_{is}, \tau)}{\partial \tau} = -u_{is}(\tau) \frac{\partial \eta_{is}(\xi_{is}, \tau)}{\partial x}. \quad (2)$$

Уравнение кинетики:

$$\frac{\partial \eta_{is}(x, \tau)}{\partial \tau} = k_{is} (1 - \eta_{is}(x, \tau)) \exp\left(-\frac{E_{is}(w)}{RT(x, \tau)}\right), \quad (3)$$

$$wl = \frac{w \cdot 100}{l}. \quad (4)$$

Количество испаренной влаги по толщине пластины в момент времени  $\tau$ :

$$wl(\tau) = wl \cdot \xi + wl \cdot \int_0^l \int_0^\tau \frac{\partial \eta_{is}(x, \tau)}{\partial \tau} dx d\tau. \quad (5)$$

Таким образом, полученные экспериментальные результаты имеют важное теоретическое и прикладное значение. В теоретическом аспекте можно утверждать, что в результате релаксации давления жидкая фаза и водяные пары перемещаются к облучаемой и тыльной поверхностям влажного материала. После удаления свободной влаги материал переходит в гигроскопическое состояние и приоритет молярного переноса постепенно исчезает.

Во многих публикациях испарение свободной влаги при объемном нагреве влажного материала рассматривается в постановке Стефана, т. е. теплопроводностном механизме переноса. Подвижная граница испарения в отличие от молярного переноса ассоциируется с достижением температуры кипения свободной влаги. Очевидно, такой подход нельзя признать корректным.

В практическом аспекте полученные результаты могут быть учтены в технологии высокоинтенсивной контактной сушки, нагрева токами высокой частоты, сушки тепловым излучением.

### Обозначения

$c$ ,  $\rho(x, \tau)$ ,  $\lambda$ ,  $t(x, \tau)$  – теплоемкость, плотность, коэффициент теплопроводности, температура соответственно Дж/(кг·К), кг/м<sup>3</sup>, Дж/(м·с·К), °С;  $\varepsilon(\tau)$  – степень черноты поверхности;  $q_0$  – плотность падающего теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>;  $\mu(\tau)$  – коэффициент поглощения излучения;  $Q_{is}$  – теплота испарения влаги, Дж/кг;  $\eta_{is}(x, \tau)$  – степень превращения влаги;  $\rho_c$  – плотность сухого материала, кг/м<sup>3</sup>;  $w$  – влажность материала;  $\rho_0$  – плотность влажного материала, кг/м<sup>3</sup>;  $l$  – толщина неограниченной пластины, м;  $\xi_{is}$  – координата подвижной границы, м;  $x$  – декартова координата, Н;  $wl$  – влажность материала на единицу ширины пластины, %/м;  $wl(\tau)$  – количество испаренной влаги, %.

### Литература

1. Ассовский И. Г., Мержанов А. Г. Об адекватности теоретического и экспериментального моделирования // ФГВ. 2013. Т. 49, № 3. С. 11–21.
2. Michael T. Wilson, Bogdan Z. Dlugogorski and Eric M. Kennedy. Uniformity of radiant heat fluxes in con calorimeter // Fire Safety Science-Proceedings of the Seventh Intern. sympos. 2012. Pp. 815–827.
3. Казанский М. Ф., Луцык Р. В., Казанский В. Н. Определение удельной теплоты испарения жидкости из дисперсных тел в широком диапазоне температур // ИФЖ. 1966. Т. 11, № 5. С. 588–594.
4. Лыков А. В. Теория сушки. М.: Энергия, 1968. – 472 с.
5. Еналеев Р. Ш. Исследование процессов тепломассопереноса в тонких капиллярно-пористых материалах при импульсном лучистом нагреве // ММФ–1996: X Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: Тез. докл. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 1996. Т. 7. С. 218–224.

УДК 536.46+62-661

**МЕТОДИКА ПОДАЧИ ВЫСОКОДИСПЕРСНОГО ТОПЛИВА  
В ГАЗИФИКАТОР ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ****А. И. Жаворонков<sup>1</sup>, Д. Н. Подлесный<sup>1</sup>, Е. А. Салганский<sup>1</sup>, А. А. Жирнов<sup>1</sup>, А. А. Дурум<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка, Россия*<sup>2</sup>*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия*

Газификаторы плотного слоя, работающие в режиме фильтрационного горения со сверхадиабатическими разогревами позволяют перерабатывать высокозольные и высоко-влажные виды топлива с высокой экологической чистотой и высоким КПД процесса [1, 2]. Однако к недостаткам газификаторов такого типа следует отнести их относительно низкую удельную производительность. Существует несколько способов увеличения производительности. Один из способов – увеличение расхода окислителя, но этот способ имеет ограничение, связанное с нарушением плотного слоя шихты при больших расходах окислителя (образование псевдоожиженного слоя) [3, 4]. Другой способ – увеличение поверхности реагирования топлива за счет уменьшения размера его частиц [5].

Настоящая работа посвящена экспериментальному освоению методики подачи высокодисперсного топлива в реактор-газификатор плотного слоя.

Лабораторные исследования проводились в вертикальном шахтном реакторе непрерывного действия, диаметром 66 мм и длиной 475 мм (рис. 1). Объем реактора был заполнен инертным материалом. В качестве инертного материала использовался дробленый шамотный кирпич фракции 7–10 мм, в качестве топлива – древесный уголь фракции <100 мкм.

Инициирование процесса горения осуществлялось путем первоначальной загрузки в реактор запальной смеси, разогретой до 800 °С. Объем реактора выше запальной смеси заполнялся инертным материалом, создающим плотный слой, после чего производилась подача газообразного окислителя для прогрева инертной засыпки иницирующим составом. Далее, в разогретый объем реактора подавалась пылевоздушная смесь. Транспортировка пылевидного топлива в объем реактора осуществлялась пневматическим способом с механической его подачей непосредственно в поток воздуха. Такая методика подачи топлива позволяет производить регулировку его расхода двумя способами: частотой вращения шнекового питателя и расходом газообразного окислителя.

Первоначально была исследована зависимость массового расхода топлива от расхода газообразного окислителя, проходящего через подающее устройство. В этой серии экспериментов производительность шнекового питателя устанавливалась максимальной (напряжение на приводе питателя устанавливалось максимальным – 250В), а расход воздуха через подающее устройство изменялся от 0,1 л/с до 0,5 л/с при постоянном общем расходе воздуха 0,5 л/с. На рис. 2 представлена зависимость массового расхода топлива от расхода воздуха через подающее устройство. Как видно из графика при увеличении расхода воздуха происходит незначительный рост расхода топлива с 0,08 г/с до 0,105 г/с. При подаче воздуха в полном объеме только через устройство, подающее топливо (в реактор дополнительно воздух не шел), – на графике этот случай обозначен «крестиком» – расход топлива падал до 0,085 г/с. В случае, когда в устройство, подающее топливо, расход воздуха составлял 0,5 л/с и в реактор дополнительно подавался воздух в количестве 0,1 л/с (на графике обозначен пустой точкой) происходил рост массового расхода топлива до 0,12 г/с, что говорит о необходимости подачи воздуха в реактор хотя бы в минимальном количестве. Это необходимо, чтобы задать направление газового потока в реакторе и чтобы происходило распределение подаваемой пылевоздушной смеси по сечению реактора.

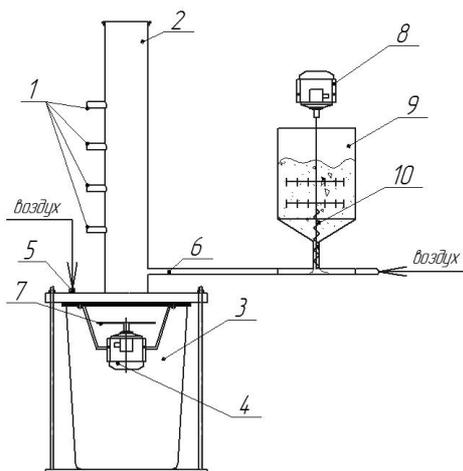


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – канал для установки термопары, 2 – кварцевый реактор, 3 – бак для твердых продуктов, 4 – электропривод тарельчатого питателя, 5 – штуцер для подачи газообразного окислителя, 6 – трубка для подачи пылевоздушной смеси, 7 – разгрузочное устройство, 8 – электродвигатель шнекового питателя, 9 – бункер топлива, 10 – шнековый питатель

Второй способ, позволяющий регулировать расход высокодисперсного топлива – изменение частоты вращения шнекового питателя. В ходе испытаний подающего устройства оказалось, что для достижения необходимого расхода топлива требуется большая частота вращения питателя. Количественно ее определить не удалось, в результате чего за управляющий параметр приняли подаваемое напряжение на привод шнекового питателя. В ходе экспериментов основной расход воздуха (0,3 л/с) направлялся через подающее устройство пылевидного топлива, а оставшая часть (0,2 л/с) подавалась в реактор, чтобы задать направление газового потока и чтобы происходило распределение подаваемой пылевоздушной смеси по сечению реактора.

На рис. 3 представлена зависимость массового расхода пылевидного топлива от напряжения привода подающего шнека. Как видно из графика при увеличении напряжения на приводе шнека (и соответственно частоты вращения) происходит практически линейный рост массового расхода топлива с 0,032 г/с до 0,094 г/с. Для проверки надежности методики подачи пылевидного топлива в ряде случаев проводились повторные эксперименты, отклонение значений расходных характеристик от среднего не превышало 7%.

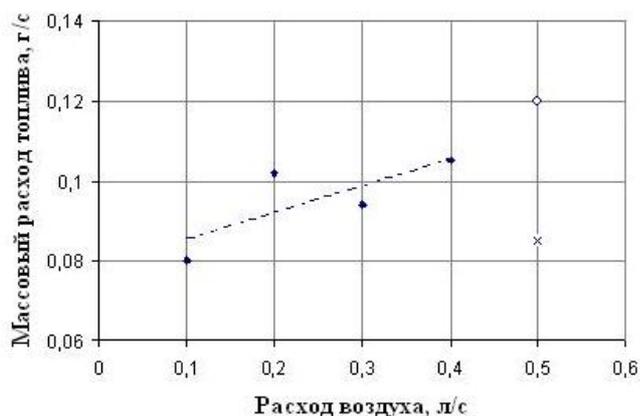


Рис. 2. Зависимость массового расхода высокодисперсного топлива от расхода воздуха через подающее устройство

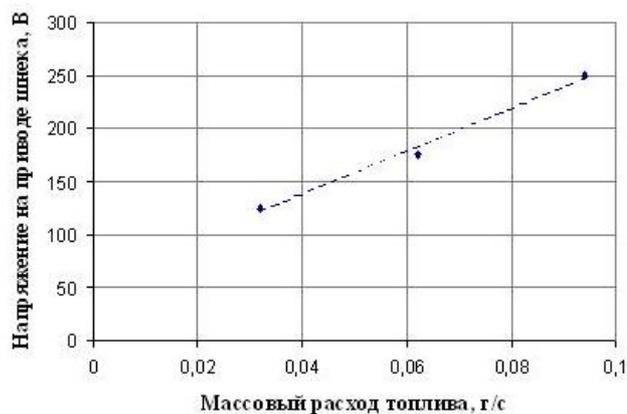


Рис. 3. Зависимость массового расхода высокодисперсного топлива от частоты вращения шнекового питателя (напряжения привода питателя)

Было показано, что из двух доступных параметров регулировки расхода топлива предложенной методики более эффективным является регулировка частотой вращения шнекового питателя. Этот параметр позволяет осуществлять регулировку в более широком диапазоне. Более плавную регулировку расхода топлива в процессе горения можно осуществить за счет изменения расхода воздуха через устройство, подающее топливо.

Полученные результаты необходимы для изучения газификации высокодисперсного твердого топлива в фильтрационном режиме. Проведение газификации такого топлива позволит увеличить производительность реактора при сохранении его габаритов.

В ходе экспериментальных исследований была апробирована методика подачи пылевидного топлива в реактор-газификатор фильтрационного горения, который обладает таким преимуществом, как эффективная рекуперация тепла в зону горения в сочетании с высокой производительностью пылеугольных газификаторов. Определены массовые расходы пылевидного топлива в зависимости от частоты вращения шнекового питателя при постоянном расходе газообразного окислителя и от расхода газообразного окислителя при неизменной частоте вращения шнекового питателя.

Работа выполнена при частичной поддержке программ Президиума РАН № 18 «Фундаментальные аспекты химии углеродной энергетики» и № 31 «Фундаментальные исследования процессов горения и взрыва».

### **Литература**

1. Глазов С. В., Манелис Г. Б., Стесик Л. Н., Фурсов В. П., Яковлева Г. С. Экологически чистая переработка горючих отходов металлургического производства // *Машиностроитель*. 1996. № 1. С. 26–28.
  2. Манелис Г. Б., Глазов С. В., Лемперт Д. Б., Салганский Е. А. Фильтрационное горение твердого топлива в противоточных реакторах // *Изв. РАН. Серия химическая*. 2011. № 7. С. 21–37.
  3. Кислов В. М., Пилипенко Е. Н. Критические явления при фильтрации газа через слой частиц // *Программа и научные материалы VI Междунар. симпоз. «Горение и плазмохимия», 24–26 августа 2011 г. Алматы, 2011. С. 127–130.*
  4. Кислов В. М., Глазов С. В., Земскова С. И. Пределы устойчивости слоя частиц при фильтрационном горении // *Материалы юбилейной науч. конф. «Химическая физика вчера, сегодня, завтра». 12–14 октября 2011 г. М., 2011. С. 67.*
  5. Жаворонков А. И., Жирнов А. А., Салганский Е. А. Интенсификация процесса фильтрационного горения // *XXVI симпоз. "Современная химическая физика": Тез. докл. 20 сентября – 01 октября 2014 г. Туапсе, 2014. CD-R. С. 201.*
- 

УДК 519.6

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ СЕРОВОДОРОДА ОКСИДОМ ЦИНКА**

**Ю. А. Каграманов, В. Г. Тупоногов, А. Ф. Рыжков, Е. В. Черепанова,  
Е. С. Лабинцев, М. И. Ершов**

*ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого Президента  
России Б. Н. Ельцина», г. Екатеринбург, Россия,  
v.g.tuponogov@urfu.ru, af.ryzhkov@mail.ru*

Сорбенты на основе оксида цинка активно используются в системах тонкой сероочистки, позволяя очищать синтез-газ от сероводорода до 1–100 ppm, что необходимо для работы газовой турбины в парогазовых циклах с внутрицикловой газификацией твердых топлив [1–3]. Для расчетов узлов системы тонкой сероочистки газов необходима компьютерная модель, которая могла бы подробно описывать химические реакции в

многофазных дисперсных потоках. Такая модель была найдена в пакете программ Ansys Fluent. Компьютерное моделирование гидродинамики многофазных потоков и химических реакций в ней позволяет проводить быстрые и эффективные расчеты реакторов разных типов (плотный слой, пузырьковый кипящий слой, циркуляционный кипящий слой), осуществлять подробную визуализацию процессов, происходящих в них (распределение объемных долей фаз с течением времени, изменение поля скоростей фаз, распределение массовых и мольных долей продуктов и реагентов в объеме аппарата с течением времени) [4]. Осуществление расчетов для сложных систем возможно только после верификации компьютерного моделирования на более простых аналогах.

Представлено сравнение экспериментов, проведенных на аппарате термогравиметрического анализа (ТГА) с кварцевым реактором, с результатами моделирования. В работах [5–7] показано, что реакция поглощения сероводорода оксидом цинка  $ZnO + H_2S = ZnS + H_2O$  является реакцией первого порядка и описывается моделью «уменьшающегося ядра» (Shrinking Core Model). Частица состоит из ядра с долей оксида цинка в нем 1, реакционного слоя, состоящего из сульфида цинка и оксида цинка и из слоя газа вокруг частицы. Уравнение массообмена для этой модели может быть описано следующим выражением [8]:

$$j = k_s C_S S = \frac{D_E}{\frac{1}{r} - \frac{1}{R_0}} (C_S - C_{Shell}) = \frac{D_g}{\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_0 + \delta}} (C_{Shell} - C_{Gas}),$$

где

$$k_s = A \exp\left(-\frac{E}{RT}\right).$$

В экспериментальных исследованиях [6] через реактор внутренним диаметром 2 см продувался азот с содержанием сероводорода 200–1000 ppm. Реактор заполнялся слоем ZnO с высотой насыпного слоя 64 мм. Эксперименты проводились с варьированием диаметров частиц сорбента в пределах 0,09–0,25 мм. По изменению массы засыпки в ТГА определялось значение прореагировавшего оксида цинка. Объемный расход газа 200–600 мл/мин. Температура в реакторе 300–600 °С.

В основе расчетов лежит ламинарная модель конечных элементов [5]. Данная модель актуальна для медленных реакций, какой является реакция между оксидом цинка и сероводородом. Элементарный объем расчетной сетки можно выразить как

$$V_{Cell} = V_{solid} + V_{gas}.$$

Масса твердой фазы складывается из массы оксида и сульфида цинка  $m_{solid} = m_{ZnO} + m_{ZnS}$ , с другой стороны  $m_{solid} = \rho_{Solid} V_{Solid}$ . Также  $m_{ZnO} = v'_{i,r} M_{ZnO}$  и  $m_{ZnS} = v''_{i,r} M_{ZnS}$ , где  $M_{ZnO}$  – молярная масса оксида цинка,  $M_{ZnS}$  – молярная масса сульфида цинка. Используя гидродинамический решатель Ansys Fluent рассчитывались  $vof_{Solid}$  – объемная доля твердой фазы и  $V_{Cell}$  – объем расчетной клетки. При помощи химического решателя Ansys Fluent определяли  $mf_{ZnO}$  – массовую долю оксида цинка в твердой фазе в объеме аппарата. Сравнение результатов моделирования и экспериментов [6] производилось по коэффициенту  $a$ , характеризующему количество прореагировавшего оксида цинка. Данный коэффициент может быть выражен формулой

$$a = \left(1 - \frac{\sum_{i=1}^N m_{ZnO}}{\sum_{i=1}^N m_{Solid}}\right) 100 = \left(1 - \frac{\sum_{i=1}^N v'_{i,r} M_{ZnO}}{\sum_{i=1}^N (v'_{i,r} M_{ZnO} + v''_{i,r} M_{ZnS})}\right) 100.$$

Масса оксида цинка в клетке определяется по формуле

$$m_{ZnO} = vof_{Solid} V_{Cell} (mf_{ZnO} \rho_{ZnO} + (1 - mf_{ZnO}) \rho_{ZnS}) mf_{ZnO}.$$

В начальный момент времени, когда реакции в клетках еще не начались,  $a = 0$ . С течением времени оксид цинка будет вступать в реакцию с сероводородом, и, следовательно, коэффициент  $a$  будет расти. Расчетные значения  $a$ , полученные для диаметров частиц 0,09–0,250 мм при одинаковом с экспериментом [6] расходах газа в диапазоне температур 300–600 °С, достаточно хорошо совпадают с экспериментальными (рис. 1).

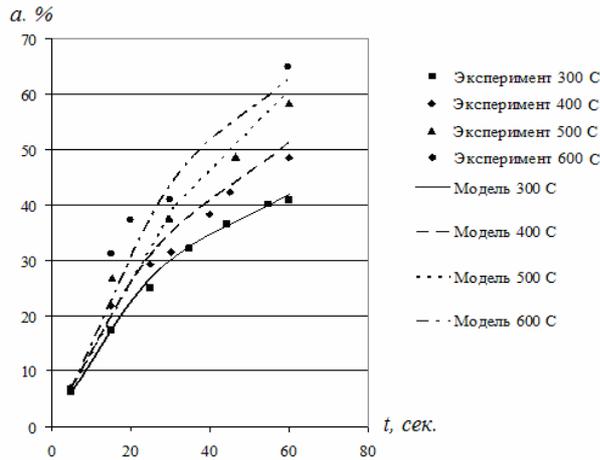


Рис. 1. Расчетные зависимости концентрации прореагировавшего оксида цинка с течением времени при разных температурах в реакторе в сравнении с экспериментом [6]

Несмотря на то, что коэффициент скорости реакции на поверхности ядра оксида цинка зависит только от температуры, поток массы сероводорода, идущего на образование сульфида цинка, зависит от колебаний порозности слоя. На рис. 2 изображен переход слоя сорбента в псевдооживленное состояние. На 5 с прекращался лишь рост высоты слоя, а колебания порозности слоя продолжались до конца опыта.

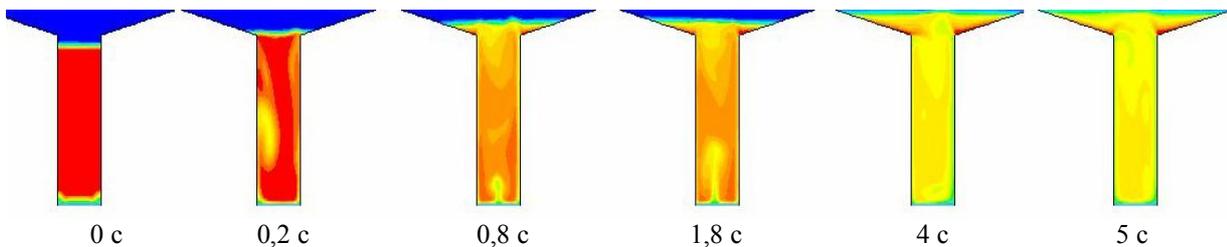


Рис. 2. Распределение объемных долей твердой фазы в объеме слоя при переходе в псевдооживленное состояние. Красному цвету соответствует значение  $vof_{Solid} = 0,7$ ; синему – 0; желтому – 0,5; зеленому – 0,3–0,2

Уравнение массообмена на поверхности ядра оксида цинка может быть записано как

$$j = k_S C \frac{3(1 - \varepsilon) V_{Cell}}{r} = \frac{3vof \cdot V_{Cell}}{r}.$$

Расчетные значения  $vof$  в слое колеблются в пределах примерно от 0,1 до 0,7 в разных точках объема аппарата. Значение 0,1 соответствует пузырю, 0,7 – наоборот, скоплению частиц. В клетках расчетной сетки, где есть скопление частиц, концентрация сероводорода понижена, так как газ поглощается оксидом цинка, в пузырях концентрация сероводорода выше. Поэтому концентрация сероводорода меняется по высоте слоя, как и концентрация образующегося пара и сульфида цинка, что можно видеть на рис. 3.

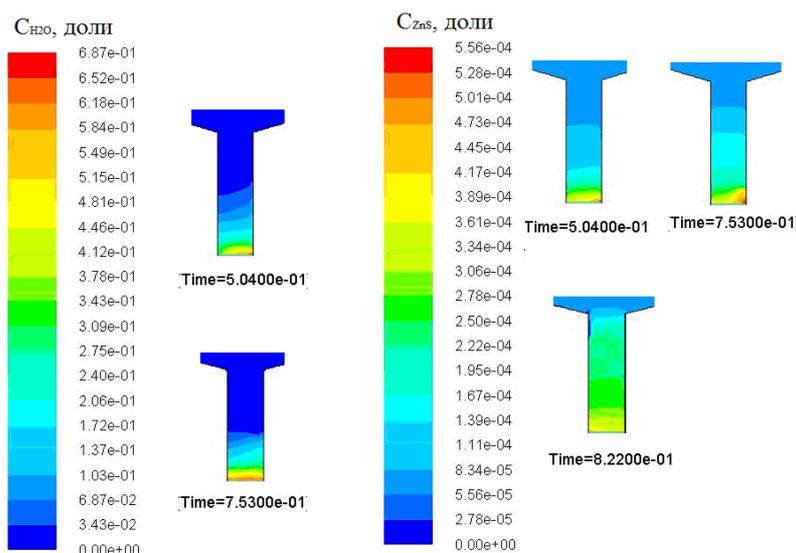


Рис. 3. Распределение массовых долей водяного пара и сульфида цинка в объеме реактора с течением времени

Таким образом, выполненные расчеты позволили смоделировать физическое взаимодействие частиц сорбента и газа и определить распределение объемных долей твердой фазы и количество прореагировавшего оксида цинка с течением времени в объеме установки при различных температурах реакционного объема.

### Обозначения

$A$  – предэкспоненциальный множитель;  $a$  – коэффициент, определяющий количество прореагировавшего оксида цинка;  $C_{Gas}$  – доля оксида цинка на поверхности слоя газа;  $C_S$  – доля оксида цинка на поверхности ядра;  $C_{Shell}$  – доля оксида цинка на поверхности реакционного слоя;  $D_E$  – коэффициент диффузии через реакционный слой, кг/(м·с);  $D_g$  – коэффициент диффузии через слой газа, кг/(м·с);  $E$  – энергия активации, Дж/моль;  $i$  – номер текущей расчетной клетки;  $j$  – поток массы сероводорода, идущего на реакцию с оксидом цинка, кг/с;  $k_S$  – коэффициент скорости реакции на поверхности ядра оксида цинка, кг/(м<sup>2</sup>·с);  $m_{solid}$  – масса твердой фазы, кг;  $M_{ZnO}$  – молярная масса оксида цинка, кг/моль;  $M_{ZnS}$  – молярная масса сульфида цинка, кг/моль;  $m_{ZnS}$  – масса сульфида цинка, кг;  $m_{ZnO}$  – масса оксида цинка, кг;  $mf_{ZnO}$  – массовая доля оксида цинка в твердой фазе;  $N$  – число расчетных клеток;  $R$  – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К);  $R$  – радиус ядра, который уменьшается по мере протекания реакции, м;  $R_0$  – изначальный радиус частицы, м;  $T$  – температура, К; Time – время, с;  $voF_{Solid}$  – объемная доля твердой фазы;  $V_{Cell}$  – объем расчетной клетки, м<sup>3</sup>;  $V_{gas}$  – объем газообразной фазы, м<sup>3</sup>;  $V_{solid}$  – объем твердой фазы, м<sup>3</sup>;  $\delta$  – толщина слоя газа вокруг частицы, м;  $\varepsilon$  – порозность слоя;  $\rho_{ZnO}$  – плотность оксида цинка, кг/м<sup>3</sup>;  $\rho_{ZnS}$  – плотность сульфида цинка, кг/м<sup>3</sup>.

### Литература

1. Giuffrida A., Romano M., Lozza G. Thermodynamic analysis of air-blown gasification for IGCC applications // Applied Energy. 2011. No. 88. Pp. 3949–3958.
2. Гордеев С. И., Вальцев Н. В., Богатова Т. Ф., Левин Е. И., Шульман В. Л., Рыжков А. Ф., Абаимов Н. А. О предпроектной проработке гибридной угольной ПГУ с воздухонагревателем // Электрические станции. 2012. № 10. С. 17–21.
3. Дубинин А. М., Тупоногов В. Г., Рыжков А. Ф., Каграманов Ю. А., Лабинцев Е. С. Двухзонный газогенератор на воздушном дутье с псевдоожиженным слоем // Изв. Томского политехн. ун-та. 2015. Т. 326, № 3. С. 50–57.

4. Огородникова О. М. Исследовательская функция программ CAE в технологиях CAD/CAE/CAM // Инновационное машиностроение. № 01. 2012.
  5. Ansys Fluent 12.0 Tutorial Guide. Ansys Inc. 2009.
  6. Zhiwei Ma, Xianrong Zheng, Liping Chang, Ruiyuan He, Weiren Bao. Desulfurization kinetics of ZnO sorbent loaded on semi-coke support for hot coal gas // J. of Natural Gas Chemistry. 2012. Vol. 21. Pp. 556–562.
  7. Huilin Fan, Chunchu Li, Hanxian Guo, Kechang Xie. Microkinetics of H<sub>2</sub>S removal by zinc oxide in the presence of moist gas atmosphere // J. of Natural Gas Chemistry. 2003. Vol. 12. Pp. 43–48.
  8. Levenshpiel O. Chemical reactions engineering. New York: John Wiley&Sons, 1999.
- 

УДК 544.452+66.01

## ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ФРОНТА ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА В ВЕРТИКАЛЬНОМ РЕАКТОРЕ

В. М. Кислов, Е. А. Салганский, А. Ю. Зайченко, С. В. Глазов

*Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка, Россия*

Фильтрационное горение (ФГ) является одним из перспективных направлений газификации различных твердых топлив. Одна из проблем, возникающих при реализации процессов ФГ, неустойчивость фронта горения.

В настоящей работе рассматривается влияние на устойчивость фронта горения размера частиц и диаметра реактора, расхода окислителя и теплофизических характеристик используемого твердого теплоносителя (инерта).

Эксперименты проводили в кварцевых реакторах диаметром 46 и 66 мм. Методика эксперимента приведена в работе [1]. Размер частиц топлива меняли от 1 до 10 мм. Удельный расход воздуха в большинстве экспериментов был 0.2 м/с [ $\text{м}^3/(\text{с}\cdot\text{м}^2)$ ], в отдельных экспериментах его меняли от 0.1 до 0.4 м/с. Воспламенение топлива осуществляли как равномерно по всему сечению реактора, так и у одной из его стенок.

**Влияние размера частиц топлива на устойчивость фронта горения.** Для анализа влияния размера частиц на устойчивость фронта мы использовали не абсолютную величину, а безразмерное отношение диаметра реактора к размеру частицы ( $R_d$ ). При  $R_d = 5$  и менее неустойчивость фронта практически не наблюдается, так как возникающие локальные возмущения быстро выравниваются за счет интенсивной теплопередачи излучением.

При отношении  $R_d = 7$  и выше может наблюдаться искривление фронта горения (рис. 1). При  $R_d$  в диапазоне от 7 до 12 фронт горения имеет плоскую форму и распространяется под углом к оси реактора (рис. 1). Сформировавшийся фронт горения имеет примерно одинаковую температуру и распространяется с примерно одинаковой скоростью.

При отношении  $R_d$  от 12 до 20 фронт горения может сменить плоскую форму на искривленную с прогаром вдоль стенки реактора (рис. 2). Поскольку при  $R_d$  менее 20 газопроницаемость у стенок реактора существенно выше, чем в центре [2], поэтому прогар обычно начинает формироваться вдоль одной из стенок. Так как газопроницаемость минеральной компоненты выше, чем у исходной шихты, то по мере выгорания топлива газодинамическое сопротивление слоя в месте прогара снижается. Поток окислителя

перераспределяется и начинает преимущественно двигаться по пути наименьшего сопротивления, т. е. в область прогара. Таким образом, меняются и скорости отдельных участков фронта горения: во фронте горения появляется участок-лидер («голова») и отстающие участки («хвост»). Аналогичный результат получен теоретически в работе [3].

При отношении  $Rd = 20$  и более влияние пристеночного эффекта на распределение потока газа в слое шихты минимально, поэтому при определенных условиях (например, при плавлении минеральной компоненты топлива в центре, где температуры существенно выше, чем у краев реактора) можно ожидать возникновение прогара не только вдоль стенки, но и внутри реактора.



Рис. 1. Наклонная неустойчивость фронта при горении смеси из 80% древесного угля и 20% шамота (5–7 мм), промежуток времени между кадрами равен 3 мин

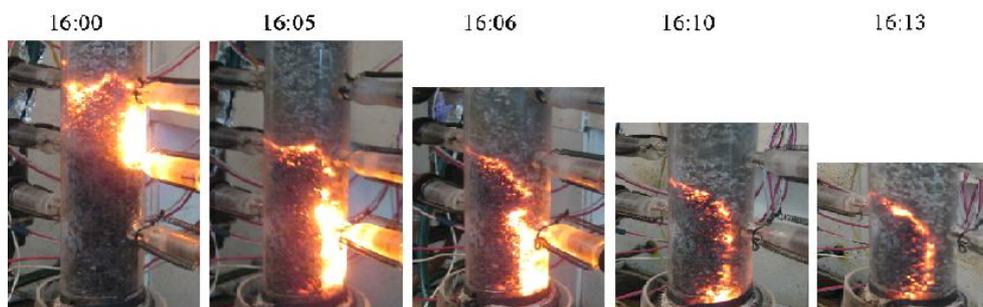


Рис. 2. Этапы формирования и развития неустойчивости фронта горения (смесь 80% активированного угля БАУ-А и 20% шамота (1–3 мм): фотографии эксперимента с неустойчивым фронтом горения

**Неравномерное воспламенение шихты.** Эксперименты с воспламенением шихты рядом с одной из стенок реактора выполняли в реакторе диаметром 66 мм. Используемая шихта состояла из 83% шамотной крошки, 5% сажи, 2% каменного угля и 10% веретенного масла. При выгорании размер частиц шихты менялся мало, изменение объема материала после сгорания не превышало 15%.

Начальный этап формирования структуры фронта горения характерен для горения смесей всех размеров частиц: воспламенение шихты вблизи правой стенки реактора (рис. 3, 1), затем образование очага горения, который постепенно начинает распространяться преимущественно в сторону противоположной стенки реактора и образуется сплошной фронт горения (рис. 3, 2). С течением времени устанавливается форма фронта, характерная для горения шихты с данным размером частиц (рис. 3, 3–7).

Как видно из рис. 3, при горении шихты со средним размером частиц 8.5 мм формируется устойчивый ровный фронт горения (3), для частиц с со средним размером 6 мм он несколько искривляется, но еще остается достаточно ровным и устойчивым (4), а для частиц 4 мм и менее – начинает искривляться и терять устойчивость (5–7).

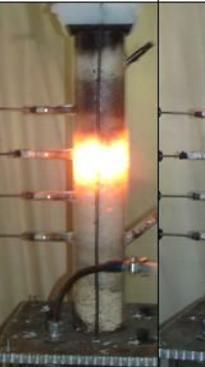
Иницирование горения <sup>□</sup>	Формирование единого фронта горения <sup>□</sup>	Установившаяся структура фронта горения <sup>□</sup>				
		$d_{\text{ч}}=8,5\text{ мм}$	$d_{\text{ч}}=6,0\text{ мм}$	$d_{\text{ч}}=4,0\text{ мм}$	$d_{\text{ч}}=2,5\text{ мм}$	$d_{\text{ч}}=1,5\text{ мм}$
1 <sup>□</sup>	2 <sup>□</sup>	3 <sup>□</sup>	4 <sup>□</sup>	5 <sup>□</sup>	6 <sup>□</sup>	7 <sup>□</sup>
						

Рис. 3. Воспламенение шихты вблизи стенки реактора, характерные этапы и структура установившегося фронта горения при различном размере частиц шихты

**Влияние удельного расхода окислителя.** Газодинамическое сопротивление слоя шихты пропорционально квадрату расхода окислителя [2]. Увеличение расхода окислителя в два раза приводит к увеличению газодинамического сопротивления слоя шихты в четыре раза, поэтому любая неравномерность плотности упаковки слоя частиц будет провоцировать прогар гораздо сильнее, чем при меньшем расходе воздуха. Как видно из рис. 4, при удельном расходе воздуха  $421 \text{ м}^3/(\text{ч}\cdot\text{м}^2)$  фронт горения относительно ровный (1), но с увеличением расхода окислителя начинает искривляться (2), а затем теряет устойчивость (3).

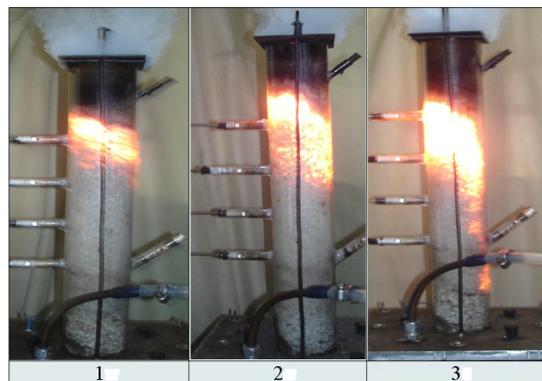


Рис. 4. Установившиеся структуры фронта горения при различном расходе окислителя (размер частиц 3–5 мм): 1 –  $421 \text{ м}^3/(\text{ч}\cdot\text{м}^2)$ ; 2 – 744; 3 – 1147

**Влияние теплофизических характеристик инертного материала шихты.** Эксперименты с различными типами инертного материала в шихте проводили в реакторе диаметром 66 мм. Содержание угля в шихте было 10%. В качестве инертного материала использовали крошку шамота, фарфоровые кольца Рашига, крошку кварцевого стекла, стальные гайки и стальную стружку. Размер частиц составлял 5–10 мм.

Виды инертного материала выбирали таким образом, чтобы они при возможно большем сходстве параметров имели заметное отличие по форме частиц и теплофизическим характеристикам материала (табл. 1). Воспламенение шихты осуществляли вблизи правой стенки реактора, установившиеся при горении формы фронта приведены на рис. 5.

Как видно из рис. 5, фронт горения смесей с высокой пористостью (2 и 5) относительно более устойчив, чем фронт горения более плотных смесей с близкими теплофизическими характеристиками (1 и 4). Установившаяся форма фронта горения системы с кварцевой крошкой, обладающей хорошими условиями для передачи тепла излучением (3) также несколько ровнее, чем фронт горения системы с шамотной крошкой (1).

Характеристики инертного материала [4, 5] и горючей смеси

Характеристики	Крошка шамота	Кольца Рашига	Крошка кварца	Стальные гайки	Стальная стружка
Плотность материала $\rho_i$ , г/см <sup>3</sup>	1.9–2.0	2.4–2.7	2.0–2.2	7.8	7.8
Теплоемкость материала $c_p^1$ , кДж/(кг·К)	1.16	1.09	1.05	0.46	0.46
Теплопроводность материала $\lambda_i$ , Вт/(м·К)	0.88–1.1	1.04	1.38	45.6	45.6
Насыпная плотность смеси $\rho_{нас}$ , г/см <sup>3</sup>	0.74	0.70	0.90	1.46	0.78
Пористость смеси $\varepsilon$	0.44	0.57	0.34	0.42	0.69

Наихудший результат показали системы со стальным инертным материалом. Хорошая теплопроводность стали позволила несколько выровнять поперечные градиенты температур. Ширина высокотемпературной зоны волны горения смесей со стальными гайками и стружкой заметно больше, чем при горении смесей с крошкой шамота, кварца и колец Рашига. Несмотря на более равномерное распределение и достаточно высокие температуры по сечению реактора, окислитель в области перед «отстающими» участками фронта горения практически не поступает, и углерод в них не сгорает, поэтому выравнивание фронта горения не происходило.

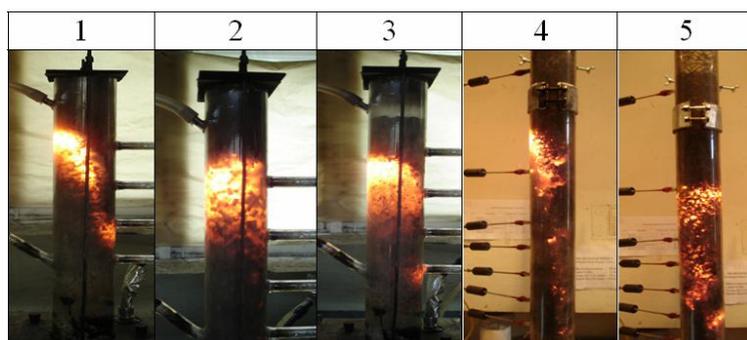


Рис. 5. Установившаяся форма фронта горения смеси 10% древесного угля и инертного материала различного вида (область воспламенения смеси на фотографиях с правой стороны): 1 – шамотная крошка; 2 – кольца Рашига; 3 – крошка кварца; 4 – стальные гайки; 5 – стальная стружка

**Заключение.** В ходе экспериментов были обнаружены проявления неустойчивости волны горения в виде наклонного фронта и фронта горения с прогаром вдоль стенки реактора.

Экспериментально показано, что увеличение расхода окислителя ведет к снижению устойчивости фронта, а увеличение диаметра частиц повышает устойчивость. Степень искривления плоского фронта зависит от размеров частиц пористой среды – чем крупнее частицы, тем меньше искривление фронта. Показано, что при ФГ шихты с достаточно крупным размером частиц даже в случае неравномерного воспламенения по сечению реактора формируется устойчивый плоский фронт горения.

Устойчивости фронта горения также способствует высокая пористость слоя и теплопередача излучением за счет большей прозрачности частиц. Высокая теплопроводность инертного материала приводит к растягиванию фронта и образованию широкой высокотемпературной области с меньшими градиентами температуры.

Работа выполнена при частичной поддержке Программ фундаментальных исследований Президиума РАН № 18 и 31.

### Литература

1 Салганский Е. А., Кислов В. М., Глазов С. В., Жолудев А. Ф., Манелис Г. Б. Фильтрационное горение смеси углерод – инертный материал в режиме со сверхadiaбатическим разогревом // ФГВ. 2008, Т. 44, № 3. С. 30–38.

2. Альтшулер В. С. Методы интенсификации работы промышленных газификаторов. М.: Изд-во АН СССР, 1955 – 32 с.
3. Aldushin A. P., Matkowsky B. J. Instabilities, Fingering and the Saffman-Taylor Problem in Filtration Combustion // Combust. Sci. and Tech. 1998. Vol. 133. Pp. 293–341.
4. Примеры и задачи по курсу процессов и аппаратов химической технологии / Под ред. П. Г. Романкова. Л.: Химия, 1987. – 576 с.
5. Теплотехника и теплоэнергетика металлургического производства / Под ред. И. А. Прибыткова. М.: Металлургия, 1993. – 336 с.

УДК 549.742.112:542.92

### ВЛИЯНИЕ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА НА ПРОЦЕСС ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ МАГНЕЗИТА

**И. А. Козначеев<sup>1</sup>, К. В. Доброго<sup>2</sup>, М. В. Малько<sup>3</sup>, С. В. Василевич<sup>3</sup>,  
В. Н. Богач<sup>3</sup>, А. Н. Асадчий<sup>3</sup>, Д. В. Дегтерев<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

<sup>2</sup>Белорусский национальный технический университет, г. Минск, Беларусь

<sup>3</sup>Институт энергетики НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

Магнезит – природный минерал, основным компонентом которого является карбонат магния  $MgCO_3$ . Магнезит содержит от 0,5 до 5% примесей Fe, Mn, Ca. Используется для производства огнеупорных и вяжущих материалов, а также для получения металлического магния, для производства электроизоляторов, в химической промышленности. Для изготовления сырья для огнеупорных кирпичей или цемента магнезит обжигают или прокаливают. При обжиге магнезита происходит термическое разложение карбоната магния, который распадается на оксид магния и углекислый газ. Поскольку углекислый газ улетучивается из твердой фазы, масса материала при обжиге уменьшается примерно в два раза.

Авторы работ [1, 2] и другие исследователи [3–7], рассматривавшие процесс разложения магнезита, как одностадийный, получали при разных размерах частиц и скоростях нагрева различные энергии активации процесса в диапазоне от 90 до 210 кДж/моль. Такой разброс значений трудно объяснить различием химического состава исследуемых образцов магнезита. Скорее всего, имели место ошибки при интерпретации экспериментальных данных. Возможно, это связано с наличием так называемого кинетического компенсационного эффекта [8], который заключается в том, что одну и ту же кривую убыли массы при термическом разложении можно описать различными энергиями активации, если дополнительно менять значения предэкспоненциального множителя.

В работе [9] предложена методика восстановления кинетических параметров многокомпонентного термического разложения из набора дериватограмм для одного образца, снятых при различных скоростях нагрева. В данной работе эта методика была применена для определения кинетики разложения магнезита.

Нами использовались следующие кинетические модели разложения:

1. Модель однокомпонентного разложения (одностадийный брутто-процесс):

$$\frac{dm_1}{dt} = -A_1 m_1 \exp\left(-\frac{E_1}{RT}\right). \quad (1)$$

2. Модель однокомпонентного разложения с диффузионно-лимитированной эвакуацией  $\text{CO}_2$ :

$$\frac{dm_1}{dt} = - \frac{Am_1 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)}{1 + \frac{l^2}{D_0 T^{3/2}} A \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)}. \quad (2)$$

3. Модель однокомпонентного разложения с учётом фильтрационной эвакуации  $\text{CO}_2$ :

$$\frac{dm_1}{dt} = - \frac{Am_1 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)}{1 + \frac{l^2}{cp_{\text{CO}_2}(T)} A \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)}. \quad (3)$$

4. Модель однокомпонентного разложения с учётом изменения удельной поверхности с ростом температуры:

$$\frac{dm_1}{dt} = -Am_1 a(T) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \quad (4)$$

Экспериментальная зависимость относительной удельной поверхности магнезита от температуры  $a(T)$  была определена при использовании прибора для определения удельной поверхности и пористости марки NOVA 2200 (Quantachrome Corp. США). Предел измерений данного прибора: 10–2000 м<sup>2</sup>/г, погрешность измерения – 1–2%. Определение удельной поверхности осуществлялось по методу БЭТ и включает две стадии: оценку по изотерме адсорбции емкости монослоя и расчет удельной поверхности с использованием молекулярной площади газа. Результаты определения приведены в табл. 1.

Таблица 1

Удельная поверхность образцов магнезита

Температура образца, °С	Удельная поверхность, м <sup>2</sup> /г	
	На исходный вес образца	На текущий вес образца
400	28	28
500	19,35	19,1565
550	14,369	14,22531
650	14,093	11,97905
750	13,787	10,34025
800	12,937	6,85661

На дериватографе Q-1000 системы Паулик-Паулик-Эрдеи производства венгерской компании MOM были проведены термогравиметрические эксперименты в динамическом режиме (постоянная скорость нагрева) с образцами магнезита, представляющими собой засыпку из порошка магнезита дисперсностью 0,3 мм, массой 300 мг и отдельные куски минерала магнезита массой 200–300 мг. Эксперименты с порошком были проведены при скоростях нагрева 5–20 °С/мин, а с отдельными кусками магнезита – 1,25–20 °С/мин. Конечная температура нагрева для всех опытов, кроме опыта со скоростью 1,25 °С/мин, составляла ~1000 °С. Экспериментальные кривые убыли массы приведены на рис. 1, 2.

Используя описанную в [9] методику, были восстановлены значения параметров перечисленных выше моделей 1–4. Критерием оптимизации являлась минимизация среднего

относительного отклонения, рассчитанного по модели значения массы от экспериментального значения для всего набора кривых термограмм.

Параметры каждой модели подбирались отдельно для опытов с порошком и с кусками магнезита, а также для всей совокупности опытов. Результаты подбора параметров со средним относительным отклонением приведены в табл. 2.

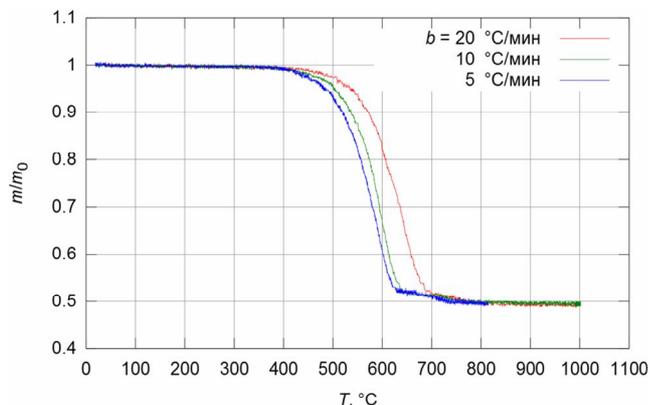


Рис. 1. Кривые убыли массы порошка магнезита при нагреве

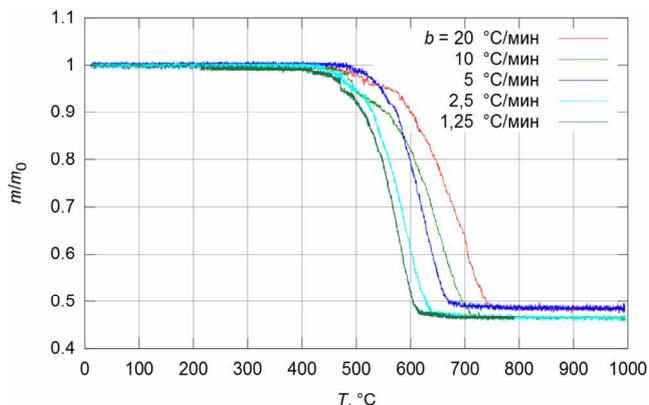


Рис. 2. Кривые убыли массы отдельных кусков магнезита при нагреве

Таблица 2

Кинетические параметры термического разложения магнезита

Модель	$A, \text{с}^{-1}$			$E, \text{кДж/моль}$			$\Sigma, \%$		
	Порошок	Куски	Все	Порошок	Куски	Все	Порошок	Куски	Все
1	$3,53 \cdot 10^5$	$8,83 \cdot 10^5$	$4,27 \cdot 10^6$	134	148	156	0,93	1,31	2,61
2	$8,79 \cdot 10^5$	$1,73 \cdot 10^6$	$5,07 \cdot 10^8$	141	152	188	0,95	1,30	2,18
3	$2,88 \cdot 10^5$	$2,71 \cdot 10^5$	$6,79 \cdot 10^4$	132	138	123	0,95	1,31	1,41
4	$4,56 \cdot 10^6$	$5,99 \cdot 10^6$	$5,62 \cdot 10^6$	148	157	154	0,97	1,41	2,71

Из таблицы видно, что все модели дают примерно одинаковую энергию активации и качество аппроксимации экспериментальных данных для порошка магнезита. То же с другой энергией активации и несколько худшим качеством аппроксимации имеет место для кусков магнезита. При подборе параметров по всей совокупности опытов качество аппроксимации ухудшается, а разброс энергий активаций, даваемых разными моделями, увеличивается. Лучше всего экспериментальные данные с двумя типами образцов описывает модель 3, учитывающая фильтрационную эвакуацию  $\text{CO}_2$ , однако эта модель даёт заниженное значение энергии активации. Модель 4, учитывающая изменение удельной поверхности при нагреве, не обладает преимуществами по точности аппроксимации по сравнению с моделью 1.

### Обозначения

$a$  – относительная удельная поверхность;  $A$  – предэкспоненциальный множитель,  $\text{с}^{-1}$ ;  $b$  – скорость нагрева,  $^\circ\text{C}/\text{мин}$ ;  $c, D_0$  – коэффициенты пропорциональности;  $E$  – энергия активации,  $\text{кДж/моль}$ ;  $l$  – характерный размер частиц,  $\text{мм}$ ;  $m$  – масса образца,  $\text{мг}$ ;  $m_0$  – начальная масса образца,  $\text{мг}$ ;  $m_1$  – масса разлагающегося компонента,  $\text{мг}$ ;  $p_{\text{CO}_2}$  – равновесное давление углекислого газа при данной температуре,  $\text{Па}$ ;  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $\text{Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$ ;  $T$  – температура;  $t$  – время,  $\text{с}$ ;  $\Sigma$  – среднее относительное отклонение,  $\%$ .

### **Литература**

1. Cremer, Gatt. Radex Rundschau. 1949. – 144 p.
  2. Britton H. T. S., Gregg S. J., Winsor G. W. The calcination of dolomite. Part I. The kinetics of the thermal decomposition of calcite and of magnesite // Transactions of the Faraday Society. 1952. Vol. 48. Pp. 63–69.
  3. Hurst H. J. The thermal decomposition of magnesite in nitrogen // Thermochemica Acta. 1991. Vol. 189, No. 1. Pp. 91–96.
  4. Sheila D. Thermal analysis studies on the decomposition of magnesite // Int. J of Mineral Processing. 1993. Vol. 37, No. 1. Pp. 73–88.
  5. Liu X. W. et al. Thermal decomposition kinetics of magnesite from thermogravimetric data // J. of Thermal Analysis and Calorimetry. 2011. Vol. 107, No. 1. Pp. 407–412.
  6. Su L. et al. Comparison of Thermal Decomposition Kinetics of Magnesite and Limestone // Advanced Materials Research. 2013. Vol. 652. Pp. 2580–2583.
  7. Tian L., Tahmasebi A., Yu J. An experimental study on thermal decomposition behavior of magnesite // J. of Thermal Analysis and Calorimetry. 2014. Vol. 118, No. 3. Pp. 1577–1584.
  8. Koga N. et al. Data Treatment in Non-isothermal Kinetics and Diagnostic Limits of Phenomenological Models // Netsu Sokutei. 1993. Vol. 20, No. 4. Pp. 210–223.
  9. Козначеев И. А., Доброго К. В., Шевель А. А. Определение параметров кинетики термического разложения твердых топлив из данных термогравиметрического анализа // Тепло- и массообмен – 2012: Сб. науч. тр. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 2013. С. 296–299.
- 

УДК 541.64:536.4

## **ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ТЕРМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА К ИССЛЕДОВАНИЮ РЕАКЦИЙ, СОПРОВОЖДАЮЩИХСЯ ГАЗОВЫДЕЛЕНИЕМ**

**А. А. Коптелов, Ю. М. Милёхин, Ю. Н. Баранец, А. А. Рогозина**

*Федеральный центр двойных технологий “Союз”, г. Дзержинский, Россия*

Методы термического анализа, основанные на регистрации тепловых потоков (ДТА, ДСК), широко используются для определения термодинамических и кинетических параметров химических реакций, в частности, реакций термического разложения веществ. Такие реакции в большинстве случаев сопровождаются образованием газообразных продуктов. Если эти продукты являются химически активными, то они могут реагировать и между собой и с веществами, остающимися в конденсированной фазе. Протекание вторичных реакций с участием газообразных продуктов приводит к зависимости теплового потока, регистрируемого методом ДТА (ДСК), от ряда физических факторов и конструктивных особенностей прибора [1]. К их числу относятся геометрия и материал контейнеров (тиглей), форма образца и способ его упаковки, условия теплообмена, скорость истечения газов из зоны реакции, давление окружающего газа и др. Эти факторы являются основной причиной большого разброса опубликованных значений кинетических параметров термического разложения веществ и тогда, когда выделяющиеся газообразные продукты не являются реакционноспособными. В случае протекания экзотермических реакций часть выделяющегося тепла может уноситься газами, перегретыми относительно измерительной

ячейки; в эндотермических процессах отводиться из зоны реакции могут газы, более холодные, чем поверхность тигля. В обоих случаях измеренный тепловой эффект не будет соответствовать истинному значению теплоты исследуемой реакции. При этом не приходится говорить о корректном определении кинетических характеристик процесса.

В качестве иллюстраций приведем результаты термического разложения порошкообразных образцов некоторых веществ с использованием совмещенного ДСК-ТГА анализатора SDT Q600 фирмы TA Instruments (по способу измерения теплового потока это типичный прибор ДТА, калибруемый по теплоте плавления чистых металлов).

На рис. 1 приведены кривые ДСК термического разложения моногидрата оксалата кальция ( $\text{CaC}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ ), полученные в разных условиях измерений. Кривые 1 относятся к образцу, размещенному на дне открытого тигля из оксида алюминия объемом 90 мкл. При получении кривых 2 образец перед помещением в такой же тигель обернут двумя слоями алюминиевой фольги толщиной 20 мкм; тем самым создан лабиринтный канал для выхода образующихся газов. В табл. 1 приведены величины тепловых эффектов последовательных реакций разложения моногидрата и оксалата кальция в таких опытах (соответственно  $Q_1$  и  $Q_2$ ) в сравнении с их значениями  $Q_0$ , рассчитанными по энтальпиям образования при 298 К [2]. Все тепловые эффекты для первой и второй реакций относятся соответственно к одному грамму  $\text{CaC}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CaC}_2\text{O}_4$ . Приведенные доверительные интервалы формально рассчитаны как геометрическая сумма случайных и не исключенных систематических погрешностей. Как видно из таблицы, средние экспериментальные значения наблюдаемых эндотермических эффектов  $Q_2$  удовлетворительно согласуются с расчетными. Величины  $Q_1$  значительно меньше расчетных, поскольку в условиях плохого теплообмена газообразные продукты выходят в окружающую среду раньше, чем успевают “отнять тепло” у конденсированной фазы и тигля.

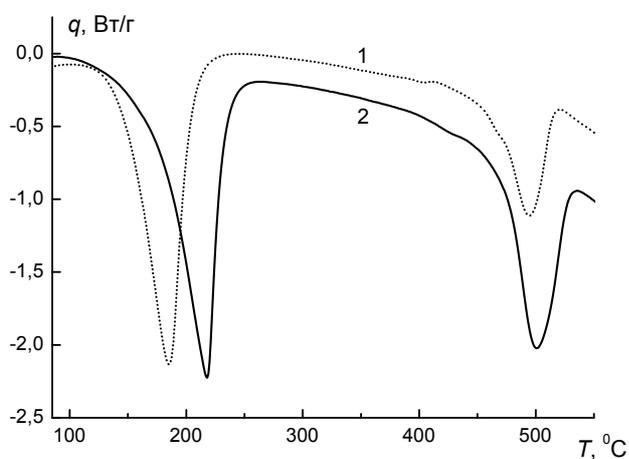


Рис. 1. Термическое разложение  $\text{CaC}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ . Зависимость удельного теплового потока от температуры при разных способах упаковки образцов. Скорость нагрева  $b = 10$  °С/мин. Поток азота через зону реакции 100 мл/мин

Таблица 1

Тепловые эффекты термического разложения  $\text{CaC}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CaC}_2\text{O}_4$

Реакция	$Q_0$ , Дж/г	$Q_1$ , Дж/г	$Q_2$ , Дж/г
$\text{CaC}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{CaC}_2\text{O}_4 + \text{H}_2\text{O} (\text{г})$	522.3	$467 \pm 37$	$502 \pm 30$
$\text{CaC}_2\text{O}_4 \rightarrow \text{CaCO}_3 + \text{CO}$	268.6	$185 \pm 15$	$272 \pm 22$

Подобные результаты были получены и при исследовании термического разложения ряда других веществ. Например, для реакции  $\text{CdCO}_3 \rightarrow \text{CdO} + \text{CO}_2$  при свободной засыпке образцов в открытом тигле было получено значение теплового эффекта  $Q_1 = 460 \pm 30$  Дж на

1 г карбоната кадмия, а при использовании их дополнительной упаковки в металлическую фольгу –  $Q_2 = 540 \pm 28$  Дж/г. Температуры соответствующих эндотермических пиков при скорости нагрева  $b = 10$  °С/мин составили соответственно  $420 \pm 2$  °С и  $434 \pm 2$  °С. Расчетные значения теплоты разложения  $\text{CdCO}_3$  при температурах пиков равны 541 и 537 Дж/г [3], что очень близко к экспериментальным величинам  $Q_2$ .

Приведенные примеры показывают, что при обеспечении хорошего теплообмена тепловые эффекты реакций, сопровождающихся газовой выделением, могут быть измерены методами ДТА (ДСК) в открытой системе с точностью, приемлемой для технических приложений. Однако при определении кинетических параметров таких реакций могут быть допущены очень большие ошибки, поскольку парциальное давление выделяющегося газа над поверхностью образца в этих условиях контролировать невозможно.

Корректное определение кинетических констант термораспада энергетических материалов (ЭМ), разлагающихся с выделением тепла и большого количества газообразных продуктов, необходимо для прогнозирования параметров теплового воспламенения и построения моделей горения. Одним из наиболее детально исследованных ЭМ является октоген (НМХ). В литературных источниках, цитированных в работе [1], теплота разложения ( $Q$ ) НМХ при атмосферном давлении, определенная с помощью приборов ДТА (ДСК) составила от 1100 до 2100 Дж/г. Приведенные в тех же источниках значения энергии активации ( $E$ ) варьируют в очень широких пределах – от 117 до 588 кДж/моль, при этом какая-либо корреляция между значениями  $Q$  и  $E$  отсутствует.

По нашему мнению, необходимым условием правомерности сравнения кинетических параметров некоторой реакции, полученных разными методами или в разных лабораториях, является равенство надежно измеренных тепловых эффектов этой реакции. Однако это условие не является достаточным для сравнения кинетических характеристик брутто-реакций, сопровождающихся выделением реакционноспособных газов. Так, в наших опытах при термическом разложении октогена в тиглях с отверстием в крышке (внешнее давление азота 12 бар) и в герметично закрытых тиглях теплота разложения оказалась практически одинаковой ( $2100 \pm 120$  Дж/г); опыты проводили на одном и том же приборе (DSC 204 HP) в диапазоне скоростей нагрева 0.1–1.0 °С/мин. В то же время формально определенные значения энергии активации (метод Киссинджера) для этих двух серий опытов существенно различны (соответственно 153 и 137 кДж/моль).

Термическое разложение полимеров, сопровождающееся выделением большого количества газообразных продуктов, представляет собой неразрывную совокупность химических реакций и физических превращений. Диссоциация химических связей приводит к образованию широкого массового распределения фрагментов макромолекул и продуктов вторичных реакций. Скорость испарения продуктов разложения определяется их молекулярной массой, температурой, давлением, геометрией образцов и измерительных ячеек, условиями отвода газов из реакционной зоны и т. д. В результате кривые разложения одного и того же полимера, регистрируемые на разных приборах, могут значительно отличаться. В качестве примера на рис. 2 приведены экспериментальные температурные зависимости степени разложения полиэтилена высокой плотности (HDPE), приведенные в некоторых литературных источниках.

Все данные получены методом ТГА при скорости нагрева  $b = 10$  °С/мин в инертной газовой среде при атмосферном давлении. Как видно из рисунка, данные разных авторов характеризуются весьма существенными расхождениями, возможные причины которых перечислены выше. Опубликованные значения кинетических параметров термического разложения полимеров характеризуются очень большими разбросами. Например, значения энергии активации для полиэтилена лежат в пределах от 84 до 330 кДж/моль, для полиметилметакрилата – от 100 до 335 кДж/моль [9, 10].

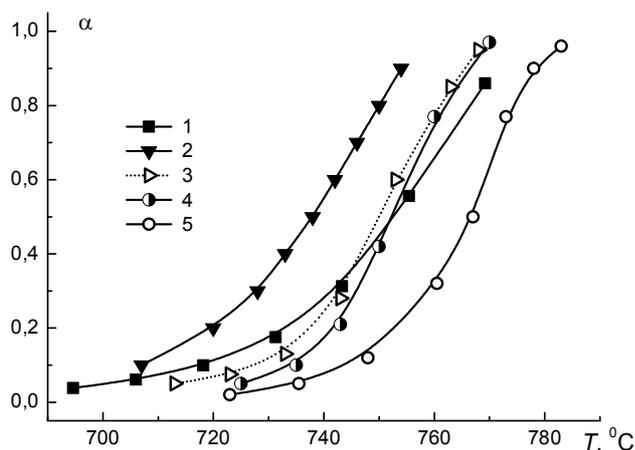


Рис. 2. Зависимость степени термического разложения HDPE от температуры: 1 – данные работы [4], 2 – [5], 3 – [6], 4 – [7], 5 – [8]

В заключение отметим, что методы термического анализа являются мощным экспериментальным инструментом исследования физических превращений и химических реакций. Однако их применение к исследованию кинетики реакций, сопровождающихся газовыделением, требует дальнейшего серьезного анализа, базирующегося на математических моделях протекающих процессов [11, 12]. В применении к определению скоростей реакции и параметров термического разложения полимеров перспективным представляется применение методов молекулярной динамики [13, 14].

### Литература

1. Милёхин Ю. М., Коптелов А. А., Баранец Ю. Н., Рогозина А. А. Зависимость параметров термического разложения энергетических материалов от условий проведения экспериментов // Журнал прикладной химии. 2015. Т. 88, № 7. С. 1043–1050.
2. Кипер Р. А. Свойства веществ: Справочник по химии. Хабаровск, 2013. – 1016 с.
3. Stern K. H. High temperature properties and thermal decomposition of inorganic salts with oxianions. Florida: CRC Press, 2001.
4. Rychly J., Richla L. Non isothermal thermogravimetry of polymer // J. of Thermal Analysis. 1989, Vol. 35, No. 1. Pp. 77–90.
5. Gao Z., Amasaki I., Kaneko T., Nakada M. Calculation of activation energy from fraction of bonds broken for thermal degradation of polyethylene // Polymer Degradation and Stability. 2003. Vol. 81, No. 1. Pp. 125–130.
6. Costa D. A., Filho J. G. A. P., Embirucu M., Souza M. J. B., Araujo A. S., Oliveira H., Gomes T. F. Kinetics of catalytic degradation of polyethylene over HAIMCM-41 // Proc. 2nd Mercosur Congress on Chemical Engineering & 4th Mercosur Congress on Process Systems Engineering. Rio de Janeiro, Brasil, 2005 ([www.enpromer2005.eq.ufrj.br/](http://www.enpromer2005.eq.ufrj.br/)).
7. Kayacan I., Dogan O.M. Pyrolysis of low and high density polyethylene. Part I: Non-isothermal pyrolysis kinetics // Energy Sources. Part A. 2008. Vol. 30, No. 5. Pp. 385–391.
8. Fernandes G. J. T., Fernandes V. J., Araujo A. S. Catalytic degradation of polyethylene over SAPO-37 molecular sieve // Catalysis Today. 2002. Vol. 75, No. 1–4. Pp. 233–238.
9. Peterson J. D., Vyazovkin S., Wight C. A. Kinetics of the thermal and thermo-oxidative degradation of polystyrene, polyethylene and poly(propylene) // Macromolecular Chemistry. 2001. Vol. 202, No. 6. Pp. 775–784.
10. Koptelov A. A., Koptelov I. A. Statistical Model of Thermal Degradation of Linear Polymers // Polymer Science. Ser. B. 2009. Vol. 51, No. 7–8. Pp. 313–319.
11. Львов Б. В. Терморазложение твердых и жидких веществ. Санкт-Петербург: Изд-во политехн. ун-та, 2006. – 278 с.

12. Коптелов А. А., Милёхин Ю. М., Баранец Ю. Н. Моделирование термического разложения полимера при случайных разрывах С-С связей // Химическая физика. 2012. Т. 31. № 9. С. 68–76.

13. Popov K. V., Knyazev V. D. Molecular dynamics simulation of C-C bond scission in polyethylene and linear alkanes: effect of the condensed phase // J. of Physical Chemistry A. 2014. Vol. 118. Pp. 2187–2195.

14. Smith K. D., Bruns M., Stolarov S. I., Nyden M. R., Ezekoye O. A., Westmoreland P. R. Assessing the effect of molecular weight on the kinetics of backbone scission reactions in polyethylene using reactive molecular dynamics // Polymer. 2011. Vol. 52. Pp. 3104–3111.

---

УДК 536.46: 629.194.632.1

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ ПЕРЕМЕННЫМ ТЕПЛОВЫМ ПОТОКОМ

А. Г. Коротких<sup>1,2</sup>, В. Т. Кузнецов<sup>1</sup>, В. А. Архипов<sup>1</sup>, В. Е. Зарко<sup>3</sup>, Н. Н. Золотарев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики,  
Томский государственный университет, г. Томск, Россия

<sup>2</sup>Энергетический институт, Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

<sup>3</sup>Институт химической кинетики и горения СО РАН, г. Новосибирск, Россия

В реальных условиях, как правило, зажигание различных материалов осуществляется при переменных, зависящих от времени значениях теплового потока. Формирование прогретого слоя в данном случае осуществляется в динамических условиях и существенно зависит от режима изменения теплового потока, т. е. уменьшения или увеличения подводимого потока тепла в период зажигания материала.

Анализ динамических режимов зажигания конденсированных систем (КС) в рамках тепловой теории, проведенный А. Г. Мержановым с сотрудниками [1], показал, что процесс зажигания зависит от условий подвода теплового потока. При возрастающем во времени тепловом потоке влияние кинетических и теплофизических параметров на время задержки зажигания КС существенно меньше, чем в случае постоянного или убывающего теплового потока. В работе [2] показано, что убывающий во времени лучистый тепловой поток снижает времена задержки зажигания КС за счет уменьшения толщины прогретого слоя.

Для теоретического обоснования влияния переменного теплового потока на характеристики зажигания КС необходимо экспериментально установить закономерности зажигания при различных режимах подвода тепла. Основными характеристиками зажигания позволяющими оценить критические условия воспламенения, пожаро- и взрывобезопасность КС являются время задержки зажигания и критический тепловой поток [3].

Исследование характеристик зажигания КС изменяющимся во времени тепловым потоком проводилось на установке интегрального лучистого нагрева «Уран-1», излучателем которой является ксеноновая лампа ДКсР-10000 с длиной волны излучения  $\lambda = 0.25\text{--}1.85$  мкм (рис. 1). Излучение ксеноновой лампы фокусировали эллиптическим зеркалом в пятно диаметром 12 мм при расстоянии до исследуемого образца 100 см. Плотность потока излучения измерялась калориметрическим методом с относительной погрешностью не более 10%. Для этого использовался медный калориметр в виде диска диаметром 10 и толщиной

3 мм. Поверхность диска, поглощающая излучение, покрывалась ламповой сажей. В качестве исследуемого КС использовался пироксилин, содержащий 1 мас.% сажи, с известными кинетическими параметрами. Диаметр и высота образцов составляли 10 и 6 мм соответственно. При открытии оптического затвора изменение плотности потока излучения на торцевой поверхности исследуемого образца КС осуществлялось за счет перемещения штока с постоянной линейной скоростью 4.8 см/с относительно начальной плоскости А–А вдоль оптической оси эллиптического отражателя. Перед опытом измерялось распределение плотности потока излучения вдоль оптической оси  $q/q_{\max}(l)$  от фокальной плоскости до максимального расстояния перемещения образца КС.

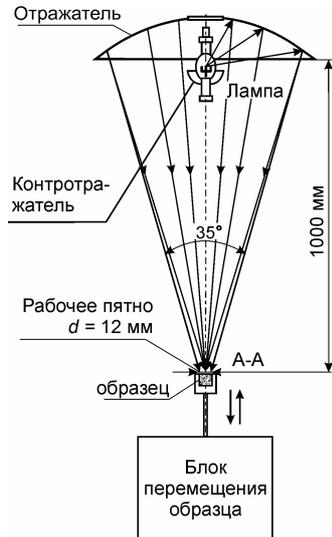


Рис. 1. Оптическая схема излучателя «Уран-1» и блока перемещения КС

Время задержки зажигания  $t_{ign}$  КС определяли по появлению пламени, регистрируемого фотодиодом ФД-9. При падении интегрального потока излучения на образец КС электрический сигнал фотодиода запускал развертку запоминающего осциллографа Owon, а по появлению пламени срабатывал второй фотодиод, сигнал которого также регистрировался осциллографом. Показания разности двух сигналов на развертке осциллографа соответствовали времени задержки зажигания КС. Время действия импульса переменного потока излучения подбирали из условия устойчивого зажигания образца КС, которое превышало время задержки зажигания пироксилина.

По измеренным значениям времени задержки зажигания  $t_{ign}$  КС при разных потоках излучения рассчитывались расстояния, на которые перемещался образец в момент зажигания. По измеренной зависимости  $q/q_{\max}(l)$  определялась зависимость  $q(t)$  для заданной скорости перемещения образца КС и начальной плотности потока излучения. По этой зависимости определялись текущие значения плотности потока излучения и рассчитывались осредненные значения плотности потока излучения за период зажигания  $t_{ign}$  образца КС по формуле

$$\bar{q} = \frac{1}{t_{ign}} \int_0^{t_{ign}} q(t) dt .$$

Найденные таким образом значения времени задержки зажигания в зависимости от плотности потока излучения при динамическом и статическом ( $q_0 = \text{const}$ ) режимах подвода тепла представлены на рис. 2.

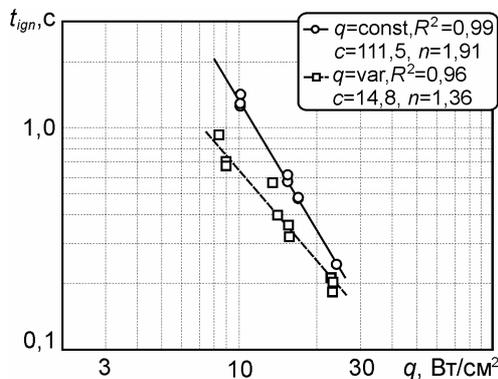


Рис. 2. Время задержки зажигания пироксилина в зависимости от плотности потока излучения

Аппроксимация опытных данных  $t_{ign}$  проводилась методом наименьших квадратов с использованием степенной зависимости

$$t_{ign} = cq^{-n},$$

где  $[t_{ign}] = c$ ,  $[q] = \text{Вт/см}^2$ .

Из представленных экспериментальных данных видно, что времена задержки зажигания пироксилина уменьшаются на 20–50% в зависимости от начальной плотности потока излучения и процесс зажигания пироксилина при динамическом режиме подвода тепла (при уменьшении плотности теплового потока) протекает более интенсивно, чем в случае постоянного теплового потока. Для анализа полученных данных в табл. 1 представлены расчетные значения толщины прогретого слоя  $b$  при разных значениях  $q$ , рассчитанных по формуле

$$b = \sqrt{at_{ign}},$$

где  $a$  – коэффициент температуропроводности (для пироксилина  $a = 7.92 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$ ) [4]. Здесь же приведены расчетные значения энергии, необходимые для зажигания пироксилина

$$Q = qt_{ign}.$$

Таблица 1

Характеристики зажигания пироксилина при динамическом и статическом режимах подвода тепла

$\bar{q}$ , Вт/см <sup>2</sup>	$q_0$ , Вт/см <sup>2</sup>	$t_{ign}$ , с	$t_{ign0}$ , с	$b$ , мм	$b_0$ , мм	$Q$ , Дж/см <sup>2</sup>	$Q_0$ , Дж/см <sup>2</sup>
23.7	24.6	0.20±0.02	0.24±0.001	0.13	0.14	4.74	5.90
16.2	17.2	0.35±0.03	0.48±0.01	0.17	0.19	5.67	8.26
14.6	15.8	0.46±0.08	0.58±0.02	0.19	0.21	6.72	9.16
9.0	10.2	0.74±0.09	1.30±0.03	0.24	0.32	6.66	13.26

При динамическом режиме подвода тепла убывающим тепловым потоком излучения начальная плотность теплового потока на торцевой поверхности образца КС больше значения  $q_0$  (стационарного потока), соответственно, в начальный период времени формирование прогретого слоя в образце протекает более интенсивно и температура на поверхности реакционного слоя образца становится больше, чем в условиях статического режима. В работе [5] в результате расчета показано, что при нагреве убывающим тепловым потоком температура поверхности гомогенного образца КС приближается к температуре кипения и затем в соответствии с соотношением Клаузиуса – Клайперона остается практически постоянной. В определенный момент времени начинается газификация КС и образование пламени. С уменьшением теплового потока температура реакционного слоя и скорость оттока продуктов газификации образца уменьшаются, и пламя приближается к поверхности образца и затем стабилизируется или гаснет от неустойчивости. Толщина прогретого слоя  $b$  образца КС уменьшается на 7–25% за счет сокращения периода прогрева и зажигания, соответственно, количество подводимого тепла на единицу площади поверхности образца уменьшается на 20–50%.

### Выводы

1. Представлена методика измерения характеристик зажигания образцов КС при инициировании переменным тепловым потоком, включающая определение времени задержки зажигания при подаче на торцевую поверхность образца изменяющегося во времени лучистого теплового потока.

2. Определены значения времени задержки зажигания КС в диапазоне плотности потока излучения  $q = 10\text{--}25 \text{ Вт/см}^2$ . Экспериментально показано, что времена задержки зажигания пироксилина, содержащего 1 мас.% сажи, уменьшаются на 20–50% в зависимости от начальной плотности потока излучения при иницировании убывающим лучистым тепловым потоком по сравнению со стационарными условиями подвода тепла при одинаковых внешних условиях. При этом толщина прогретого слоя и количество подводимого тепла на единицу площади поверхности образца КС уменьшаются за счет сокращения периода прогрева и зажигания.

### **Литература**

1. Розенбанд В. И., Барзыкин В. В., Мержанов А. Г. Зажигание конденсированных веществ конвективным потоком средней интенсивности в динамических условиях // ФГВ. 1968. Т. 4, № 2. С. 171–175.
  2. Архипов В. А., Коротких А. Г., Кузнецов В. Т., Жуков А. С. Влияние динамического режима подвода тепла на характеристики зажигания ВЭМ // Изв. ВУЗов. Физика. 2014. Т. 57, № 8/2. С. 18–23.
  3. Пат. РФ на изобретение № 2569641. Способ определения характеристик зажигания образцов высокоэнергетических материалов лучистым тепловым потоком / В. А. Архипов, В. Е. Зарко, А. Г. Коротких, В. Т. Кузнецов, А. А. Раздобреев. Заявл. 08.07.2014.
  4. Михеев В. Ф., Хлевной С. С. О зажигании пироксилина // ФГВ. 1970. Т. 6, № 2. С. 176–181.
  5. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е., Рычков А. Д. Зажигание и гашение гомогенных энергетических материалов световым импульсом // ФГВ. 2012. Т. 48, № 1. С. 80–88.
- 

УДК 662.613:536.7:541.123.7:546

## **ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБЪЕМНОЙ КОНДЕНСАЦИИ В МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ РЕАГИРУЮЩИХ СИСТЕМАХ**

**Н. М. Корценштейн, Е. В. Самуйлов**

*ОАО «Энергетический институт им. Г. М. Кржижановского», г. Москва, Россия*

Объектом исследования является фазовый переход пар – жидкость, происходящий в объеме материнской фазы (объемная конденсация). В случае объемной конденсации интересующими характеристиками являются такие величины, как концентрация, размер и состав образующихся капель, а также характерные времена образования и роста капель. В отличие от простых систем типа смесь пара с инертным газом задача описания объемной конденсации в многокомпонентных реагирующих системах существенно усложняется в связи с тем, что образование новой фазы сопровождается изменением химического состава сосуществующих фаз. При численном моделировании авторами использован комплексный подход [1], объединяющий возможности химической термодинамики и физической кинетики. В соответствии с подходом на первом этапе определяется распределение вещества по фазам и состав сосуществующих фаз замкнутой системы в приближении полного термодинамического равновесия. Исходя из данных термодинамического анализа, выбирается схема протекания процесса объемной конденсации в изучаемой системе для рассмотрения кинетики процесса на основе кинетического уравнения для функции распределения капель

по размерам (второй этап). При этом предполагается сохранение термодинамического равновесия в газовой фазе. Разработан алгоритм и его компьютерная реализация, позволяющие определять равновесный состав газовой фазы с учетом переменности ее массы в состоянии частичного термодинамического равновесия, а в кинетике объемной конденсации учитывать, наряду с расходом, образование пара вследствие газофазных реакций. Применение комплексного подхода проиллюстрировано на примере моделирования параметров субмикронных частиц, образующихся в продуктах сжигания углей.

Присутствие высокодисперсных частиц в воздушной среде является экологически опасным [2]. Одним из источников указанного вида загрязнения атмосферы является эмиссия субмикронных частиц при сжигании углей. В этом случае опасность представляют не только сами частицы, но также и то, что на их поверхности могут конденсироваться различные вредные вещества, например, некоторые токсичные микроэлементы, содержащиеся в углях [3]. Вероятным механизмом образования субмикронных частиц считается объемная конденсация паров веществ, образующихся из минеральной части углей в процессе горения («solid-*varog*-particulate pathway» [4, 5]). Для эффективного улавливания указанных частиц необходимо знание параметров образующихся при горении конденсационных аэрозолей, таких как численная концентрация частиц и распределение их по размерам, что может обеспечить численное моделирование процесса объемной конденсации. Предметом исследования данной работы были продукты сжигания 16 видов энергетических углей различных месторождений России и некоторых других стран. Следует отметить широкий диапазон изменения параметров рассмотренных углей: зольность – от 5,75 до 48,0%; содержание серы 0,3–6,5%, калия 0,4–3,5%, натрия 0,2–1,9%. В соответствии с комплексным подходом на первом (термодинамическом) этапе были рассчитаны равновесные составы продуктов сгорания углей в зависимости от температуры. Использовалась разработанная под руководством Е. В. Самуйлова компьютерная программа ТЕТРАН, реализующая метод расчета состава и свойств многофазных реагирующих систем [6]. Всего в расчетах учитывалось 194 вещества из 14 атомов. Для изучения механизма образования высокодисперсного зольного уноса представляют интерес вещества, которые при сжигании угля испаряются при топочных температурах, и далее при охлаждении вследствие объемной конденсации из них могут образоваться субмикронные частицы. К наиболее летучим из золообразующих элементов угля относятся калий и натрий. Поэтому именно они были выбраны для проведения термодинамического анализа образования и конденсации паров этих элементов и их соединений при сжигании углей. Расчеты выполнены для четырехфазной системы – газовая фаза и три конденсированные – для различных вариантов: с учетом только алюмосиликатов калия и натрия; только сульфаты щелочных металлов или только хлориды; смешанные системы, включающие и те, и другие соединения. При таком подходе, согласно [7], рассмотрен весь возможный диапазон температур перехода соединений калия и натрия в газовую фазу. Коэффициент избытка окислителя (воздуха) был принят равным 1,2. Согласно результатам расчетов, для большинства углей, содержащих калий и натрий в виде алюмосиликатов, присутствие этих элементов в газовой фазе возможно при температурах выше топочных. Как было установлено в [7], главным фактором, влияющим на температуру перехода в конденсированную фазу соединений калия и натрия, является соотношение  $Ca/Si$ . Угли с соотношением  $Ca/Si < 1$  имеют значительно более высокие температуры существования газообразных форм этих элементов по сравнению с углями с соотношением  $Ca/Si > 1$ . Из всех рассмотренных углей только угли разреза Березовский и Yanzhou (КНР) имеют соотношение  $Ca/Si > 1$ , и состав минеральной части угля практически не влияет на переход соединений калия и натрия в газовую фазу. В этом случае они могут образовывать газообразные соединения при температурах ~1250–1500 К (калий) и ~1050–1350 К (натрий), а при охлаждении паров –

конденсироваться, главным образом, в виде сульфатов. Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными работы [4], согласно которым сульфаты щелочных металлов – главная составляющая фракции зольного уноса с размером частиц 0.06 мкм. Следует отметить, что температура конденсации соединений калия выше, чем у соединений натрия. По этой причине на следующем этапе рассматривалась конденсация сульфата калия. Предполагалось, что образующиеся частицы сульфата калия будут центрами конденсации для других испаренных веществ при понижении температуры продуктов сгорания в технологическом тракте.

На втором (кинетическом) этапе рассматривалось стационарное одномерное течение продуктов сгорания в канале постоянного сечения с постоянной скоростью и заданным осевым градиентом температуры, моделирующим охлаждения продуктов сгорания в технологическом тракте. Принятая модель процесса образования субмикронных частиц в продуктах сгорания углей включала:

1) образование конденсирующегося компонента (сульфата калия) в газовой фазе в приближении термодинамического равновесия без учета алюмосиликатов;

2) образование конденсационного аэрозоля сульфата калия с учетом кинетики процесса.

Данная модель без учета образования алюмосиликатов позволяет получить оценку сверху для содержания субмикронных частиц в продуктах сгорания углей. Учет влияния алюмосиликатов является задачей дальнейших исследований.

В соответствии с распространенным в литературе подходом для моделирования процесса объемной конденсации пересыщенного пара использовано кинетическое уравнение для функции распределения капель по размерам и его численное решение моментным методом [8]. Нулевой момент  $\Omega_0$  равен числу капель в единице массы смеси, третий момент  $\Omega_3$  – их суммарному объему в единице массы смеси, средний размер (радиус) капель есть отношение первого момента к нулевому. Сама функция распределения восстанавливается по результатам решения кинетического уравнения. Текущая концентрация конденсирующегося компонента (аналог парциального давления пара) определялась в предположении существования термодинамического равновесия в газовой фазе в процессе объемной конденсации. Соответствующее выражение имеет вид

$$N_{K_2SO_4} = \left( \sqrt{1 + 8N_K K_{eq}} - 1 \right)^2 / 16K_{eq}, \quad (1)$$

$$N_K = N_K^0 - \Delta N_K.$$

Здесь  $N_{K_2SO_4}$  – текущее число молей сульфата калия в процессе конденсации,  $N_K^0$  – концентрация калия в угле,  $\Delta N_K$  – убыль калия из газовой фазы, определяемая на каждом шаге численного интегрирования через  $\Omega_3$ ,  $K_{eq}$  – константа равновесия реакции образования сульфата калия в газовой фазе продуктов сгорания.

На рис. 1–3 представлены результаты расчетов по изложенной методике.

Как видно из рис. 2, с уменьшением содержания калия в угле ( $N_K^0$ ) число образующихся субмикронных частиц растет, а их размеры падают. По-видимому, это связано с уменьшением скорости роста образующихся частиц при уменьшении величины  $N_K^0$ , что приводит к более медленному снятию пересыщения при охлаждении продуктов сгорания. Согласно данным, представленным на рис. 3, распределение частиц по размерам соответствует логнормальному закону. Дисперсия распределения убывает с ростом  $N_K^0$ . Использование в расчетах коэффициента конденсации  $\alpha = 0.1$  при вычислении скорости роста частиц позволило получить согласие с экспериментальными данными [4] по среднему размеру частиц ( $d_p = 0.06$  мкм для углей Китая).

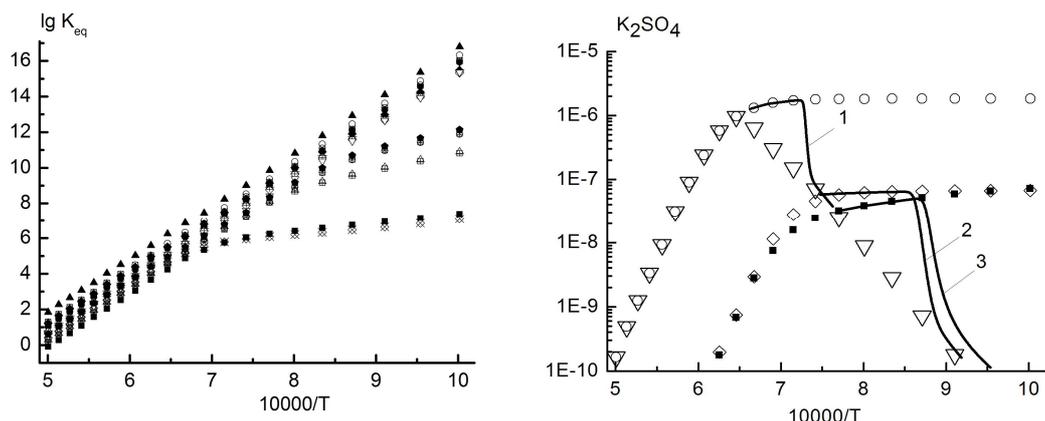


Рис. 1. Температурная зависимость константы равновесия реакции образования сульфата калия в газовой фазе продуктов сгорания рассмотренных углей по данным термодинамических расчетов на первом этапе (слева). Изменение числа молей  $K_2SO_4$  (справа) в процессе объемной конденсации (сплошные кривые) для продуктов сгорания трех видов углей: 1 – донецкий, 2 – кузнецкий, 3 – березовский. Треугольники – кривая термодинамического равновесия сульфата калия; остальные точки соответствуют замороженным (по конденсации) кривым

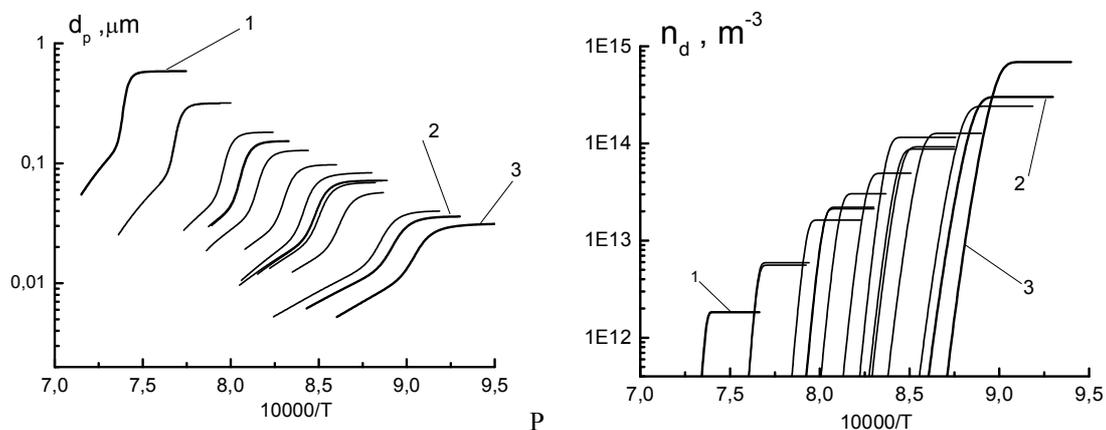


Рис. 2. Изменение среднего размера частиц в процессе объемной конденсации в продуктах сгорания рассмотренных углей (слева). Изменение счетной концентрации частиц (справа) в процессе объемной конденсации в продуктах сгорания углей: 1 – донецкий, 2 – кузнецкий, 3 – березовский

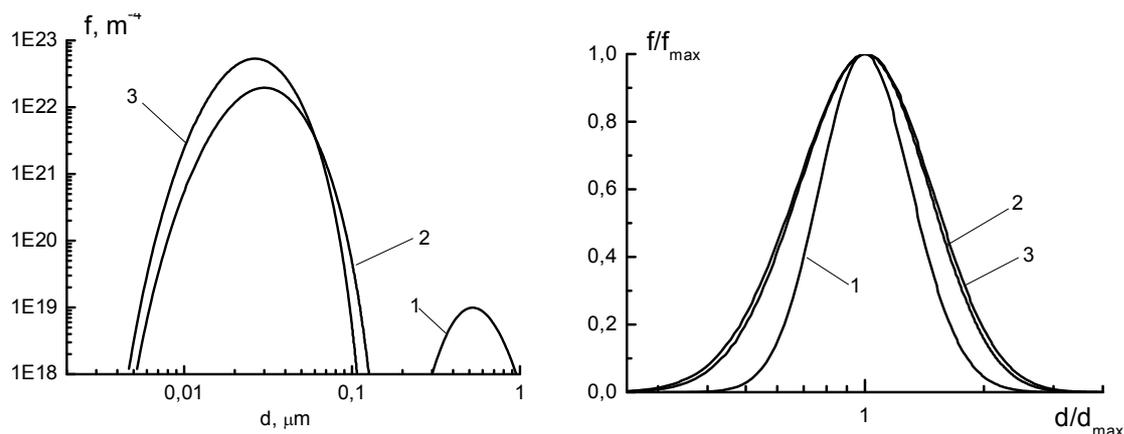


Рис. 3. Функция распределения по размерам частиц, образовавшихся в процессе объемной конденсации в продуктах сгорания углей: 1 – донецкий, 2 – кузнецкий, 3 – березовский. Нормировка на счетную концентрацию капель (слева) и на параметры, соответствующие максимуму функции  $f(d)$  (справа)

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-08-00182а).

### Литература

1. Корценштейн Н. М., Самуйлов Е. В. Взаимодействие процессов объемной конденсации и термической эмиссии электронов в многокомпонентной реагирующей системе // Изв. РАН. Энергетика. 2005. № 3. С. 169–185.
  2. Dockery D. W., Pope C. A., Xu X. P., Spengler J. D., Ware J. H., Fay M. E., Ferris B. G., Speizer F. E. An association between air pollution and mortality in six U.S. cities // New England J. Medicine. 1993. Vol. 329. Pp. 1753–1759.
  3. Vejahati F., Xu Z., Gupta R. Trace elements in coal: Associations with coal and minerals and their behavior during coal utilization: A review // Fuel. 2010. Vol. 89, Iss. 4. Pp. 904–911.
  4. Zhang L., Ninomiya Y. Emission of suspended PM10 from laboratory scale coal combustion and its correlation with coal mineral properties // Fuel. 2006. Vol. 85, Iss. 2. Pp. 194–203.
  5. Tomeczek J., Palugniok H. Kinetics of mineral matter transformation during coal combustion // Fuel. 2002. Vol. 81. Pp. 1251–1258.
  6. Герасимов Г. Я., Жегульская Н. А., Рождественский И. Б., Самуйлов Е. В., Шевелева Н. А. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания и конверсии органических топлив // Матем. моделирование. 1998. Т. 10, № 8. С. 3–16.
  7. Корценштейн Н. М., Самуйлов Е. В., Лебедева Л. Н. Термодинамический анализ возможности субмикронных частиц при сжигании углей // Теплоэнергетика. 2014. № 12.
  8. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение. 1974. – 212 с.
- 

УДК 536.46

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ БЕДНЫХ МЕТАНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ В ГОРЕЛКАХ С РЕКУПЕРАЦИЕЙ ТЕПЛА

**А. Ю. Крайнов, Л. Л. Миньков, К. М. Моисеева**

*Томский государственный университет, г. Томск, Россия  
Moiseeva\_KM@t-sk.ru*

Выполнено исследование горения бедной метано-воздушной смеси в щелевой горелке с инертной внутренней перегородкой и в закрученном канале с тепловой рекуперацией в двухмерном приближении с использованием пакета Ansys Fluent. Проведено сопоставление результатов, показано влияние тепловой рекуперации на возможность сжигания бедных газовых смесей.

Исследования горения газовых смесей в микрогорелках с рекуперацией тепла выполнены, в частности, в [1–4]. В [1] с помощью коммерческого пакета Ansys Fluent проведено исследование горения пропано-воздушной смеси в горелке с рекуперацией тепла, состоящей из симметричных U-образных каналов, объединенных общей стенкой. Показано влияние входной скорости течения и теплообмена газа со стенками горелки на устойчивость устанавливающегося режима горения. В [2] проведен обзор перспективных миниатюрных горелочных устройств (горелки типа Swiss roll, U-образные каналы, противоточные горелки) и приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований. Согласно [2] горение с рециркуляцией тепла позволяет сжигать бедные газовые смеси и поддерживать горение газов в узких каналах, несмотря на высокие теплотери через боковые поверх-

ности. В [3] проведено экспериментальное исследование горения метано-воздушной смеси (МВС) в противоточной горелке с пористыми стенками и четырьмя параллельными каналами. Показано, что для бедных смесей устойчивое горение реализуется в более узком диапазоне скоростей, чем для смесей с составом близким к стехиометрическому. В работе [4] предложена физико-математическая модель горения МВС в щелевой горелке с внутренней вставкой. Показано влияние скорости течения газа на устойчивость горения. Малое изменение скорости течения газа на входе в горелку приводит к переходу от устойчивого высокотемпературного режима к срыву горения.

В настоящей работе выполнено исследование горения бедной МВС в щелевой горелке с инертной перегородкой (рис. 1) и в закрученном канале с тепловой рекуперацией (рис. 2). Физико-математическая модель горения газа в горелке с рекуперацией тепла основывается на работе [4] с учетом различий в геометрических характеристиках горелок. Задача рассматривается в двумерной постановке с целью учета двумерных эффектов, возникающих при горении смеси в узких каналах и тонких трубках. Основной целью исследования является определение границы устойчивого горения бедной МВС в зависимости от объемного содержания метана в смеси и скорости подачи газа на входе в горелку для двух геометрических конструкций горелок с рекуперацией тепла.

Схема течения газа в щелевой горелке приведена на рис. 1. Холодная метано-воздушная смесь со скоростью  $u_{vh}$ , температурой  $T_{vh}$ , концентрацией горючей компоненты  $Y_{vh,CH_4}$  подается в узкую щелевую горелку с внутренней перегородкой. Ширина проходного канала горелки больше толщины инертной перегородки  $d > d_1$ . Смесь поступает в горелку со стороны  $x = 0$ , в области поворотной части горелки  $x \in (L_1, L)$ ,  $y \in (d_t, d_b)$  газ изменяет направление движения (область II, рис. 1). На границе  $x = 0$ ,  $y \in (d_{1b}, d_b)$  газ вытекает, (область III, рис. 1). Инертная перегородка на рис. 1 отмечена индексом IV и определяется областью  $x \in (0, L_1)$ ,  $y \in (d_{1b}, d_{1t})$ . Полагается, что внутренняя перегородка равномерно разогрета перед началом процесса до температуры  $T_{1v}$ . На границе между внутренней перегородкой и газом предполагается идеальный контакт.

Модель закрученного канала (рис. 2) основывалась на модели щелевой горелки с инертной внутренней вставкой и представляет собой аналог Swiss roll. Протяженность закрученного канала равна суммарной протяженности каналов щелевой горелки. Ширина закрученного канала равнялась ширине проходного канала  $d$  щелевой горелки. Толщина внутренних стенок закрученного канала равна толщине инертной внутренней перегородки щелевой горелки  $d_1$ . Схема течения газа в закрученном канале представлена на рис. 2.

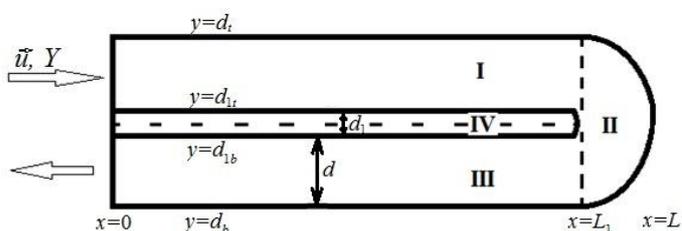


Рис. 1. Модель щелевой горелки: I – входной канал, II – область поворота, III – выходной канал, IV – внутренняя вставка

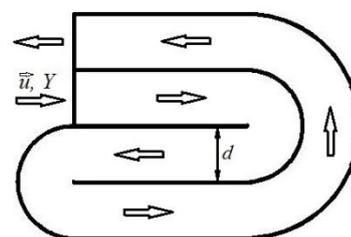


Рис. 2. Модель закрученного канала, схема течения газа

При постановке математической задачи приняты следующие допущения: внешние стенки горелок теплоизолированы; рассматривается ламинарное течение вязкого несжимаемого газа; коэффициенты диффузии  $D$  и теплопроводности  $\lambda$  газа зависят от температуры; химический процесс определяется одностадийной необратимой химической реакцией:

$$v_{CH_4} CH_4 + v_{O_2} O_2 = v_{CO_2} CO_2 + v_{H_2O} H_2O.$$

Математическая постановка задачи при заданных допущениях содержит уравнения энергии для реакционной смеси и внутренней перегородки (для щелевой горелки) или внутренних стенок (для закрученного канала); уравнения для массовых долей компонентов смеси, а так же уравнения неразрывности, сохранения импульса и состояния газа.

На входной границе задавались температура газа равная  $T_{vh} = 300$  К, относительные массовые концентрации метана –  $Y_{vh,CH_4} = 0.035–0.0143$  (соответствующее объемное содержание –  $a_{CH_4} = 6–2.5\%$ ), кислорода –  $Y_{vh,O_2} = 0.23$  и продуктов реакции  $Y_{vh,CO_2} = 0$ ,  $Y_{vh,H_2O} = 0$ . На всех стенках горелок для газа задавались условия прилипания, а также нулевой тепловой поток на внешних стенках. На поверхности внутренней перегородки (для щелевой горелки) и на внутренних стенках (для закрученного канала) ставились граничные условия IV рода. На выходе из горелки ставилось условие свободного вытекания газовой смеси.

Расчеты проводились для следующих значений теплофизических и кинетических параметров [4]:  $c = 1065$  Дж/(кг·К);  $E = 239$  кДж/моль;  $k_0 = 2.1 \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup>;  $\lambda_{st} = 0.025$  Вт/(м·К);  $R = 8.31$  Дж/(моль·К);  $\rho_{st} = 1.179$  кг/м<sup>3</sup>;  $D_{st} = 1.992 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с;  $\eta = 2 \cdot 10^{-5}$  Па·с;  $\nu_{CH_4} = 1$ ;  $\nu_{O_2} = 2$ ;  $\nu_{CO_2} = 1$ ;  $\nu_{H_2O} = 2$ ;  $M_{CH_4} = 16 \cdot 10^{-3}$  кг/моль;  $M_{O_2} = 32 \cdot 10^{-3}$  кг/моль;  $M_{CO_2} = 44 \cdot 10^{-3}$  кг/моль;  $h^0_{O_2} = 0$  кДж/моль;  $h^0_{CH_4} = -74.81 \cdot 10^{-3}$  кДж/моль;  $h^0_{H_2O} = -241.82 \cdot 10^{-3}$  кДж/моль,  $M_{H_2O} = 18 \cdot 10^{-3}$  кг/моль;  $h^0_{CO_2} = 393.51 \cdot 10^{-3}$  кДж/моль. Характеристики щелевой горелки:  $d = 6 \cdot 10^{-3}$  м,  $d_1 = 2 \cdot 10^{-4}$  м,  $L = 5 \cdot 10^{-2}$  м,  $L_1 = 4.4 \cdot 10^{-2}$  м. Характеристики закрученного канала:  $d = 6 \cdot 10^{-3}$  м,  $d_1 = 2 \cdot 10^{-4}$  м,  $L = 5 \cdot 10^{-2}$  м. Теплофизические параметры инертной перегородки (или внутренних стенок канала):  $c_1 = 687$  Дж/(кг·К),  $\lambda_1 = 30$  Вт/(м·К),  $\rho_1 = 7500$  кг/м<sup>3</sup>. Зависимость коэффициентов диффузии и теплопроводности от температуры определялась уравнениями [5]:  $\lambda = \lambda_{st}(T/T_{vh})^s$ ,  $\tilde{D}_m(T) = D_{st}\rho_{st}(T/T_{vh})^s$ , где  $s = 2/3$ .

Расчеты проводились методом SIMPLE со вторым порядком точности. Шаг по времени выбирался равным  $10^{-5}$  с, влияние пограничного слоя учитывалось путем измельчения сетки в окрестности стенок, максимальный шаг по пространству составлял  $5 \cdot 10^{-6}$  м. В расчетах контролировалось сохранение баланса массы и энергии. Полагалось, что расчет завершен, если выполнялись балансные соотношения, и величина невязок для рассчитываемых уравнений была меньше или равна  $10^{-5}$ .

Скорость газа на входе задавалась следующим образом: полагалось, что поперечная компонента скорости  $u_{y,vh}$  равняется нулю, продольная компонента варьировалась в диапазоне  $u_{x,vh} = 0.01–0.45$  м/с. Варьирование проводилось для определения максимального значения скорости подачи газа, при котором возможно установление устойчивого горения в заданных условиях. Результаты расчетов представлены на рис. 3, 4.

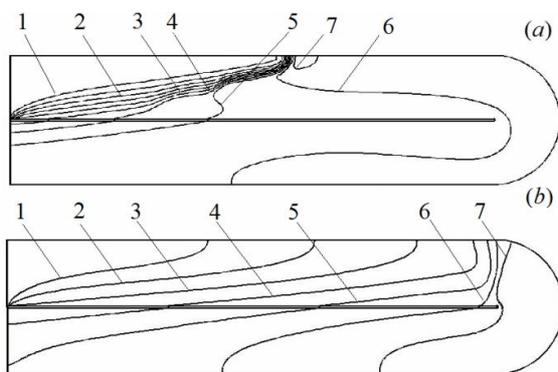


Рис. 3. Щелевая горелка. Поля установившейся температуры. *a* –  $U_{x,vh} = 0.25$  м/с;  $a_{CH_4} = 6\%$ ; 1 – 500 К, 2 – 900 К, 3 – 1300 К, 4 – 1700 К, 5 – 1900 К, 6 – 2100 К, 7 – 2300 К; *б*:  $U_{x,vh} = 0.07$  м/с;  $a_{CH_4} = 3\%$ ; 1 – 500 К, 2 – 700 К, 3 – 900 К, 4 – 1100 К, 5 – 1300 К, 6 – 1500 К, 7 – 1700 К

На рис. 3 представлены поля температуры для установившихся режимов горения МВС в щелевой горелке. Рис. 3, *a* соответствует установившемуся горению 6% МВС при  $u_{x,vh} = 0.25$  м/с; рис. 3, *б* соответствует горению 3% смеси при  $u_{x,vh} = 0.07$  м/с. Согласно рис. 3 максимальная температура газа в установившемся режиме горения зависит от содержания

горючей компоненты в смеси. Максимальная температура газа при  $a_{\text{CH}_4} = 6\%$  равна  $T_{\text{max}} = 2353 \text{ K}$  (рис. 3, а), максимальная температура, соответствующая  $a_{\text{CH}_4} = 3\%$ , равна  $T_{\text{max}} = 1856 \text{ K}$  (рис. 3, б). Согласно рис. 3, б фронт горения способен устанавливаться на изгибе входного канала. Представленный на рис. 3, б случай является предельным по скорости течения газа на входе в горелку для заданной концентрации метана в смеси. Небольшое увеличение скорости газа на входе в горелку приводит к срыву горения: фронт пламени постепенно вытеснялся из области поворота (область III, рис. 1) и, далее, выносился за пределы горелки вместе с потоком. Этот результат качественно соответствует [4], где для 6% МВС показано, что увеличение скорости газа на входе в горелку на величину порядка  $10^{-3} \text{ м/с}$  приводило к переходу от устойчивого горения к срыву пламени.

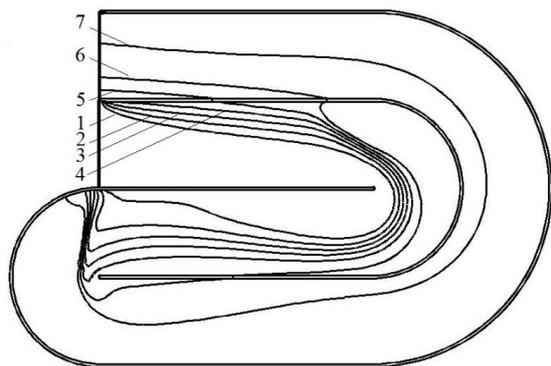


Рис. 4. Закрученный канал. Поля установившейся температуры.  $U_{x, \text{вх}} = 0.40 \text{ м/с}$ ;  $a_{\text{CH}_4} = 6\%$ ; 1 – 800 К, 2 – 1050 К, 3 – 1300 К, 4 – 1550 К, 5 – 1800 К, 6 – 2050 К, 7 – 2300 К

Случай, представленный на рис. 4, является предельным случаем по скорости подачи для горения 6% МВС в закрученном канале. Согласно рис. 4 фронт горения устанавливается на втором повороте закрученного канала. Повышение скорости подачи газа на входе в канал приводит к постепенному вытеснению фронта горения за пределы закрученной горелки. Согласно исследованию предельное расстояние, на котором может установиться фронт горения, соответствует второму повороту закрученного канала (рис. 2, 4).

Результаты расчета подтвердили влияние тепловой рекуперации на устойчивость горения газовых смесей. Из сравнения предельных случаев горения 6% МВС в щелевой горелке и в закрученном канале следует, что закрученный канал позволяет сжигать газовые смеси в большем диапазоне скоростей подачи газа, чем диапазон скоростей, полученный для щелевой горелки. Полученные результаты объясняются влиянием тепловой рекуперации – в закрученном канале (см. рис. 2) фронт горения поддерживается за счет теплообмена с верхней и нижней частью канала через внутренние стенки. В то же время в щелевой горелке (см. рис. 1) горение поддерживается за счет теплообмена с выходной частью канала.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 15-03-02578 а и в рамках государственного задания № 2014/223 (код проекта 1943).

### Обозначения

$c$  – теплоемкость;  $E$  – энергия активации;  $k_0$  – предэкспоненциальный множитель;  $\lambda_{st}$  – коэффициент теплопроводности газа;  $R$  – универсальная газовая постоянная;  $\rho$  – плотность;  $D$  – коэффициент диффузии;  $\eta$  – динамическая вязкость смеси;  $L$  – протяженность канала;  $L_1$  – протяженность инертной вставки;  $d$  – ширина проходного сечения щелевой горелки или закрученного канала;  $d_1$  – толщина внутренней перегородки щелевой горелки или внутренних стенок закрученного канала;  $L$  – общая протяженность закрученного канала;  $M$  – молярная масса;  $h^0$  – удельная энтальпия образования компонентов смеси;  $\nu$  – стехиометрический коэффициент компонента в смеси в реакции. Индексы: 1 – параметры инертной перегородки щелевой горелки или внутренних стенок закрученного канала; st – параметры, взятые при температуре 300 К.

### Литература.

1. Federici J. A., Vlachos D. G. A computational fluid dynamics study of propane/air microflame stability in a heat recirculation reactor // *Combustion and Flame*. 2008. Vol. 153. Pp. 258–269.
  2. Ju Y., Maruta K. Microscale combustion: Technology development and fundamental research // *Progress in Energy and Combustion Science*. 2011. Vol. 37. Pp. 669–715.
  3. Belmont E. L., Schoegl I., Ellzey J. L. Experimental and analytical investigation of lean premixed methane/air combustion in a mesoscale counter-flow reactor // *Proceedings of the Combustion Institute*. 2013. Vol. 34, No. 2. Pp. 3361–3367.
  4. Крайнов А. Ю., Моисеева К. М. Влияние скорости подачи газа на устойчивость горения метановоздушной смеси в щелевой горелке с внутренней вставкой // *Вестн. Томского гос. ун-та. Математика и механика*. 2015. № 1 (33). С. 63–71.
  5. Шкадинский К. Г., Барзыкин В. В. Закономерности зажигания газов накаливаемой поверхностью с учетом диффузии и гидродинамики // *ФГВ*. 1968. Т. 4, № 2. С. 176–181.
  6. Дементьев А. А., Крайнов А. Ю. К вопросу о распространении ламинарного пламени в газе с инертной пылью // *ФГВ*. 2011. Т. 47, № 4. С. 70–75.
- 

УДК 536.468

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ ВОДОУГОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СРЕДЕ

Г. В. Кузнецов<sup>1</sup>, С. В. Сыродой<sup>1</sup>, В. В. Саломатов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Томский государственный политехнический университет, г. Томск, Россия*

<sup>2</sup>*Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Томск, Россия*

**Введение.** Проблема «чистого» сжигания угольного топлива стоит довольно остро [1]. Разработанные технологии (например с применением плазменной подсветки [2] или угля ультратонкого помола [3]) не нашли пока широкого применения вследствие высокой стоимости. По этой причине одним из наиболее перспективных технических решений является сжигание угля в составе различных топливных композиций, например, в виде водоугольного топлива (ВУТ). Однако, несмотря на более чем сорокалетнюю историю своего развития (первые работы по ВУТ датируются 1959 г. [4]), эта технология не получила широкого распространения на современных объектах теплоэнергетики (тепловые электрические станции). Последнее связано (скорее всего) с недостаточной проработанностью основных аспектов теории воспламенения и горения таких существенно неоднородных и сложноструктурированных топлив. Большинство из разработанных моделей зажигания и горения [5–12] базируются на допущениях, существенно упрощающих процедуру моделирования.

В работах [5, 6] математическая модель зажигания базируется на уравнениях теплового баланса и не учитывает неравномерность распределения температурного поля по радиусу частицы. Авторы [7, 8] предполагают, что процесс воспламенения ВУТ можно представить в виде ряда последовательных отдельных процессов термической подготовки (инертный прогрев, испарение влаги с учетом равновесного состояния на границе фронта фазового перехода, собственно воспламенение сухой частицы). Такой подход не учитывает

возможность протекания указанных выше процессов в комплексе (в один и тот же период времени). Последнее наиболее вероятно при воспламенении относительно крупных водоугольных частиц ( $\delta > 0,4 \cdot 10^{-3}$  м). Очевидно, что такие упрощенные подходы могут привести к существенным ошибкам в определении основных характеристик процессов термической подготовки (времени испарения воды и задержки воспламенения). Наиболее полно рассмотрена задача зажигания ВУТ в [9, 10], однако одномерная постановка не учитывает неоднородность структуры топливных частиц и разнообразие их форм.

Цель работы – математическое моделирование комплекса процессов термической подготовки и воспламенения частицы водоугольного топлива в условиях интенсивных физико-химических и фазовых превращений в полной постановке.

**Постановка задачи.** В начальный момент времени ( $\tau = 0$  с) частица ВУТ попадает в условия, соответствующие топочному устройству котельных агрегатов. В результате теплового воздействия инициируется процесс испарения влаги. Фронт испарения движется от поверхности вглубь частицы. В результате формируется слой сухого топлива. Испарившаяся влага в виде паров фильтруется сквозь пористый угольный каркас и вступает в термохимическое взаимодействие с углеродом кокса. Дальнейший прогрев инициирует термическое разложение органической части топлива с выделением летучих. Последние совместно с водяными парами и продуктами их термохимического взаимодействия и углерода кокса фильтруются на поверхность, вблизи которой формируют парогазовую смесь, воспламеняющуюся при достижении критических значений температур и концентрации.

Математическая постановка, соответствующая вышеприведенной физической модели, состоит из следующей системы нестационарных дифференциальных уравнений:

– уравнение энергии для влагонасыщенной (исходной части) топлива:

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

$$t > 0, \quad 0 < r < r_e, \quad 0 < \theta < \pi, \quad T \leq T_e;$$

– уравнение энергии для «обезвоженного» углеродистого каркаса:

$$C_2 \rho_2 \frac{\partial T_2(r, t)}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 \lambda_2 \frac{\partial T_2(r, t)}{\partial r} \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \sin \theta \frac{\partial T_1(r, \theta, t)}{\partial \theta} \right) - \sum Q_i W_i - u C_p \rho_s \frac{\partial T_2(r, \theta, t)}{\partial r}, \quad (2)$$

$$t > 0, \quad r_e < r < r_0, \quad 0 < \theta < \pi, \quad T \geq T_e;$$

Распределение давления по слою топлива описывается уравнением «пьезопроводности» (фильтрации):

$$\frac{mvZ}{K_p} \frac{\partial p_s(r, \theta, t)}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r^2} \frac{\partial p_s(r, \theta, t)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \sin \theta \frac{\partial p_s(r, \theta, t)}{\partial \theta} \right), \quad (3)$$

$$t > 0, \quad r_e < r < r_0, \quad 0 < \theta < \pi, \quad T \geq T_e.$$

Процесс термического разложения описывается уравнением химической кинетики:

$$\frac{\partial \eta_2(r, \theta, t)}{\partial t} = (1 - \eta_2(r, \theta, t)) k_i \exp \left( - \frac{E}{RT_1(r, \theta, t)} \right), \quad (4)$$

$$t > 0, \quad r_e < r < r_0, \quad 0 < \theta < \pi, \quad T \geq T_e.$$

На границе раздела системы исходное ВУТ – углеродистый каркас выполняется граничное условие 4-го рода с учетом эндотермического теплового эффекта:

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1(r, \theta, t)}{\partial \bar{n}} - \lambda_2 \frac{\partial T_2(r, \theta, t)}{\partial \bar{n}} = Q_e W_e, \quad (5)$$

$$T_1(\bar{n}_{ev}; t) = T_2(\bar{n}_{ev}; t) = T_{ev}.$$

Система уравнений (1)–(5) решалась при следующих краевых условиях и замыкающих соотношениях:

$$0 < r < r_0, \quad T(r, 0) = T_0, \quad p(r, 0) = p_0, \quad \eta(r, 0) = \eta_0,$$

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_2(r_0, \theta, t)}{\partial r} = \alpha [T_g - T_2(r_0, \theta, t)] + \varepsilon_2 \sigma [T_g^4 - T_2^4(r_0, \theta, t)] + \sum_i Q_i W_i, \quad (6)$$

$$\frac{\partial T_1(0, \theta, t)}{\partial r} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial T(r, 0, t)}{\partial r} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial p_s(r_e, \theta, t)}{\partial r} = -\frac{\nu}{K_p} u_s(r_e, \theta, t), \quad (9)$$

$$p(r_0, \theta, t) = p_0. \quad (10)$$

Здесь  $T_0$  – начальная температура частицы, К;  $T_g$  – температура окружающей среды, К;  $\sigma$  – константа излучения абсолютно черного тела, Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>);  $\varepsilon_2$  – интегральная степень черноты водоугольной частицы;  $\alpha$  – коэффициент конвективной теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $p_0$  – начальное давление, Па;  $\eta_0$  – начальное значение параметра выгорания;  $\sum_i Q_i W_i$  – комплекс, учитывающий тепловые эффекты термохимического взаимодействия продуктов пиролиза с окислителем, Вт/м<sup>2</sup>;  $Q_e W_e$  – комплекс, учитывающий тепловые эффекты при испарении воды, Вт/м<sup>2</sup>;  $k_i$  – предэкспонент реакции, 1/с;  $\eta(r, t)$  – параметр выгорания;  $p_s$  – давление водяного пара, Па;  $m$  – пористость;  $Z$  – степень сжимаемости водяного пара, 1/Па;  $K_p$  – степень проницаемости пористой структуры, м<sup>2</sup>;  $\nu$  – динамическая вязкость водяных паров, Па·с;  $T_e$  – температура на границе испарения, К;  $T_{wf}$  – температура на поверхности водяной пленки, К;  $Q_i$  – тепловой эффект химической реакции, Дж/кг;  $\lambda_1$  – коэффициент теплопроводности исходной части ВУТ, Вт/(м·К);  $\lambda_2$  – коэффициент теплопроводности сухой части ВУТ, Вт/(м·К);  $C_1$  – теплоемкость исходной части ВУТ, Дж/(кг·К);  $C_2$  – теплоемкость сухой части ВУТ, Дж/(кг·К);  $\rho_1$  – плотность исходной части ВУТ, кг/м<sup>3</sup>;  $\rho_2$  – плотность сухой части ВУТ, кг/м<sup>3</sup>;  $C_p$  – изобарная теплоемкость водяного пара, Дж/(кг·К);  $\rho$  – плотность пара, кг/м<sup>3</sup>;  $r_e$  – радиус фронта испарения, м;  $r_0$  – внешний радиус частицы ВУТ, м.

Краевая задача (1)–(10) в период времени до достижения на поверхности частицы условий, соответствующих зажиганию твердых топлив, решалась методом конечных разностей [11]. Интегральные характеристики процесса испарения рассчитывались методом последовательного накопления шага по времени [9, 10]. Обоснование достоверности результатов моделирования выполнено проверкой баланса энергии в системе аналогично [12]. Исследования проведены при следующих исходных данных:  $T(r, 0) = T_0 = 293$  К,  $\eta_0 = 0$ ,  $p_0 = 101\,325$  Па.

**Результаты.** На рис. 1 приведены времена задержки воспламенения частицы водоугольного топлива диаметром  $\delta = 0,4 \cdot 10^{-3}$  м в зависимости от температуры внешней среды. Анализ кривых показывает, что температура газа оказывает существенное влияние на характеристики и условия воспламенения. Так, при увеличении  $T_e$  на 400 К время задержки уменьшается на 0,3 с (на 67%). В то же время стоит отметить, что характер кривых существенно отличается от аналогичных для зажигания твердых топлив (сухой уголь, древесина). Последнее свидетельствует о существенно отличающемся от сухого угля механизме воспламенения. Это обусловлено комплексом совместно протекающих процессов термической подготовки: инертный прогрев, испарение влаги, термическое разложение и термохимическое взаимодействие углерода кокса.

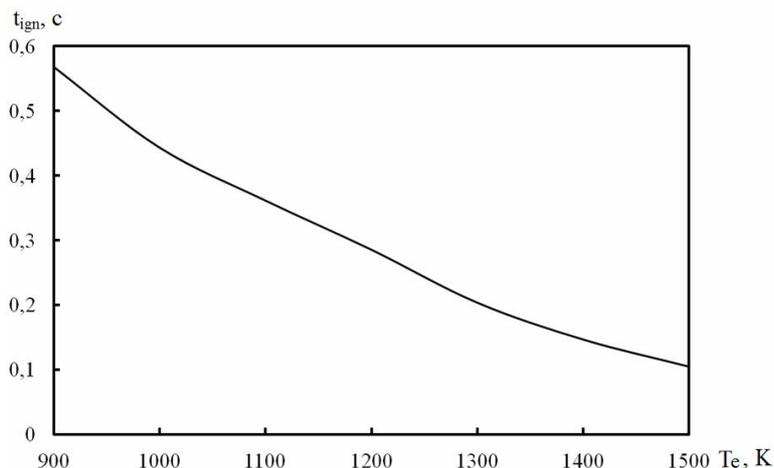


Рис. 1. Зависимость времени задержки воспламенения частицы водоугольного топлива диаметром ( $\delta = 0,4 \cdot 10^{-3}$  м) от температуры внешней среды

Увеличение времени задержки зажигания топливных частиц связано с необходимостью образования слоя сухого топлива для воспламенения частиц ВУТ.

### Литература

1. Reza Khatami, Yiannis A. Leventis, Michael A. Delichatsios. Soot loading, temperature and size of single coal particle envelope flames in conventional- and oxy-combustion conditions (O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> and O<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub>) // *Combustion and Flame*. 2015. Vol. 162, No. 6. Pp. 2508–2517.
2. Yiguang Ju, Wenting Sun. Plasma assisted combustion: Dynamics and chemistry // *Progress in Energy and Combustion Science*. 2015. Vol. 48 Pp. 21–83.
3. Messerle V. E., Karpenko E. I., Ustimenko A. B. Plasma-aided solid fuel combustion // *Proc. Combust. Inst.* 2007. Vol. 31. Pt 11.
4. Кустов В. Ф. Водотопливные суспензии // *Работы в области химической технологии топлива*. Л.: Госхимиздат, 1959. С. 10–13.
5. Agnieszka Kijo-Kleczkowska. Combustion of coal–water suspensions // *Fuel*. 2011. Vol. 90. Pp. 865–877.
6. Władysław Gajewski, Agnieszka Kijo-Kleczkowska, Jacek Leszczyn. Analysis of cyclic combustion of solid fuels // *Fuel*. 2009. Vol. 88 Pp. 221–234.
7. Huang Z. et al. Theoretical analysis on CWM drop combustion history // *Proc. 8th Intern. Symp. Coal Slurry Fuels Preparation and Utilization*. USA, Orlando. Pt 1. 1986. Pp. 343–358.
8. Matthews K. J., Jones A. R. The effect of coal composition on coal-water slurry combustion and ash deposition characteristics // *Proc. 8th Intern. Symp. Coal Slurry Fuels Preparation and Utilization*. USA, Orlando. Pt 1. 1986. Pp. 388–407.
9. Кузнецов Г. В., Саломатов В. В., Сыродой С. В. Численное моделирование зажигания частиц водоугольного топлива // *ФГВ*. 2015. Т. 51, № 4. С. 1–8.

10. Кузнецов Г. В., Саломатов В. В., Сыродой С. В. Влияние условий теплообмена на характеристики зажигания частиц водоугольного топлива // Теплоэнергетика. 2015. № 10. С. 16–21.

11. Шеремет М. А. Сопряженные задачи естественной конвекции. Замкнутые области с локальными источниками тепловыделения. Берлин: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2011. – 176 с.

12. Кузнецов Г. В., Белозерцев А. В. Численное моделирование пространственного поля температур в силовом транзисторе // Радиотехника. 2006. № 3. С. 62–66.

---

УДК 536.46:534.29

## ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКА НА ФАЗОВЫЙ СОСТАВ СВС-ПРОДУКТА В СИСТЕМЕ ТИТАН–БОР

М. М. Кулак<sup>1</sup>, Б. Б. Хина<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт технической акустики НАН Беларуси, г. Витебск,

<sup>2</sup>Физико-технический институт НАН Беларуси, г. Минск,  
mmk\_vit@mail.ru, khina@tut.by

**Введение.** Целью данной работы является исследование влияния мощных ультразвуковых колебаний (УЗК), подводимых к образцу во время СВС-процесса, на фазовый состав и структуру синтезируемого материала в системе Ti–B. Ранее экспериментально было изучено только изменение скорости и температуры гетерогенного горения при воздействии УЗК на самораспространяющийся высокотемпературный синтез (СВС) в данной системе [1], что связывали с изменением условий капиллярного растекания расплава, образующегося в волне СВС [2], однако фазовый состав продукта исследован не был. Эксперименты для составов Ti +  $\beta$ B, где  $\beta = 0,75–2,25$  – мольное соотношение, проводили на установке, разработанной в Институте технической акустики НАН Беларуси (ИТА НАНБ), которая в предыдущей работе была использована нами для изучения влияния УЗК на СВС в системе Ti–C–Ni–Mo применительно к получению композиционного кермета типа “карбид титана – металлическая связь” [3].

**Результаты и их обсуждение.** Было проведено термодинамическое моделирование (ТМ) по программе “Terra” (разработка МГТУ им. Н. Э. Баумана) с целью оценки адиабатической температуры  $T_{ad}$  и равновесного состава продуктов для последующего сравнения с экспериментальными данными. Поскольку в базе данных программы “Terra” отсутствует фаза  $Ti_3B_4$ , имеющаяся на равновесной диаграмме состояния Ti–B (рис. 1) [4], то ее характеристики определяли на основе работы по расчету этой диаграммы по методу CALPHAD [5]. При расчетах для высокотемпературного расплава Ti–B принимали модель идеального раствора продуктов взаимодействия [6].

По данным ТМ величина  $T_{ad}$  для всех составов высока (рис. 2, а) – она превышает точки плавления титана ( $T_m = 1941$  К), кристаллического бора ( $T_m = 2365$  К), фаз TiB ( $T_m = 2453$  К) и  $Ti_3B_4$  ( $T_m = 2473$  К) (см. диаграмму Ti–B на рис. 1), и только при  $\beta = 2$   $T_{ad} > T_m(TiB_2) = 3498$  К. В связи с этим на рис. 2, б приведено содержание тугоплавкого соединения  $TiB_2$  (твердого для  $\beta \leq 1,75$  и  $\beta = 2,25$  и жидкого для  $\beta = 2$ ) при  $T_{ad}$ .

Для проведения СВС использовали порошковый титан с размером частиц <100 мкм и порошок бора аморфного с размером частиц около 1 мкм и удельной поверхностью 16,5 м<sup>2</sup>/г.

В равновесных условиях состав продукта синтеза должен соответствовать равновесной диаграмме состояния Ti–V (рис. 1). По данным рентгеноструктурного анализа (РСА) в составе СВС-продукта, полученного без наложения УЗК, имеются фазы TiV (орторомбическая и кубическая модификации), Ti<sub>3</sub>V<sub>4</sub>, TiV<sub>2</sub> и при  $\beta < 1$  – непрореагировавший титан (рис. 3).

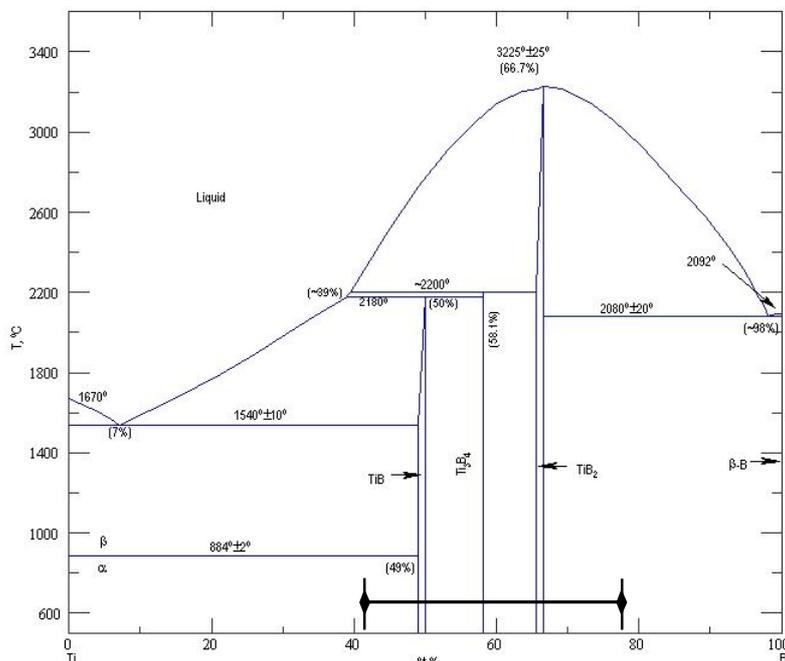


Рис. 1. Равновесная диаграмма состояния Ti–V [4] и область исследованных составов

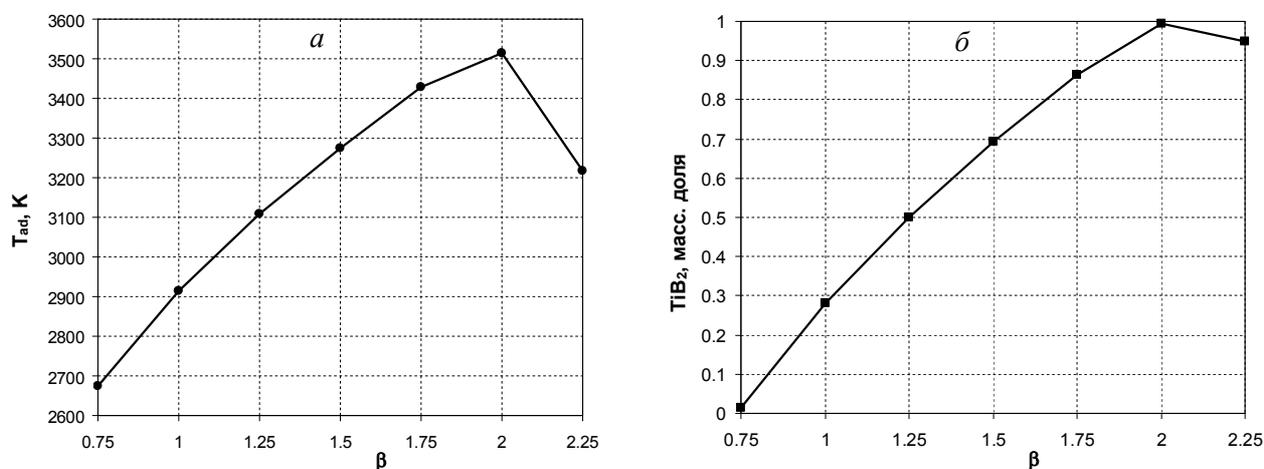


Рис. 2. Расчетная адиабатическая температура взаимодействия (*a*) и массовая доля фазы TiV<sub>2</sub> при T<sub>ad</sub> (*б*) для составов Ti+βV

Из сопоставления рис. 3 с равновесной диаграммой состояния видно, что при  $\beta < 2$  фазовый состав СВС-продукта существенно отклоняется от равновесного. Так, при  $\beta < 1$  должна присутствовать только фаза TiV, а в интервале  $1 < \beta < 1,33$  – только TiV и Ti<sub>3</sub>V<sub>4</sub>, причем при  $\beta = 1,25$  должно преобладать соединение Ti<sub>3</sub>V<sub>4</sub>. Однако по экспериментальным данным (рис. 3) доля фазы Ti<sub>3</sub>V<sub>4</sub> мала – не более 10%. Поскольку фазы TiV и Ti<sub>3</sub>V<sub>4</sub> образуются по перитектическим реакциям, для которых разница в температуре составляет около 20 К (см. рис. 1), то в волне СВС имеет место конкуренция между зародышеобразованием фаз TiV и Ti<sub>3</sub>V<sub>4</sub> из расплава при перитектических реакциях в неизотермических условиях, и в отсутствие УЗК преобладает формирование фазы TiV.

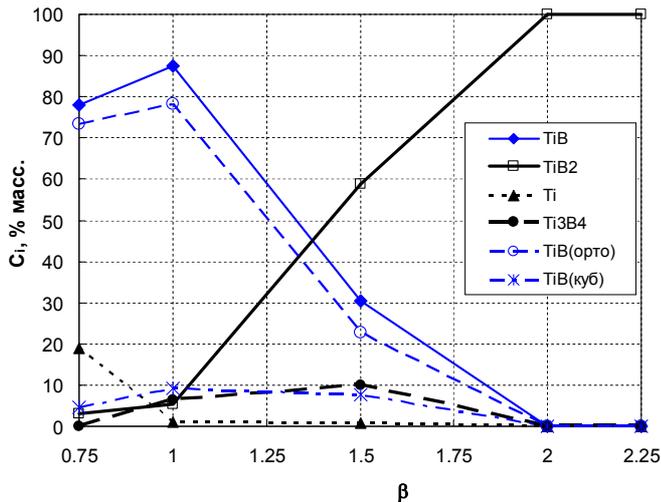


Рис. 3. Фазовый состав СВС-продукта по данным РСА в зависимости от мольного соотношения  $V/Ti$

По данным РСА, наложение УЗК на СВС-процесс в системе  $Ti-B$  при том же составе шихты приводит к изменению соотношения фаз в продукте синтеза, при этом также изменяются доли кубической и орторомбической модификаций фазы  $TiB$  (рис. 4). С увеличением амплитуды УЗК  $\xi$  его влияние усиливается, и это проявляется в наибольшей степени для состава  $Ti+1,5B$  (рис. 4, в).

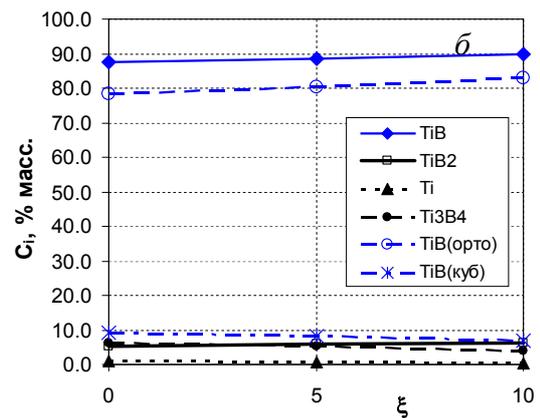
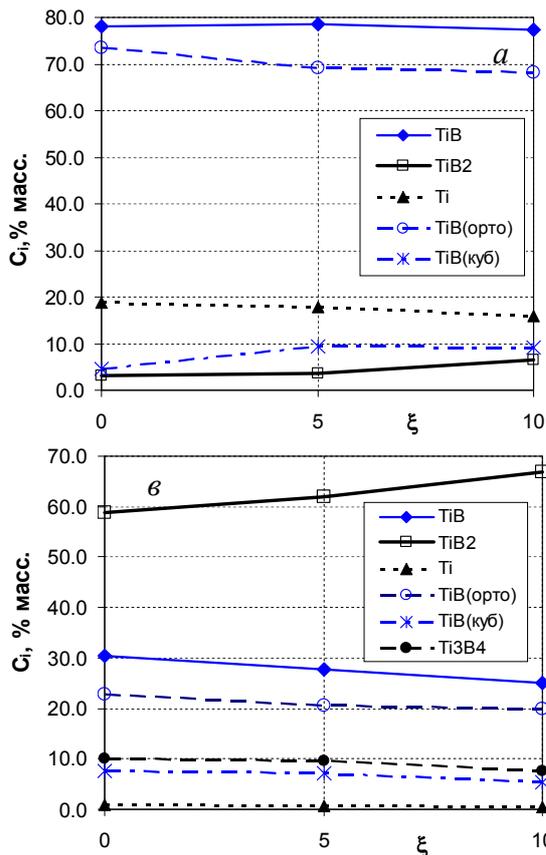


Рис. 4. Влияние амплитуды УЗК  $\xi$ , мкм, на фазовый состав СВС-продуктов в системе  $Ti+\beta B$ :  $a - \beta = 0,75$ ,  $b - 1$ ,  $в - 1,5$

Кроме изменения фазового состава СВС-продукта, наложение УЗК оказывает влияние также и на его микроструктуру: размер зерен боридов становится более однородным и их форма приближается к равноосной (рис. 5).

По-видимому, влияние УЗК на СВС заключается как в тепловом воздействии (снижение температуры горения, вызванное вынужденной конвекцией окружающего газа из-

за осцилляций горячего образца) [3], так и физическом (нетепловом) влиянии УЗК на растекание высокотемпературного расплава в зоне реакции волны СВС [1, 2] и изменению условий зародышеобразования фаз  $Ti_3B_4$  и  $TiB$  при протекании перитектической реакции в жидкой фазе.

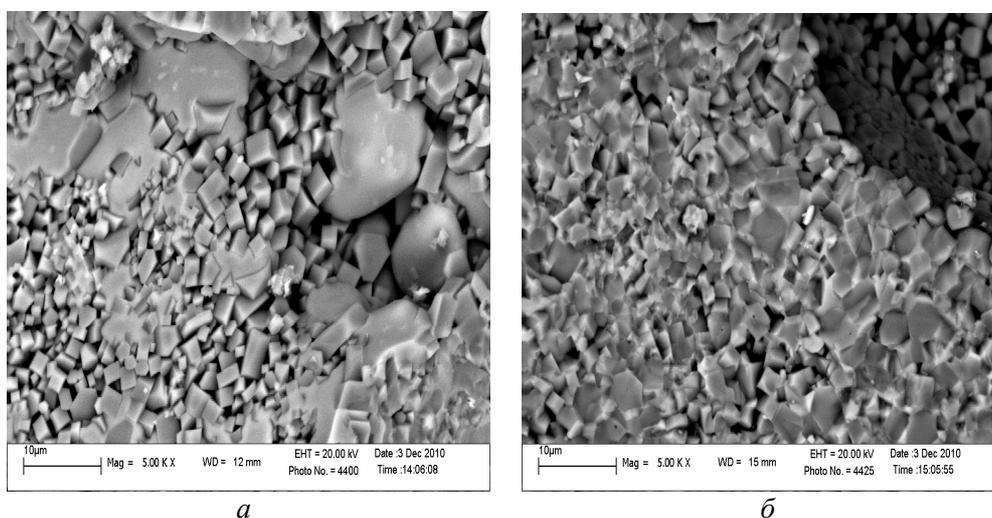


Рис. 5. Микроструктура синтезированного материала состава  $Ti+1,5B$ : *a* – СВС без УЗК, *б* – СВС с УЗК амплитудой  $\xi = 10$  мкм (сканирующая электронная микроскопия)

**Заключение.** В результате проведенных исследований установлено, что наложение УЗК на СВС-процесс позволяет *in situ* изменять фазовый состав и микроструктуру продукта в системе  $Ti-B$  (размер зерен фаз и их форму, относительную плотность образца, пористость и распределение пор по объему). Это открывает перспективу создания СВС-технологий получения новых пористых материалов на основе боридов титана с целью “подстройки” микроструктуры получаемого продукта под конкретную функцию материала.

### Литература

1. Кирдяшкин А. И., Максимов Ю. М., Мержанов А. Г. О влиянии капиллярного растекания на процесс горения безгазовых систем // ФГВ. 1981. Т. 17, № 6. С. 10–15.
2. Андреев В. А., Левашов Е. А., Мальцев В. М., Хавский Н. Н. Особенности капиллярного массопереноса в волне горения многокомпонентных гетерогенных систем // ФГВ. 1988. Т. 24, № 2. С. 73–77.
3. Khina B. B., Kulak M. M. Effect of ultrasound on combustion synthesis of composite material “ $TiC$ –metal binder” // J. Alloys Compounds. 2013. Vol. 578. Pp. 595–601.
4. Murray J. L., Liao P. K., Spear K. E. The  $B-Ti$  (boron-titanium) system // Bull. Alloy Phase Diagrams. 1986. Vol. 7, No. 6. Pp. 550–555, 587–588.
5. Xiaoyan Ma, Changrong Li, Zhenmin Du, Weijing Zhang. Thermodynamic assessment of the  $Ti-B$  system // J. Alloys Compounds. 2004. Vol. 370, No. 1-2. Pp. 149–158.
6. Моисеев Г. К., Ватолин Н. А., Ильиных Н. И., Зайцева С. И. Определение равновесных характеристик расплавов  $Fe-Si$  с использованием модели идеальных растворов продуктов взаимодействия методами термодинамического моделирования // Докл. РАН. 1994. Т. 337. С. 775–778.

УДК 621.438:621.311.22

## ОЦЕНКА ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ В КИПЯЩЕМ СЛОЕ ПРИ СЖИГАНИИ БИОМАССЫ

Д. С. Литун, Г. А. Рябов

*ОАО «Всероссийский дважды ордена Трудового Красного Знамени теплотехнический научно-исследовательский институт» (ОАО «ВТИ»), г. Москва, Россия*

В настоящее время одним из перспективных способов энергоиспользования биомассы является ее сжигание в котлах с кипящим слоем (КС). Проектирование таких котлов требует учёта распределения тепловыделения и температуры продуктов сгорания по высоте топки для контроля температуры слоя. Для конструкторских проработок вполне достаточно использовать трёхзонную модель теплового расчёта, основанную на уравнениях теплового баланса и теплообмена. В топке с КС для сжигания биомассы можно выделить три характерных зоны, расположенные последовательно по высоте топки: 1 – псевдооживленный слой, 2 – зона максимальных температур в надслоевом пространстве (ввода вторичного воздуха), примыкающая к зоне слоя, 3 – зона охлаждения (дожигания) в верхней части надслоевого пространства. Для каждой из зон можно записать уравнения теплового баланса, учитывающие тепловыделение топлива в зоне, теплообмен между топочной средой и поверхностями, ограничивающими зону, а также тепломассоперенос между зонами. Из этих уравнений могут быть получены уравнения для расчёта значений температуры топочной среды в зонах, подобные тем, что используются в позонном методе теплового расчёта [1]:

$$g_1 = \frac{K_1 Q_i^r + Q_{B1} - (Cg)_{y_{n1}} \frac{A^r}{100} a_{y_{n1}} - (Cg)_{dp} \frac{A^r}{100} (1 - a_{y_{n1}}) - Q_{\Pi}}{(VC)_1} + \frac{\sigma_0 a_{r2} T_2^4 \psi_1 S_1}{B_p (VC)_1}, \quad (1)$$

$$g_2 = \frac{K_2 Q_i^r + Q_{B2} + g_1 (VC)_1 \varphi + (Cg)_{y_{n1}} \frac{A^r}{100} a_{y_{n1}} - \sigma_0 a_{r2} T_2^4 (\psi_2 F_2 + \psi_1 S_1 + \psi_{2,3} S_2)}{\varphi (VC)_2} - \frac{\sigma_0 a_{r2} T_2^4 (\psi_2 F_2 + \psi_1 S_1 + \psi_{2,3} S_2)}{\varphi B_p (VC)_2}, \quad (2)$$

$$g_3'' = \frac{K_3 Q_i^r}{\varphi (VC)_3} + \frac{(VC)_2}{(VC)_3} g_2 - \frac{\sigma_0 a_{r3} (T_2^4 + T_3^4) \psi_3 F_3}{2 \varphi B_p (VC)_3}. \quad (3)$$

Система уравнений (1)–(3), дополненная уравнениями для расчёта характеристик излучения в зоне 2 [1], при заданных долях тепловыделения в зонах является замкнутой. Поверочный тепловой расчёт топки с КС может быть выполнен путём её решения методом последовательных приближений при заданных геометрических характеристиках топки, избытке воздуха в топке и соотношении между первичным и вторичным воздухом.

Ключевым вопросом является распределение тепловыделения топлива по зонам топки, в первую очередь, определение доли теплоты, выделившейся в слое  $K_1$ . Доли тепловыделения топлива в зоне максимальных температур  $K_2$  и в зоне охлаждения  $K_3$  могут быть заданы, исходя из соотношения между ними, выбранного в диапазоне, определённом по данным обработки экспериментальных исследований, и условия:

$$K_1 + K_2 + K_3 = 1. \quad (4)$$

Максимальное значение доли теплоты, выделившейся в зоне КС при коэффициенте расхода воздуха в слое  $\beta_1 < 1$  соответствует коэффициенту расхода воздуха в КС:

$$K_1 = \frac{Q_1}{Q_i^r} \approx \beta_1. \quad (5)$$

Расчетная по формуле (5) величина  $K_1$  недостижима в реальных топочных устройствах с КС вследствие неидеального перемешивания окислителя и материала в слое. Таким образом, доля тепловыделения в зоне КС в реальных топочных устройствах должна быть связана с коэффициентом расхода воздуха в КС соотношением:

$$K_1 = A\beta_1. \quad (6)$$

Коэффициент  $A$  должен зависеть от характеристик, определяющих степень расходования окислителя поданного в КС. В общем случае, для конкретного топлива  $A$  должен быть функцией параметров, влияющих на перемешивание и газообмен в КС. В [3] с помощью расчётной и статистической обработки результатов промышленных исследований сжигания кордревесных отходов (КДО) в котле КМ-75-40М Архангельского целлюлозно-бумажного комбината показано, что коэффициент  $A$  связан с числом псевдооживления  $U_0/U_{mf}$  степенной зависимостью, и эмпирическая формула для расчёта доли тепловыделения в КС имеет вид

$$K_1 = 0,278 \cdot \left( \frac{U_0}{U_{mf}} \right)^{0,225} \beta_1. \quad (7)$$

Применение этой зависимости к биотопливам, отличающимся от КДО по фракционному составу и реакционной способности (летучим), нуждается в подтверждении дополнительными исследованиями. Более универсальные расчётные зависимости для теплового расчёта могут быть получены с использованием методического приёма условного разделения тепловыделения сухой беззольной массы топлива на тепловыделение летучих и коксового остатка. Тепло топлива, выделившееся в зоне КС, тогда равно:

$$Q_1 = Q_{i1}^{daf} \frac{100 - W_t^r - A^r}{100} - 24,42W_t^r, \quad (8)$$

$$Q_{i1}^{daf} = K_k Q_k + K_l (Q_i^{daf} - Q_k), \quad (9)$$

$$Q_k = 327(C^{daf} + H^{daf} + O^{daf} - V^{daf}). \quad (10)$$

Доля тепловыделения коксового остатка в слое  $K_k$  может быть рассчитана по формуле

$$K_k = 1 - \frac{Q_4^{cn}}{Q_k}. \quad (11)$$

Метод определения потери тепла коксового остатка с механическим недожогом в КС на 1 кг сухой беззольной массы топлива  $Q_4^{cn}$ , основанный на физической модели уноса с учётом фрагментации частиц топлива, изложен в [2]. Эмпирическая зависимость для доли тепловыделения летучих  $K_l$  была найдена с помощью расчётной и статистической обработки результатов промышленных исследований на котле КМ-75-40М. Описание объекта, методики и основных результатов исследований приведено в [3]. Определение значений

долей тепловыделения в зонах топки в каждом из балансовых опытов выполнялось методом решения обратной задачи. Метод основан на решении системы уравнений (1)–(4) относительно долей тепловыделения в зонах топки. В этом случае измеренные значения средней температуры  $\vartheta_1$  в КС и на выходе из топки  $\vartheta_3''$ , для каждого опыта задаются в качестве исходных данных вместе с другими режимными параметрами, определёнными измерениями и расчётом теплового баланса котла, а искомыми величинами являются доли тепловыделения  $K_1, K_2, K_3$  и средняя температура в зоне подачи вторичного воздуха  $\vartheta_2$ . Значение  $K_k$  для каждого опыта рассчитывалось через значение механического недожога в КС по формулам (10), (11). Значения доли тепловыделения летучих  $K_l$  в зоне КС определены по значениям  $K_1$  и  $K_k$  с помощью расчётного выражения, полученного из уравнения (9):

$$K_l = \frac{Q_{i1}^{daf} - K_k Q_k}{Q_i^{daf} - Q_k} = \frac{K_{daf} - K_k \frac{Q_k}{Q_i^{daf}}}{1 - \frac{Q_k}{Q_i^{daf}}}. \quad (12)$$

Значения доли тепла сухой беззольной массы топлива, выделившегося в зоне КС  $K_{daf} = \frac{Q_{i1}^{daf}}{Q_i^{daf}}$ , рассчитаны через значения  $K_1$  с учётом соотношения (8), следующим образом:

$$K_{daf} = \frac{K_1 Q_i^r + 24,42W^r}{Q_i^r + 24,42W^r}. \quad (13)$$

На основе описанного выше подхода в среде MathCAD была разработана вычислительная компьютерная программа для обработки результатов 58 балансовых опытов. Диапазон полученных в результате расчётной обработки значений  $K_1$  составил 0,26–0,45 при  $\beta_1 = 0,59–0,93$ . Рассчитанные по формулам (10), (11) значения доли тепловыделения коксового остатка в зоне КС находились в диапазоне  $K_k = 0,45–0,59$ . Величины доли выгорания летучих в зоне КС в опытах, подсчитанные по формулам (12), (13), составили  $K_l = 0,29–0,52$ .

Задачей статистической обработки результатов опытов являлся поиск аппроксимирующей зависимости, связывающей  $K_l$  с коэффициентом расхода воздуха в КС  $\beta_1$  и числом псевдооживления  $U_0/U_{mf}$ . Зависимость аппроксимируется выражением, сходным по своей структуре с формулой (7):

$$K_l = 0,117 \cdot \left( \frac{U_0}{U_{mf}} \right)^{0,676} \beta_1. \quad (14)$$

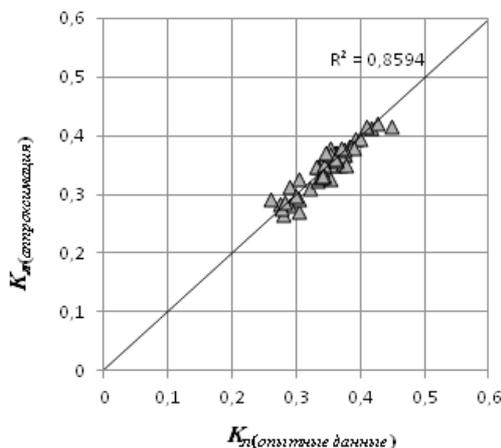


Рис. 1. Сопоставление значений  $K_l$ , рассчитанных с использованием зависимости (14), со значениями, полученными в результате обработки данных балансовых опытов

Значения  $K_r$ , рассчитанные по формуле (14) для режимных условий балансовых опытов, удовлетворительно совпадают со значениями, полученными в результате компьютерной обработки опытов (рис. 1). Поверочные тепловые расчёты топки котла КМ-75-40М для режимных условий опытов с использованием формул (7) и (14) показали хорошее совпадение расчётных значений температуры в зоне КС со значениями, измеренными в опытах, для обеих формул. Значения максимального и среднего относительных отклонений расчётных значений от измеренных для 58 опытов составили 8% и 3% соответственно.

Результаты работы могут быть использованы при проектировании котлов с кипящим слоем на биомассе. Работа подготовлена при финансовой поддержке РФФИ.

### Обозначения

$Q_{B1}$ ,  $Q_{B2}$  – тепло, вносимое первичным и вторичным воздухом, кДж/кг;  $(C\vartheta)_{yH1}$  – энтальпия золы уноса из зоны КС, кДж/кг;  $(C\vartheta)_{дp}$  – энтальпия золы дренажа КС, кДж/кг,  $a_{yH}$  – доля золы топлива в уносе из слоя,  $Q_{II}$  – тепло, отводимое к поверхностям нагрева в зоне КС, кДж/кг,  $\sigma_0 = 5.67 \cdot 10^{-11}$  – постоянная Больцмана, кВт/(м<sup>2</sup> К<sup>4</sup>),  $a_{T2}$ ,  $a_{T3}$  – излучательные способности топки в зоне максимальных температур и в зоне охлаждения,  $T_2$ ,  $T_3$  – абсолютная температура газов в зоне максимальных температур и на выходе из топки, К,  $\psi_1$  – коэффициент, учитывающий отдачу тепла излучением из зоны максимальных температур в зону КС,  $\psi_2$ ,  $\psi_3$  – средние коэффициенты тепловой эффективности топочных экранов в зонах 1 и 2 надслоевого пространства,  $\psi_{2,3}$  – коэффициент, учитывающий отдачу тепла излучением из зоны максимальных температур в зону охлаждения,  $(VC)_1$  – средняя суммарная теплоемкость топочных газов на 1 кг топлива при  $\vartheta_1$ , кДж/(кг К),  $(VC)_2$ ,  $(VC)_3$  – средняя суммарная теплоемкость продуктов сгорания на 1 кг топлива при  $\vartheta_2$  и  $\vartheta_3$ , кДж/(кг К);  $F_2$ ,  $F_3$  – площади поверхности стен зоны максимальных температур и зоны охлаждения, м<sup>2</sup>,  $S_1$  – площадь поверхности КС, м<sup>2</sup>,  $S_2$  – площадь выходного сечения зоны максимальных температур, м<sup>2</sup>,  $\varphi$  – коэффициент сохранения тепла,  $B_p$  – расчётный расход топлива, кг/с,  $Q_1$  – тепловыделение топлива в слое, кДж/кг,  $Q_k$  – теплота сгорания коксового остатка на сухую беззолую массу топлива, кДж/кг.

### Литература

1. Тепловой расчёт котельных агрегатов (Нормативный метод). 2-е изд., перераб. М.: Энергия, 1973.
2. Литун Д. С., Рябов Г. С. Метод расчета механического недожога с уносом при сжигании биомассы в кипящем слое // IX Семинар ВУЗов по теплофизике и энергетике: Сб. докл. Казань: Казан. гос. энерг. ун-т, 2015. Т. I. С. 142–153.
3. Litun D. S., Ryabov G. A. Evaluation of the In-Bed Heat Release and Temperature in Combustion of Waste from the Integrated Wood Pulp-and-Paper Plants // Proceedings of the 22th Intern. conf. on Fluidized Bed Conversion (1). June 14–17, 2015. Turku, Finland, Juvenes Print, 2015. Pp. 264–272.

УДК 536.46

## О ЧИСЛЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ ГЕТЕРОГЕННОГО ГОРЕНИЯ И ИНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В ПОРИСТЫХ ОБЪЕКТАХ

Н. А. Луценко, В. А. Левин

*Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, г. Владивосток, Россия  
Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток, Россия*

**Введение.** Фильтрационное горение, представляющее собой распространение волны экзотермической реакции в пористой среде при фильтрации газа, достаточно распространено в природных и технологических процессах [1]. Одним из видов такого горения является гетерогенное горение пористых сред, при котором происходит взаимодействие конденсированного горючего компонента, содержащегося в твердой пористой среде, с окислителем из газовой фазы. При моделировании подобных процессов, как правило, поток газа задается либо постоянным во всем пористом объекте, либо постоянным на входе в объект. Однако такой подход не позволяет моделировать горение пористых сред при естественной конвекции, когда заранее не известен расход газа, проходящего через пористый объект. Тем не менее, фильтрационное горение при естественной конвекции является достаточно распространенным в природе и наблюдается, в частности, при торфяных и подземных пожарах, горении в завалах разрушенных в результате катастроф зданий и сооружений, самовоспламенении полигонов твердых бытовых отходов.

Настоящая работа посвящена численному исследованию течений газа в поле силы тяжести через пористые объекты с очагами гетерогенного горения и иного энерговыделения. Отличительной особенностью изучаемых процессов является то, что расход проходящего через пористый объект газа заранее неизвестен, а известно лишь давление газа на его границах – в объекте происходит саморегуляция расхода проходящего через него газа. Такой подход позволяет моделировать нестационарное фильтрационное горение пористых сред с очагами воспламенения в твердой фазе в условиях как естественной конвекции, так и принудительной фильтрации.

**Физическая и математическая модели.** Физическая модель рассматриваемых объектов представляет собой однородный неподвижный пористый объект, имеющий как открытые границы, расположенные, как правило, сверху и снизу объекта, так и непроницаемые нетеплопроводные стенки. Через открытые границы объекта может входить холодный газ, который при этом движется через пористую среду и вытекает в свободное пространство. Рассматриваются два типа энерговыделения: либо происходящее в результате реакций гетерогенного горения, либо тепловыделение радиоактивного типа (обломки ТВЭЛ). При моделировании горения полагается, что твердое пористое вещество состоит из горючего и инертного компонента, при этом твердое горючее вещество в результате экзотермической реакции с газообразным окислителем превращается в газ.

Математическая модель строится в предположении взаимодействующих взаимопроникающих континуумов [2] с использованием классических подходов теории фильтрационного горения [1] и включает в себя уравнения энергии, движения, неразрывности и состояния для каждой компоненты (твердой и газообразной). В уравнении энергии для твердой компоненты, кроме происходящего в результате реакции тепловыделения, учитывается также теплопроводность и межфазный теплообмен, интенсивность которого предполагается пропорциональной разности фазовых температур в точке среды. В уравнении энергии для газа учитывается

теплопроводность, а также предполагается, что гомогенные реакции не происходят. Для описания динамики газа используется уравнение сохранения импульса для пористых сред, которое является более корректным, чем классическое уравнение Дарси, и может применяться при больших числах Рейнольдса. Твердая фаза предполагается неподвижной, поэтому уравнение движения для неё вырождается. В модели учитывается изменение объема и массы фаз при взаимодействии, наличие диффузии окислителя, а также полагается справедливость уравнения состояния совершенного газа. Процессы горения описываются одностадийной химической реакцией первого порядка по отношению к каждому компоненту. Так как в [3] показано, что учет температурной зависимости вязкости газа при его движении через пористую тепловыделяющую среду может изменять решение не только количественно, но и качественно, то динамическая вязкость газа предполагается зависящей от температуры по формуле Сазерленда. Более детальное описание предложенной модели гетерогенного горения пористых объектов приведено в [4, 5]. При моделировании процессов в пористых объектах с источниками энерговыделения радиоактивного типа (обломки ТВЭЛ) детальная химическая кинетика не рассматривается, а полагается, что тепловыделение прямо пропорционально концентрации реагирующего вещества, скорость убывания которой прямо пропорциональна самой концентрации. При этом объем и масса конденсированной фазы изменяются незначительно и этими изменениями можно пренебречь, кроме этого реакции не приводят к изменению массы газа. Такие допущения справедливы, в частности, при моделировании процессов в аварийном энергоблоке Чернобыльской АЭС [6]. Более детальное описание предложенной для таких процессов модели приведено в [7, 8].

На входе в пористый объект (на его открытой нижней границе, через которую поступает газ) известны температура и давление газа, а также, если в модели учитывается химическая кинетика, массовая концентрация окислителя. На выходе из объекта (на его открытой верхней границе, через которую газ выходит) известно давление, так как истечение газа происходит в открытое пространство. Известны также условия теплообмена на входе и выходе из пористого объекта и на ограничивающих непроницаемых стенках. Расход и скорость фильтрации газа на входе в пористый объект неизвестны и должны определяться при решении.

**Численный метод.** Для исследования двумерных нестационарных течений газа через пористые объекты с очагами гетерогенного горения разработан оригинальный численный метод, основанный на комбинации явных и неявных конечно-разностных схем. Этот метод есть результат развития вычислительного алгоритма, который ранее успешно применялся для расчета двумерных течений газа через пористые саморазогревающиеся объекты при известном перепаде давлений на входе и на выходе из объекта [9–12]. Уравнения энергии, сохранения импульса и концентрации окислителя, согласно методу, преобразуются в явные конечно-разностные уравнения, из которых определяются температуры газа и твердой среды, скорость газа, массовая концентрация окислителя. Уравнение неразрывности сводится к неявному конечно-разностному уравнению, из которого, с учетом уравнения состояния совершенного газа, вычисляется давление газа. Эффективная плотность газа и остальные искомые величины определяются тривиально. Кроме этого, указанные идеи были использованы при разработке оригинального вычислительного алгоритма для исследования трехмерных нестационарных режимов движения газа через пористые объекты с источниками энерговыделения радиоактивного типа, т. е. без учета детальной химической кинетики, когда реакции не приводят к заметному изменению масс и убывание концентрации реагирующего вещества моделируется упрощенно.

**Результаты расчетов.** С помощью вычислительного эксперимента исследовано распространение двумерных нестационарных волн гетерогенного горения в пористом объекте с открытыми сверху и снизу границами как при естественной конвекции, так и при

вынужденной фильтрации. Рассмотрена задача горения пористого объекта, состоящего из твердых отходов и аналогичных материалов, с разным расположением зоны зажигания: в нижней, верхней и средней части объекта на оси симметрии и в ее окрестности. Численные эксперименты показали, что двумерные нестационарные волны гетерогенного горения в пористых средах распространяются в двух режимах с различной степенью выгорания твердых горючих материалов, как и одномерные волны горения [4, 5]. В случае вынужденной фильтрации при расположении зоны воспламенения в нижней и средней части объекта появляется спутная волна горения, которая движется вверх и одновременно вбок (в сторону боковых стен), полностью выжигая твердое горючее вещество. Газ, двигаясь вверх, стремится обогнуть нагретую часть объекта и предпочитает течь по его холодной части. В этом случае волна горения не может достичь частей объекта, расположенных ниже определенной линии. Наклон этой линии зависит от скорости потока газа, которая определяется давлением газа на входе в пористый объект. Таким образом, в случае вынужденной фильтрации размер сгоревшей части пористого объекта зависит от расположения зоны зажигания и давления на входе в объект.

В случае естественной конвекции при расположении зоны зажигания в нижней части объекта возникает спутная волна горения, которая перемещается в основном вверх и незначительно вбок, полностью сжигая твердое горючее вещество. Когда температура в зоне горения увеличивается и скорость распространения волны горения возрастает, могут возникать колебательные неустойчивости, что характерно для кинетически контролируемых процессов. Когда волна горения достигает верхней границы объекта, горение не прекращается, а продолжается в частях объекта более близких к его боковым стенкам, и по объекту движутся новые спутные волны горения. В итоге весь горючий компонент во всем пористом объекте оказывается сгоревшим.

В случае естественной конвекции при расположении зоны зажигания в верхней или средней частях объекта, встречная волна горения возникает и движется вниз, не полностью выжигая твердый горючий компонент. В начальный период процесса в зоне горения и в ее окрестности образуются вихревые течения газа, в результате которых газ может поступать в пористый объект не только через его нижнюю часть, но и через верхнюю, где давление газа ниже. Когда волна горения достигает нижней части пористого объекта, она отражается и движется вверх, превращаясь в спутную волну и дожигая оставшееся твердое горючее вещество. При этом волна горения расширяется, так как она движется вверх и одновременно в сторону боковых стенок пористого объекта. Когда отраженная волна горения достигает верхней границы объекта, горение не прекращается, а продолжается на частях объекта более близких к его боковым стенкам, и по объекту движутся новые спутные волны горения. В итоге весь горючий компонент во всем пористом объекте выгорает.

Таким образом, в случае естественной конвекции волна горения проходит через все части объекта независимо от того, где находится зона зажигания, и все горючее вещество в каждой части объекта оказывается сгоревшим, в отличие от вынужденной фильтрации

Также с помощью вычислительного эксперимента исследованы нестационарные режимы движения газа через пористые объекты сложной конфигурации с источниками энерговыделения без учета детальной химической кинетики в двумерной и трехмерной постановках. В частности, изучено охлаждение нагнетаемым воздухом очага тепловыделения, неравномерно распределенного внутри осесимметричного пористого объекта, при частичном закрытии верхнего выходного отверстия объекта крышкой [7]. Показано, что когда высота тепловыделяющей зоны равна высоте пористого объекта, закрытие очага выделения тепла верхней крышкой допускается только тогда, когда размер очага мал. Когда процесс энерговыделения не происходит вблизи выхода из пористого объекта, перекрытие очага выделения тепла верхней крышкой допускается, когда размер очага достаточно велик.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (договор 14.Y26.31.0003), ДВО РАН (проект 15-I-4-021), Дальневосточного федерального университета.

### Литература

1. Алдушин А. П., Мержанов А. Г. Теория фильтрационного горения: общие представления и состояние исследований // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. Новосибирск: Наука, 1988. С. 9–52.
2. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. – 336 с.
3. Левин В. А., Луценко Н. А. Течение газа через пористую тепловыделяющую среду при учете температурной зависимости вязкости газа // ИФЖ. 2006. Т. 79, № 1. С. 35–40.
4. Lutsenko N. A. Modeling of Heterogeneous Combustion in Porous Media under Free Convection // Proceedings of the Combustion Institute. 2013. Vol. 34, No. 2. Pp. 2289–2294.
5. Lutsenko N. A., Levin V. A. Effect of Gravity Field and Pressure Difference on Heterogeneous Combustion in Porous Media // Combustion Science and Technology. 2014. Vol. 186, Iss. 10–11. Pp. 1410–1421.
6. Маслов В. П., Мясников В. П., Данилов В. Г. Математическое моделирование аварийного блока Чернобыльской АЭС. М.: Наука, 1987. – 144 с.
7. Lutsenko N. A. Numerical modeling of unsteady gas flow through porous heat-evolutional objects with partial closure of the object's outlet // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 72. Pp. 602–608.
8. Луценко Н. А., Тарасов Г. В., Гырник К. А. OpenMP-версия параллельного алгоритма расчета нестационарных течений газа через пористые объекты с источниками энерговыделения: анализ и применение // Сибирский журнал вычислительной математики. 2014. Т. 17, № 3. С. 229–244.
9. Левин В. А., Луценко Н. А. Численное моделирование двумерных нестационарных течений газа через пористые тепловыделяющие элементы // Вычислительные технологии, 2006. Т. 11, № 6. С. 44–58.
10. Левин В. А., Луценко Н. А. Движение газа через пористые объекты с неравномерным локальным распределением источников // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 3. С. 407–417.
11. Левин В. А., Луценко Н. А. Нестационарные течения газа через осесимметричные пористые тепловыделяющие объекты // Матем. моделирование. 2010. Т. 22, № 3. С. 26–44.
12. Левин В. А., Луценко Н. А. Моделирование двумерных нестационарных течений газа в саморазогревающихся полигонах твердых бытовых отходов // Вычислительная механика сплошных сред. 2011. Т. 4, № 1. С. 55–64.

УДК 549.742.121:542.92

## ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ И МЕХАНИЗМА ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ ПРИРОДНЫХ ДОЛОМИТОВ БЕЛАРУСИ

М. В. Малько<sup>1</sup>, С. В. Василевич<sup>1</sup>, А. Н. Асадчий<sup>1</sup>, К. В. Доброго<sup>2</sup>,  
И. А. Козначеев<sup>3</sup>, Е. С. Шмелев<sup>3</sup>, А. И. Позняк<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Институт энергетики НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

<sup>2</sup>Белорусский национальный технический университет, г. Минск, Беларусь

<sup>3</sup>Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

<sup>4</sup>Белорусский государственный технологический университет, г. Минск, Беларусь

Кинетика термического разложения природных доломитов является предметом исследования специалистов многих стран мира. Примером таких исследований является работа [1]. Интерес к данному процессу обусловлен тем, что при температуре порядка 1000 К и выше доломиты превращаются в активные катализаторы термического разложения смолы, образующейся в процессе газификации биомассы.

Природные доломиты представляют собой двойной карбонат кальция и магния. Химическая формула доломита имеет вид  $\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$ . Природные доломиты, как правило, имеют в качестве примеси окислы железа, алюминия, кремния, марганца и некоторые другие соединения [2].

Упрощенный механизм термического разложения доломита принято рассматривать на основании схемы [1]:



Вместе с тем имеются данные, которые позволяют предположить, что термическое разложение доломита возможно протекает по механизму [3]:



В работе выполнено экспериментальное исследование термического разложения образцов природного белорусского доломита. Опыты выполнены в статических условиях при температуре 973, 1073 и 1173 К с использованием методики, описанной в работе [3].

Измерения массы образцов доломита в различные промежутки выдержки при определенной постоянной температуре были использованы для определения степени разложения изучаемого образца доломита  $\alpha$ :

$$\alpha_t = \frac{\Delta m_t}{\Delta m_\infty}. \quad (6)$$

Здесь  $\Delta m_t$  – убыль массы исследуемой частицы к моменту времени  $t$ ,  $\Delta m_\infty$  – максимальная убыль массы исследуемой частицы. Последняя величина в работе определялась на основании предположения о том, что термическое разложение доломита ограничивается механизмом (4), (5).

Значения степени разложения образцов доломита, рассчитанные на основе такого предположения, представлены на рис. 1. Как следует из рисунка, при температурах  $T = 923$  и  $973$  К и времени выдержки порядка 300 и 210 мин достигается степень разложения равная единице. Дальнейшая выдержка образца при таких температурах не приводит к изменению величины  $\alpha$ . Другая картина наблюдалась в случае выдержки образцов доломита при температурах 1023 и 1073 К. При температуре 1023 К значение  $\alpha = 1$  достигается за время порядка 150 мин. После этого происходит монотонный рост до  $\alpha = 2$ , что достигается при выдержке, равной 330 мин (или примерно через 180 мин после достижения значения  $\alpha = 1$ ). При температуре  $T = 1073$  К значение степени разложения, равное единице, достигается примерно через 30 мин после начала эксперимента, а значение, равное двум, примерно через 50 мин после достижения степени разложения  $\alpha = 1$ .

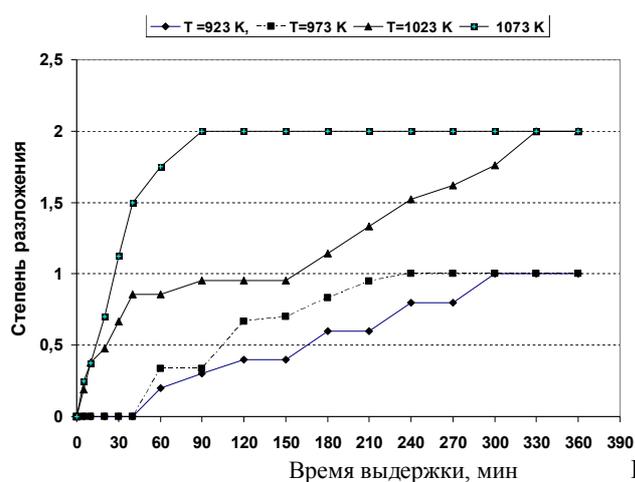


Рис. 1. Степень термического разложения доломита

Достижение значения  $\alpha = 2$  в обсуждаемых случаях отражает просто тот факт, что данная величина рассчитывалась на основании значения  $\Delta m_{\infty}$ , определенного в предположении о том, что в изученной области температур происходит только процесс с образованием  $MgO$  и  $CO_2$ . Учет дополнительного образования  $CaO$  и  $CO_2$  приводит к повышению величины  $\Delta m_{\infty}$  примерно в 2 раза. Соответственно степени разложения, представленные на рис. 1, автоматически снижаются в 2 раза.

Преимуществом принятой методики определения значения  $\Delta m_{\infty}$ , является то, что она позволяет четко обнаружить наличие двух стадий термического разложения доломита, протекающих в разных температурных интервалах:  $T < 1000$  К и  $T > 1000$  К. Соответственно их можно определить как низкотемпературную и высокотемпературную стадии.

В работе проанализированы кинетические уравнения, применяемые при исследовании термического разложения доломита [4]. При этом было установлено, что наиболее точное описание кинетики термического разложения природных доломитов Беларуси дает следующее интегральное уравнение:

$$(\alpha)^m = kt. \quad (7)$$

Здесь  $m$  – некоторый параметр,  $k$  – константа скорости,  $t$  – время выдержки.

Выполненный анализ показал, что экспериментальные значения  $\alpha$  при температурах 923 и 973 К, а также значения  $\alpha$ , установленные для температур 1023 и 1073 К при временах выдержки, для которых величина  $\alpha$ , представленная на рис. 1, не превышает единицы (первая стадия), адекватно описываются при  $m = 1$ . Данный результат показывает, что первая стадия термического разложения природных доломитов Беларуси соответствует реакции нулевого порядка. Для таких процессов параметр  $m = 1$ .

Данные, представленные на рис. 2, показывают зависимость  $\ln(\alpha)$  от  $\ln(t)$ , построенную на основании эмпирических значений  $\alpha$ , установленных в опытах при 973 К.

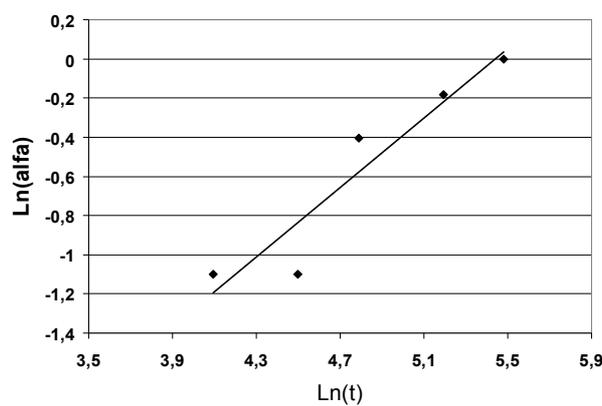


Рис.2. Зависимость значения  $\alpha$  от времени выдержки при температуре 973 К

Использование метода наименьших квадратов дает следующую зависимость для расчета значений  $\alpha$ , определенных в настоящей работе при температуре 973 К:

$$\ln(\alpha) = 0,8871 \cdot \ln(k) + 0,8871 \cdot \ln(t), \quad R^2 = 0,8946. \quad (8)$$

Как следует из последнего выражения, значение  $m \approx 0,89$ , что близко к единице. Аналогичные результаты были установлены также для опытных данных, определенных при других температурах для значений  $\alpha$ , соответствующих протеканию низкотемпературной стадии термического разложения доломита в статических условиях. Значение  $\alpha$ , близкое к единице, означает, что термическое разложение доломита на первой стадии соответствует кинетике нулевого порядка. Данные, установленные в области более высоких температур, дают значение параметра  $m$ , близкое к двум [3].

В табл. 1 представлены значения констант скорости термического разложения низкотемпературной стадии, установленные при использовании соотношения.

Таблица 1

Константы скорости низкотемпературной стадии термического разложения природных доломитов в зависимости от температуры

$T, \text{ К}$	923	973	1023	1073
$K, \text{ мин}^{-1}$	0,00246	0,00638	0,01511	0,03302

На рис. 3 представлена аррениусовская зависимость константы скорости низкотемпературной стадии термического разложения природных доломитов Беларуси, построенная по данным табл. 1

Аппроксимация методом наименьших квадратов значений константы скорости термического разложения доломита, представленных в табл. 1, приводит к следующей зависимости:

$$\ln(k) = -17,158 \cdot \frac{1000}{T} + 12,58; \quad R^2 = 0,9466; \quad p = 0,046. \quad (9)$$

Коэффициент, стоящий перед обратной температурой в выражении (9), определяет угол наклона зависимости (рис. 3). Умножение этого коэффициента на газовую постоянную  $R = 8,314 \text{ Дж/моль} \cdot \text{К}$  и фактор 1000 определяет энергию активации  $E$  реакции. Эта величина

равна примерно 142,7 кДж/моль, что практически полностью совпадает с энергией активации термического разложения природного магнезита. Данное согласие указывает на то, что термическое разложение природных доломитов на низкотемпературной стадии протекает по механизму (3), (4). Свободный член зависимости (9) определяет значение предэкспоненциального фактора константы скорости термического разложения доломита в изученных условиях. Он равен  $2,91 \cdot 10^5 \text{ мин}^{-1}$ .

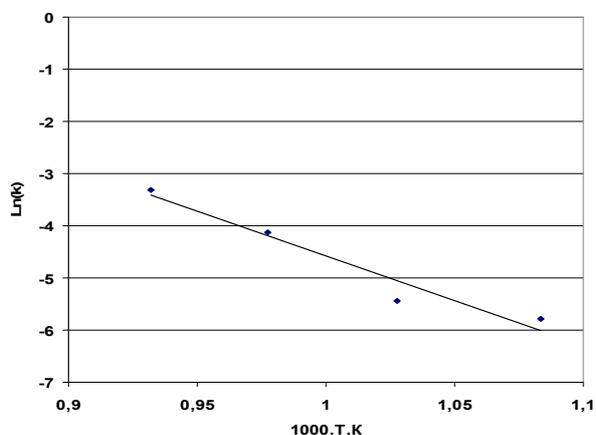


Рис. 3. Аррениусовская зависимость константы скорости низкотемпературной стадии термического разложения природных доломитов Беларуси

Использование приведенных выше констант дает следующее аррениусовское уравнение, определяющее скорость разложения магнезита в исследованном интервале температур:

$$k = 2,91 \cdot 10^7 \cdot \exp\left(-\frac{142700}{RT}\right), \text{ мин}^{-1}. \quad (10)$$

Таким образом, экспериментальное исследование термического разложения природных доломитов показало, что этот процесс протекает в две стадии, из которых первая соответствует разложению магнезита, а вторая – разложению кальцита. Энергия активации термического разложения доломита по первой стадии составляет примерно 140 кДж/моль.

### Литература

1. Gunasekaran S., Anbalagan G. Thermal decomposition of natural dolomite // Bull. Mater. Sci. 2007. Vol. 30, No. 4. Pp. 339–344.
2. Ратько А. И., Иванец А. И., Сахар И. О., Давыдов Д. Ю., Торопова В. В. Сорбент на основе природного доломита для извлечения радионуклидов кобальта // Радиохимия. 2011. Т. 53, № 6. С. 534–537.
3. Малько М. В., Василевич С. В. Экспериментальное исследование кинетики термического разложения белорусских доломитов // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз-тэхн. навук. 2015. № 1. С. 95–101.
4. Halikia I., Zoumpoulakis L., Christodoulou E., Prattis D. European J. Kinetic study of the thermal decomposition of calcium carbonate by isothermal methods of analysis // Miner. Proces. Environ. Prot. 2001. Vol. 1, No. 2. Pp. 89–102.

УДК 543.637:546.271-386

**КИНЕТИКА КАТАЛИТИЧЕСКОГО ГИДРОЛИЗА БОРОГИДРИДА НАТРИЯ****В. Г. Минкина<sup>1</sup>, В. И. Калинин<sup>1</sup>, С. И. Шабуня<sup>1</sup>, О. В. Нецкина<sup>2</sup>,  
О. В. Комова<sup>2</sup>, В. И. Симагина<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь*<sup>2</sup>*Институт катализа им. Г. К. Борескова СО РАН, г. Новосибирск, Россия*

В качестве топлива для топливных элементов с протонно-обменными мембранами необходим чистый водород, что требует решения проблемы его хранения и генерации при температурах окружающей среды.

Выделение водорода при гидролизе борогидридов щелочных металлов представляет интерес как удобный и быстрый способ получения чистого водорода для топливного элемента [1–3]. Наиболее перспективным топливом для портативных источников тока является борогидрид натрия  $\text{NaBH}_4$ , достоинства которого заключаются в высокой ёмкости по водороду и компактной форме хранения.

Борогидрид натрия является наименее дорогим и наиболее безопасным из гидридов металлов и серийно выпускается российской промышленностью. Системы на основе борогидрида натрия обладают рядом достоинств: их легко транспортировать, они малотоксичны и не окисляют емкости, а, кроме того – они экологически безопасны, так как продуктами распада являются вода и бораты. Кроме того,  $\text{NaBH}_4$  не горюч и не детонирует.  $\text{NaBH}_4$  легко растворим в воде, реакция гидролиза является экзотермической:



В присутствии катализатора гидролиз  $\text{NaBH}_4$  может быть инициирован при комнатной температуре, не требуя дополнительных затрат энергии [4, 5].

Исследованы многочисленные катализаторы на основе рутения [5–7], кобальта и никеля [8, 9], платины и палладия [10–12], среди которых рутений считается наиболее подходящим катализатором из-за более высокой активности этого металла в процессе гидролиза  $\text{NaBH}_4$ .

Целью данной работы является исследование гидролиза  $\text{NaBH}_4$  в широком диапазоне весовых соотношений борогидрид натрия/катализатор и температур с использованием разработанного для данного процесса катализатора 6%Ru/Сибунит-6.

Для синтеза катализатора использовали гранулированный носитель – углеродный материал Сибунит-6 (ИППУ СО РАН), прокаленный при 300 °С в течение 4 ч. После прокаливания удельная поверхность образца составила 510 м<sup>2</sup>/г. Химический анализ не выявил примесей. Размер гранул углеродного материала Сибунит-6 составил 0.25–0.5 мм. Катализатор был приготовлен методом пропитки носителя по влагоемкости водным раствором хлорида рутения (ОАО «АУРАТ», РФ). После стадии пропитки катализатор сушили на воздухе под ИК-лампой при 50–60 °С, а затем в сушильном шкафу при 110–130 °С в течение двух часов. Расчетное содержание металла рутения 6 мас. %.

В качестве исходного вещества использовали гранулированный борогидрид натрия, содержащий 98%  $\text{NaBH}_4$  (АО «Авиабор», РФ). Во всех опытах использовалось 10 мл дистиллированной воды. После завершения каждого опыта катализатор промывался дистиллированной водой и высушивался при 50 °С.

Для проведения экспериментов были разработаны и изготовлены специальные реакторы и реактор-термос, которые отвечают условиям максимальной герметичности, так как водород, выделяющийся в результате гидролиза  $\text{NaBH}_4$ , обладает высокой текучестью,

что является одной из главных проблем при измерении давления в реакторе. Реакторы идентично устроены и отличаются рабочим объемом. Все узлы и детали изготовлены из нержавеющей стали. В качестве термодатчика используется платиновое термосопротивление, в качестве датчика давления – электронные датчики давления (фирма “Keller” манометры PA-21SR/80520.3) на различные рабочие давления (10, 25, 50 и 100 бар). Сигнал с манометра записывался и обрабатывался на компьютере.

При проведении экспериментов использовали методику определения степени разложения борогидрида натрия  $\xi$  от времени по изменению величины давления в реакторе, которое пропорционально количеству образовавшегося водорода [13].

Для определения эффекта саморазогрева и влияния многократного использования катализатора на его эффективность проведены эксперименты в герметически закрытом реакторе-термосе. В реактор-термос помещался пластиковый стаканчик с катализатором и сухим гранулированным борогидридом натрия и шприцем вводилась дистиллированная вода.

Как следует из рис. 1 *a*, катализатор вызывает интенсивный саморазогрев раствора борогидрида натрия. При первоначальном использовании катализатора, раствор после окончания гидролиза был загрязнен частицами смытого катализатора. При дальнейшем его использовании отработанный раствор оставался прозрачным. Через 2-3 последовательных использования катализатора характеристики его стабилизировались, о чем свидетельствует воспроизводимость полученных результатов по температурам и степени разложения борогидрида натрия (рис. 1).

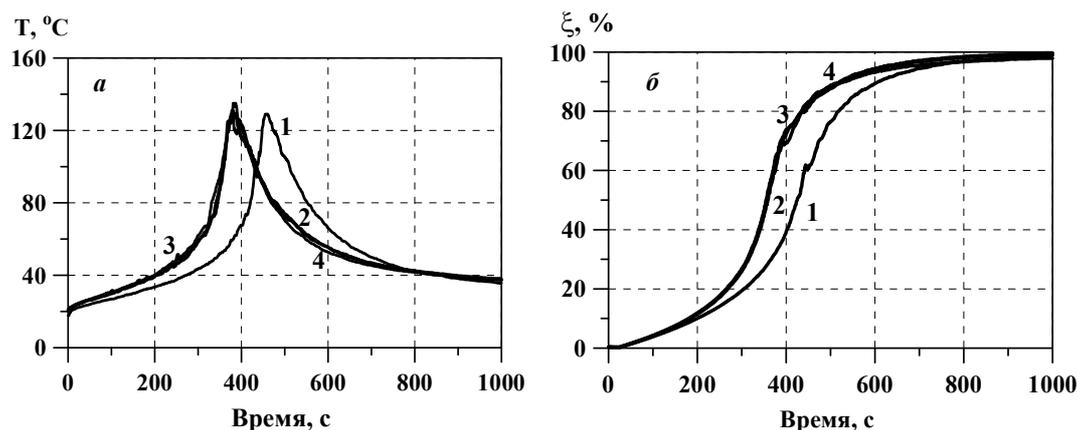


Рис. 1. Профили температуры (*a*) и степень разложения  $\text{NaBH}_4$  (*b*) при каталитическом гидролизе. 1–4 – последовательность использования катализатора

Для определения резидентного времени протекания реакции проведена серия экспериментов в каталитическом реакторе, помещенном в термостат при температуре  $25^\circ\text{C}$ , в интервале мольных соотношений  $\text{H}_2\text{O}/\text{NaBH}_4$  от 13.4 до 53.6 и весовых соотношений  $\text{NaBH}_4/\text{катализатор}$  от 2 г/г до 40 г/г (рис. 2). Из анализа полученных зависимостей следует, что при фиксированном количестве катализатора скорость гидролиза возрастает пропорционально понижению концентрации  $\text{NaBH}_4$ . При одном и том же весовом соотношении  $\text{NaBH}_4/\text{катализатор}$  скорость гидролиза уменьшается с повышением концентрации  $\text{NaBH}_4$ . Как и следовало ожидать, скорость гидролиза возрастает с увеличением количества катализатора при фиксированной концентрации  $\text{NaBH}_4$ .

Если скорость разложения  $\text{NaBH}_4$  относительно времени равна константе скорости реакции, то реакция имеет нулевой порядок, т. е. не зависит от концентрации и для гетерогенного процесса скорость реакции имеет вид

$$\frac{dC}{dt} = -\frac{S}{V}k(T),$$

где  $C$  – концентрация  $\text{NaBH}_4$ , моль/л;  $k(T)$  – константа скорости реакции как функция температуры, моль/м<sup>2</sup>/с;  $S$  – поверхность катализатора, м<sup>2</sup>;  $V$  – объем раствора, л.

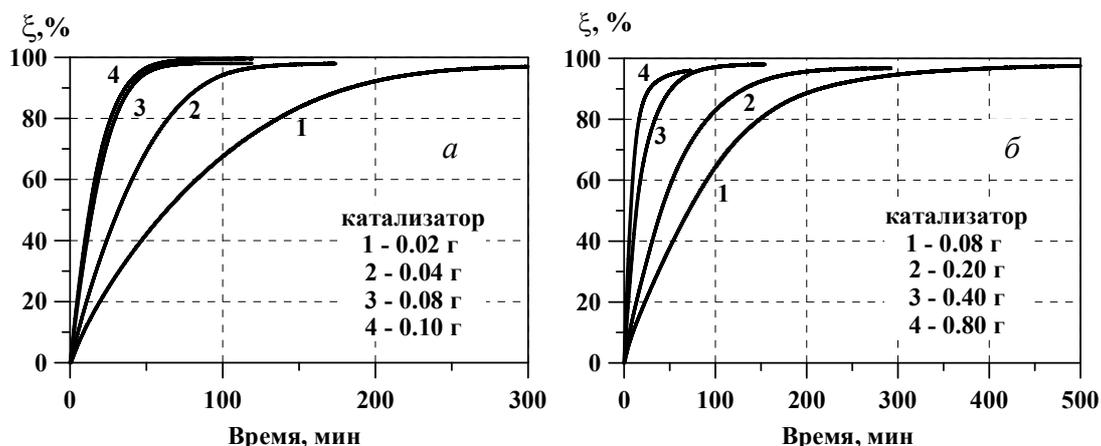


Рис. 2. Зависимость степени гидролиза  $\text{NaBH}_4$  от времени при 25 °С в растворах с мольным соотношением  $\text{H}_2\text{O}/\text{NaBH}_4 = 53.6$  (а) и  $\text{H}_2\text{O}/\text{NaBH}_4 = 13.4$  (б)

Чем выше весовое соотношение  $\text{NaBH}_4$ /катализатор, тем больше вероятность того, что весь катализатор участвует в процессе гидролиза и скорость реакции не зависит от концентрации  $\text{NaBH}_4$ , т. е. имеет нулевой порядок. Поэтому для определения энергии активации  $E_{\text{акт}}$  использовали данные экспериментов с весовым соотношением  $\text{NaBH}_4$ /катализатор = 20.

На рис. 3 представлены результаты исследований зависимости скорости каталитического гидролиза концентрированного раствора  $\text{NaBH}_4$  от температуры в интервале 25–80 °С.

В случае нулевого порядка степень разложения борогидрида натрия является линейной функцией времени и константа скорости реакции определяется по углу наклона (рис. 4).

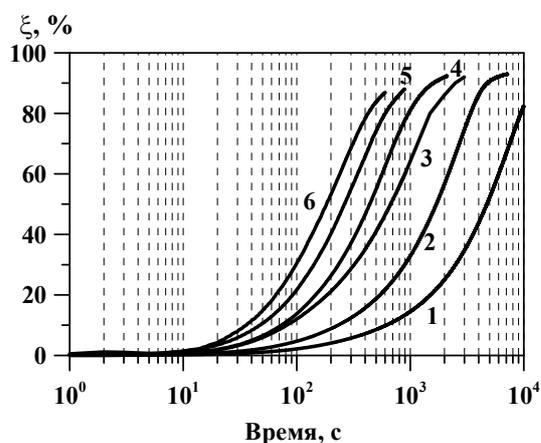


Рис. 3. Зависимость степени гидролиза  $\text{NaBH}_4$  от времени при температурах: 1 – 25 °С, 2 – 35 °С, 3 – 50 °С, 4 – 60 °С, 5 – 70 °С; 6 – 80 °С.  $\text{H}_2\text{O}/\text{NaBH}_4 = 13.4$ , 0.08 г катализатора

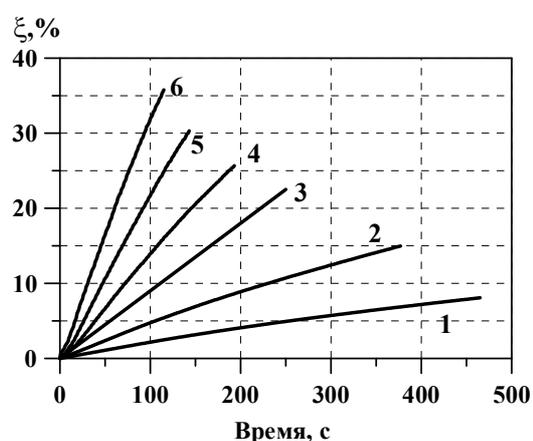


Рис. 4. Участки линейной зависимости степени разложения  $\text{NaBH}_4$  от времени в интервале температур 25–80 °С (см. рис. 3)

В соответствии с уравнением Аррениуса зависимость  $\ln(k)$  от  $1/T$  для шести температур хорошо описывается прямой линией (рис. 5).

Таким образом, кажущаяся энергия активации для реакции нулевого порядка гидролиза борогидрида натрия с использованием 6Ru%/Сибунит-6 в качестве катализатора составляет ~45.4 кДж/моль.

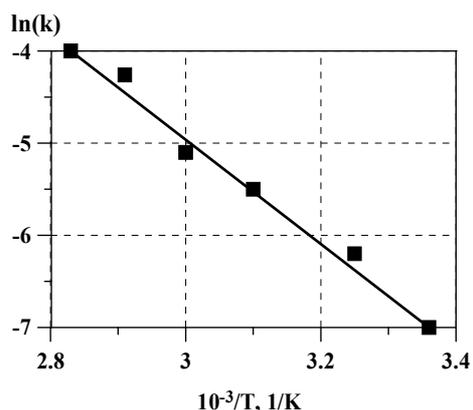


Рис. 5. Зависимость  $\ln(k)$  от  $1/T$  для катализатора 6%Ru/Сибунит-6 ( $\ln(k) = -5460/T + 11.27$ )

Разработанный катализатор демонстрирует высокую устойчивость к вымыванию активного компонента при многократном его использовании. Высокая прочность гранул Сибунита-6 позволяет рутениевому катализатору выдерживать длительные испытания, сохраняя свою активность.

### Литература

1. Galli S., De Francesco M., Monteleone G., et al. Development of a compact hydrogen generator from sodium borohydride // *Int. J. of Hydrogen Energy*. 2010. Vol. 35, No. 14. Pp. 7344–7349.
2. Demirci U. B., Akdim O., Andrieux J., Hannauer J., Chamoun R., Miele P. Sodium Borohydride Hydrolysis as Hydrogen Generator: Issues, State of the Art and Applicability Upstream from a Fuel Cell // *Fuel Cells*. 2010. Vol. 10, No. 3. Pp. 335–350.
3. Muir S. S., Yao X. Progress in sodium borohydride as a hydrogen storage material: Development of hydrolysis catalysts and reaction systems // *Int. J. of Hydrogen Energy*. 2011. Vol. 35, No. 14. Pp. 5983–5997.
4. Amendola S. C., Sharp-Goldman S. L., Janjua M. S., et al. An ultrasafe hydrogen generator: aqueous, alkaline borohydride solutions and Ru catalyst // *J. of Power Sources*. 2000. Vol. 85, No. 2. Pp. 186–189.
5. Brack P., Dann S. E., Wijayantha K. G. U. Heterogeneous and homogenous catalysts for hydrogen generation by hydrolysis of aqueous sodium borohydride ( $\text{NaBH}_4$ ) solutions // *Energy Science & Engineering*. 2015. Vol. 3, No. 3. Pp. 174–188.
6. Crisafulli C., Scirè S., Salanitri M., et al. Hydrogen production through  $\text{NaBH}_4$  hydrolysis over supported Ru catalysts: An insight on the effect of the support and the ruthenium precursor // *Int. J. of Hydrogen Energy*. 2011. Vol. 36, No. 6. Pp. 3817–3826.
7. Crisafulli C., Scirè S., Zito R., and Bongiorno C. Role of the support and the Ru precursor on the performance of Ru/carbon catalysts towards  $\text{H}_2$  production through  $\text{NaBH}_4$  hydrolysis // *Catal. Letters*. 2012. Vol. 142, No. 7. Pp. 882–888.
8. Liu B. H., Li Z. P., Suda S. Nickel- and cobalt-based catalysts for hydrogen generation by hydrolysis of borohydride // *J. of Alloys and Compounds*. 2006. Vol. 415, No. 1–2. Pp. 288–293.
9. Netskina O. V., Ozerova A. M., Komova O. V., et al. Hydrogen storage systems based on solid-state  $\text{NaBH}_4/\text{CoxB}$  composite: Influence of catalyst properties on hydrogen generation rate // *Catalysis Today*. 2015. Vol. 245. Pp. 89–92.
10. Xu D., Zhang H. Hydrogen generation from hydrolysis of alkaline sodium borohydride solution using Pt/C catalyst // *Cat. Comm.* 2007. Vol. 8, No. 11. Pp. 1767–1771.
11. Patel N., Patton B., Zanchetta C., et al. Pd-C powder and thin film catalysts for hydrogen production by hydrolysis of sodium borohydride // *Int. J. of Hydrogen Energy*. 2008. Vol. 33, No. 1. Pp. 287–292.

12. Garron A., Bennici S., Auroux A. In situ generated catalysts for NaBH<sub>4</sub> hydrolysis studied by liquid-phase calorimetry: Influence of the nature of the metal // *Applied Catalysis A: General*. 2010. Vol. 378, No. 1. Pp. 90–95.

13. Minkina V., Shabunya S., Kalinin V., et al. Stability of alkaline aqueous solutions of sodium borohydride // *Int. J. of Hydrogen Energy*. 2012. Vol. 37, No. 4. Pp. 3313–3318.

---

УДК 536.46

## **О ВЛИЯНИИ ДИНАМИКИ КРИВИЗНЫ ФРОНТА ПЛАМЕНИ В КАНАЛЕ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЕНИЯ ДРЕВЕСНЫХ ПЫЛЕВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ**

**В. Н. Миронов, О. Г. Пенязьков, К. Н. Каспаров**

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

Изучение динамики горения пылевоздушных смесей представляет научный и практический интерес, позволяет получить комплекс взаимосвязанных характеристик горения, необходимых, в частности, для построения компьютерных моделей данного двухфазного процесса [1]. Большинство реальных пламен подвержены локальной гидродинамической деформации поверхности, в частности, с изменением ее локальной кривизны. Этот эффект влияет на скорость распространения фронта пламени и называется стретч-эффектом [2]. При горении в каналах форму фронта пламени моделируют, как правило, параболоидом вращения. Результаты по распространению пламен в пылевых системах с учетом стретч-эффекта представлены в работе [3]. Нами экспериментально исследовались параметры и структуры зоны горения пылевоздушных смесей на основе сосновой пыли фракции от 50 до 100 мкм [4]. В данной работе предпринята попытка оценить влияние кривизны фронта двухфазного пламени на характер горения при различной динамике деформации его поверхности.

Схема стенда для исследования горения пылевоздушных смесей показана на рис. 1. Рабочая секция 1 представляет собой канал внутренним диаметром 90 мм из оптического кварцевого стекла. Высота открытого участка рабочей секции  $H = 0.97$  м. Пылевоздушная смесь формируется в камере взвихрения, содержащей узел инжектора 4 и веерное сопло 3. Подача ее в рабочую секцию осуществляется через коллектор 2. Частичное выравнивание полей скоростей потока, необходимое в силу дискретной подачи смеси в кольцевую полость коллектора, осуществляется с помощью сетки, перекрывающей выходное сечение внутреннего кольцевого сопла с высотой 15 мм. Указанная сетка одновременно выполняет функцию огнепреграждения, препятствуя распространению горения в систему подачи пылевоздушной смеси. За огнепреградителем пульсации потока снижаются в системе трех сеток, установленных поперек канала, с убывающим размером ячеек.

Двухфазная смесь и продукты сгорания удаляются из рабочей секции с помощью системы откачки. Она состоит из предварительного теплосъемника 23 со слоем медной стружки, гофрированного канала 22, основного теплосъемника 14 (массивный медный цилиндр с гексагонально расположенными каналами), пылесоса 16 и ротаметра 15 для определения расхода смеси через рабочую секцию 1.

Элементы системы откачки могут рассматриваться как модели местных сопротивлений каналов пневмотранспорта или вентиляционных систем (участков сужения, поворота и т. п.).

Пылевоздушная смесь поджигается нихромовой спиралью, установленной во входном сечении кварцевого канала. При выбранных параметрах схемы блока поджигания спираль нагревается до температуры, близкой к температуре плавления нихрома (1663 К), за время порядка  $\sim 10^{-2}$  с, что обеспечивает поджигание смеси при оптимальном распределении пыли в канале.

Однородность распределения дисперсной фазы по каналу контролируется по интенсивности рассеяния излучения на частицах в вертикальной плоскости «лазерного ножа», формируемого с помощью лазера 20. Регистрация рассеянного на частицах излучения осуществляется с помощью цифровой камеры Sony HDR-XR550. В последующем на нее и высокоскоростную камеру Casio EX-F1 регистрируется процесс горения, при этом одновременно производится регистрация положений поплавков ротаметров, подсвечиваемых светодиодными линейками, что позволяет рассчитывать текущие расход и среднюю по сечению канала рабочей секции скорость потока смеси, а также расходы воздуха в трактах сопел станда. Частота видеорегистрации камеры Casio EX-F1 – 300 кадр/с, Sony HDR-XR550 – 30 кадр/с. Для изучения структуры зоны горения время экспозиции первой камеры уменьшено до 1/4000 с. Даже в конце канала, где процесс происходит наиболее динамично, фронт пламени смещается за время регистрации не более чем на 5–7 мм.

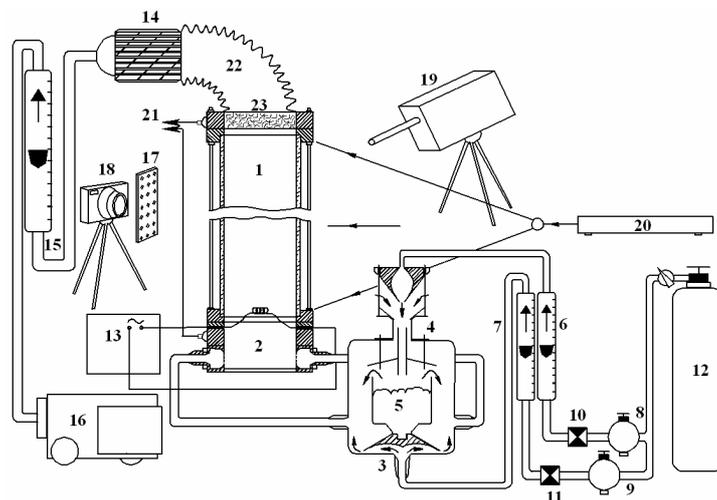


Рис. 1. Схема экспериментального станда: 1 – рабочая секция; 2 – кольцевой входной коллектор со спиралью поджигания; 3 – веерное сопло; 4 – узел инжектора камеры взвихрения; 5 – чашка с дисперсной фазой; 6, 7 – ротаметры, 8, 9 – редукторы, 10, 11 – пневмораспределители EVT-317-500 трактов сопла инжектора и веерного сопла соответственно; 12 – баллоны со сжатым воздухом (15 МПа, 80 л); 13 – блок импульсного поджигания; 14 – основной теплоемник; 15 – ротаметр рабочей секции РМФ6; 16 – пылесос с центробежной сепарацией SAMSUNG VCC8451; 17 – светофильтр (при необходимости); 18 – цифровая видеочка Casio EX-F1; 19 – фотоэмиссионный пирометр; 20 – лазер ЛГН 223-1; 21 – выходы с датчиков давления РСВ 103В12 Piezotronics; 22 – гофрированный канал из алюминиевого сплава; 23 – предварительный теплоемник

Измерения температуры в процессе распространения фронта пламени по рабочей секции на разных ее высотах осуществляются фотоэмиссионным пирометром ПИФ 4/2, измерительный модуль которого не содержит линзовой оптики (пирометр с диафрагменной оптикой). Погрешность измерений составляет 3–5%, временное разрешение – 100 мкс. Измерения давлений в начале и конце рабочей секции производятся пьезодатчиками РСВ 103В12 Piezotronics.

Основные параметры экспериментов представлены в работе [4]. В этих экспериментах получены распределения температур по области горения на четырех уровнях по высоте канала при различных концентрациях  $C_{\text{пыли}}$  и оценены характерные размеры зоны горения

для смесей с различным избытком горючей пыли (минимальные из них наблюдаются на верхнем уровне зондирования температуры). В представляемой работе основное внимание сосредоточено на анализе влияния динамики растяжения фронта горения (регистрировалась во всех экспериментах) на характеристики процесса.

На рис. 2 показаны наблюдаемые в экспериментах варианты динамики кривизны фронта пламени. Следуя подходу [3], фронт пламени представляет собой параболоид вращения, можно сказать, что изменение высоты параболоида  $h_f$  не подчиняется простым законам. Поведение кривых  $h_f/D = f(H)$  в выполненных экспериментах может быть сведено к двум тенденциям: линейное увеличение высоты параболоида при распространении горения по каналу (тип А, рис. 2, а) и замедление роста высоты  $h_f$  с последующим ее уменьшением, как правило, во второй половине трубы (тип В, рис. 2, б). Отметим, что наблюдаемое в ряде случаев снижение скорости горения в верхней части канала не обусловлено однозначно уменьшением в этой области высоты пламени  $h_f$ , так, из восьми случаев замедления горения четыре соответствуют динамике фронта пламени по типу А и четыре – по типу В.

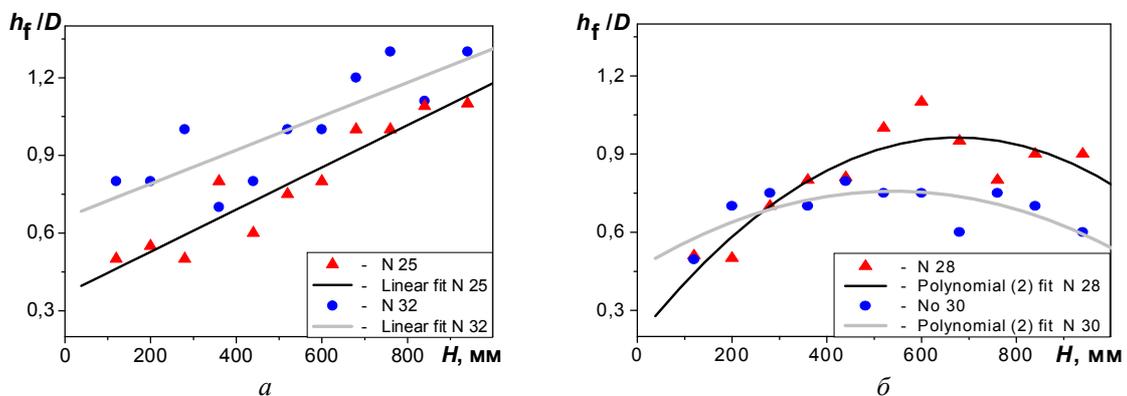


Рис. 2. Варианты поведения кривых  $h_f/D = f(H)$  в экспериментах по горению древесной пыле-воздушной смеси: тип А (а), тип В (б)

На рис. 3 и рис. 4 представлены зависимости скорости горения  $V_{\max}$  и максимального приращения давления в канале соответственно от среднего по высоте канала значения параметра  $h_{f\text{средн}}/D$  при различных концентрациях пыли для вариантов А и В динамики растяжения пламени.

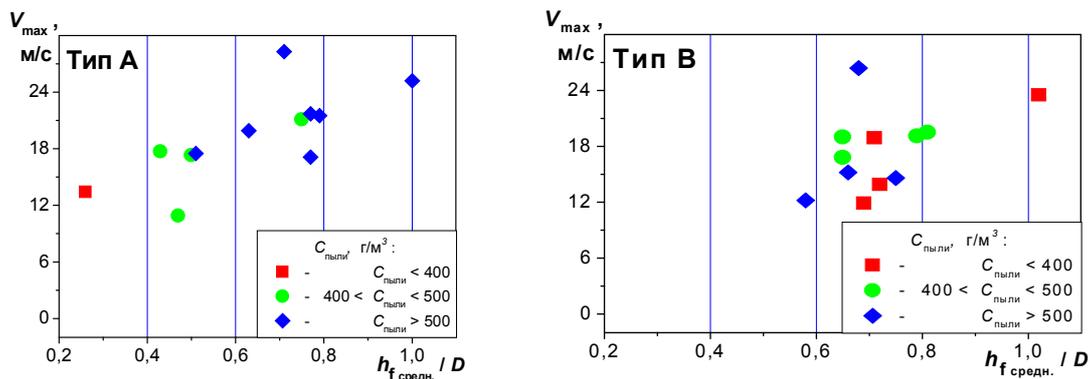


Рис. 3. Максимальные скорости горения при различной средней кривизне фронта для двух типов динамики его растяжения

Отметим, что при динамике растяжения пламени по типу В, диапазон возможных значений средних деформации фронта уже, чем при их линейном росте по каналу, и они сосредоточены, как правило, в области от 0.6 до 0.8  $h_{f\text{средн}}/D$ , поэтому говорить о зависи-

мости скоростей горения и давлений в канале от этого параметра на данном этапе исследований преждевременно. Максимальные скорости горения в случае динамики кривизны фронта по типу А выше, чем в предыдущем случае, достигают 28 м/с и, как правило, возрастают с  $h_{f\text{средн}}/D$ . Максимальные приросты давления достигают 15 кПа, выше в случае поведения стретча по типу А и обычно возрастают с концентрацией горючей пыли.

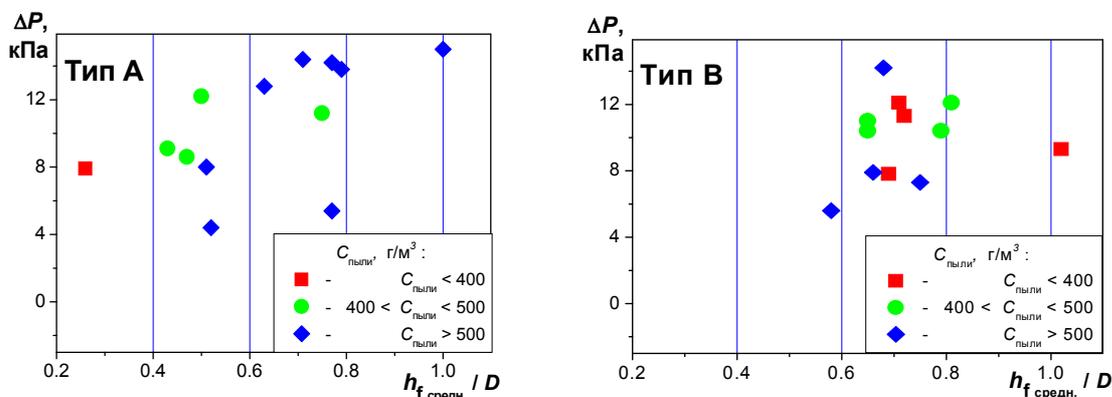


Рис. 4. Максимальные приросты давления при различной средней кривизне фронта горения для двух типов динамики его растяжения

Совместный анализ результатов, представленных на рис. 3 и рис. 4, показывает, что для каждого типа стретча совокупность данных по давлению находится в некотором соответствии с данными по максимальным скоростям горения, что с точки зрения физики достаточно очевидно и позволяет прогнозировать по скорости горения силовые нагрузки на стенки канала. Средние значения коэффициентов  $k_j = \Delta P/V_{\text{max}}$  составляют  $k_A = 0.579 \pm 0.015$  и  $k_B = 0.574 \pm 0.012$  кПа·с/м, бóльшая дисперсия в первом случае связана, вероятно, с бóльшим интервалом аргумента  $h_{f\text{средн}}/D$ , а близость величин означает, что динамика кривизны фронта пламени не влияет на соотношение конечных характеристик процесса.

На рис. 5. представлены зависимости максимальных температур горения на разных высотах канала  $H_i$  от параметра  $h_f/D$  при различных концентрациях пыли для исследуемых вариантов динамики растяжения пламени. Совокупность представленных данных не позволяет, на взгляд авторов, выявить ощутимое воздействие как типа стретча, так и текущего параметра  $h_f$  растяжения пламени на энергетику процесса. Один из немногих выводов, который можно сделать из графика для линейной динамики растяжения (абстрагируясь при анализе от высоты измерений температуры  $H_i$  и величины концентрации  $C_{\text{пыли}}$ ), – максимальная регистрируемая температура горения незначительно снижается с ростом деформации фронта пламени.

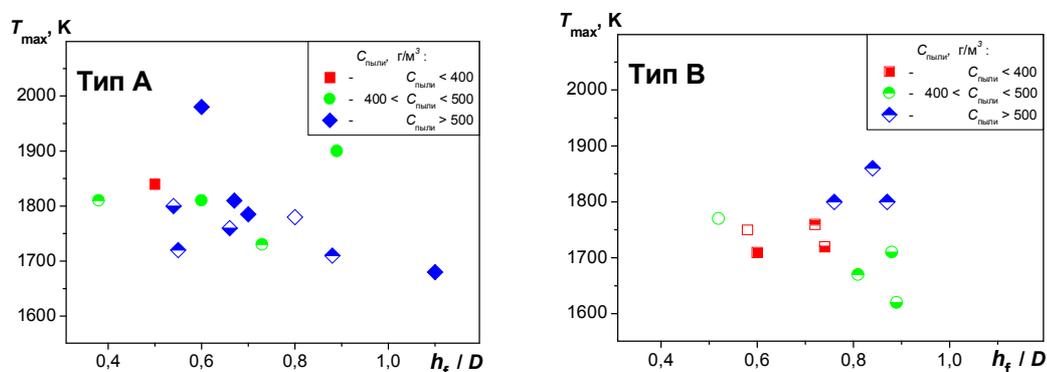


Рис. 5. Максимальные температуры при различной средней кривизне фронта горения для двух типов динамики его растяжения на высоте канала  $H_i$ : 870 мм – залитые символы, 630 и 390 мм – наполовину залитые символы сверху и снизу соответственно, 150 мм – контурные символы

### Литература

1. Skjold T., Kalvatn I. B., Enstad G.A., Eckhoff R. K. Experimental investigation of the influence of obstacles on flame propagation in propane-air and dust-air suspensions in 3.6 m flame acceleration tube // Proc. 22<sup>nd</sup> ICDEERS. Minsk, Belarus, 2009. Pp. 139–140.
  2. Гельфанд Б. Е., Сильников М. В., Медведев С. П. Термогазодинамика горения и взрыва водорода. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2009. – 584 с.
  3. Benedetto A. Di, Garsia-Agreda A., Dufaud O., Khalili I., Sanchirico R., Cuervo N., Perrin L. & Russo P. Flame propagation of dust and gas-air mixtures in a tube // MCS7. 7<sup>th</sup> Mediterranean Combustion Symposium, 11–15 September, 2011. Cagliari, Italy, 2011.
  4. Антонюк Б. Н., Каспаров К. Н., Миронов В. Н., Пенязьков О. Г. О параметрах и структуре зоны горения пылевоздушных смесей в цилиндрическом канале // Сб. докл. IV Минского междунар. коллоквиума по физике ударных волн, горения и детонации. 9–12 ноября 2015 г. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2015. С. 19–26.
- 

УДК 519.6+533.95

## ТЕЧЕНИЯ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ В СОПЛЕ ЛАВАЛЯ С УЧЕТОМ ГОРЕНИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С КОНДЕНСИРОВАННОЙ ФАЗОЙ ВЕЩЕСТВА

Н. И. Мисюченко, Л. В. Рудак, А. В. Тетерев

*Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь*

**Введение.** На частицу, движущуюся в газовом потоке, действуют силы различной природы. Это гидромеханические и массовые силы [1, 2]. Гидромеханические силы обусловлены взаимодействием частицы с несущей газовой фазой. К этому типу сил относятся силы сопротивления за счет трения и давления, а также силы, возникающие вследствие градиентов параметров, существующих в потоке несущей фазы. К этому же типу относятся подъемные силы, вызванные ускорением или замедлением частицы в потоке газа. Массовые силы обусловлены внешними физическими полями, такими как гравитационные, электростатические и др. К ним относятся также силы, действующие на частицу при ее движении по криволинейным траекториям, а также при вращательном движении несущей или дискретной фаз, например, кориолисовы силы. В общем случае перечисленные силы нестационарные. Степень их воздействия на частицу зависит от ее относительного размера, структуры газового потока в канале переменного сечения и его режимных параметров [1].

**Модель движения частиц в газовом потоке.** Построим модель, в основе которой лежит предположение об отсутствии дробления и коагуляции частиц, движущихся в газовом потоке в канале переменного сечения. В качестве первого приближения такой модели можно взять Sand Bag модель, которая описывает динамику изначально разрушенного тела, не испытывающего дальнейшую фрагментацию. Отделенные фрагменты или частицы такого объекта летят и взаимодействуют с атмосферой, теряя или приобретая кинетическую энергию. Такая же ситуация может наблюдаться при движении конденсированных частиц в потоке газа в различных частях канала переменного сечения. Подобная модель особенно подходит для моделирования полета через газовый поток совокупности прочных, например, металлических частиц.

При построении математических и вычислительных моделей, описывающих взаимодействие конденсированных частиц с продуктами горения в каналах переменного сечения, будем исходить из следующих основных предположений:

- движение несущей среды описывается системой уравнений газовой динамики;
- процессами соударения, дробления и коагуляции можно пренебречь;
- в результате взаимодействия отдельных частиц с газовым потоком между ними происходит обмен энергией, импульсом и в общем случае массой;
- совокупность частиц с близкими по своему значению параметрами и местоположению может быть описана с помощью одного представителя, имеющего сферическую форму.

Математическая модель, описывающая возмущения газового потока за счет взаимодействия с частицами в канале переменного сечения в двумерном приближении, представляет собой систему газодинамических уравнений, которая в эйлеровых координатах с учетом тепло- и массообмена имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} + \delta \rho &= 0, \\ \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \delta I(\Delta I), \\ \frac{\partial[\rho(\varepsilon + u_i u_i / 2) + p u_i]}{\partial t} + \frac{\partial[\rho u_j(\varepsilon + u_i u_i / 2) + p u_j]}{\partial x_j} &= \delta \varepsilon(\Delta \varepsilon) + Q_{ij}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\rho$  – полная плотность несущего газового потока, которая, в общем случае, когда поток представляет собой смесь из  $N$  компонент, определяется выражением

$$\rho = \sum_{k=1}^N \rho^k.$$

Для замыкания системы (1) воспользуемся выражением для давления в среде в виде

$$p = \sum_i p_i, \quad p_i = p_i(\rho_i, \varepsilon_i),$$

где давления компонент среды определяются по уравнениям состояния, заданным в аналитическом виде или в табличной форме. Кроме того, если в задаче необходимы параметры воздуха на заданной высоте  $h$ , то они определяются по таблицам стандартной атмосферы Земли

$$\varepsilon_a = \varepsilon_a(h), \quad \rho_a = \rho_a(h).$$

Рассмотрим теперь совокупность частиц, занимающих в данный момент некоторый объем. Общее количество частиц, которые необходимо рассмотреть в задаче, может быть очень большим, поэтому, выгодно объединить отдельные частицы, находящиеся в некоторой малой пространственной области и имеющие близкие по своему значению параметры, такие как размер, скорость и т. п. в единый конгломерат. Таким образом, все разнообразие частиц можно разбить на отдельные конгломераты согласно их размеру, скорости, и местоположению. В этом случае взаимодействие любого конгломерата с газовым потоком можно описать с помощью единственного его представителя. Для этого необходимо рассчитать взаимодействие представителя с газовым потоком, а затем получить изменение полной

энергии, массы и импульса конгломерата, умножая соответствующие изменения величин, полученных для одного представителя на число реальных частиц в конгломерате.

Динамика частицы-представителя, имеющую согласно нашему предположению сферическую форму, описывается системой уравнений [2]

$$\begin{aligned} \frac{dm_i}{dt} &= \mu_i, \quad \frac{d\vec{R}_i}{dt} = \vec{W}_i, \\ \frac{d}{dt}(m_i \vec{W}_i) &= m_i (\vec{F}_i + \vec{g}) + \mu_i \vec{W}_{0i}, \\ \frac{d}{dt}(m_i E_i) &= m_i q_i + \mu_i E_{0i} + m_i \vec{F}_i \vec{W}_i. \end{aligned} \quad (2)$$

Сила аэродинамического торможения на единицу массы частицы-представителя определяется выражением

$$\vec{F}_i = \frac{3\rho}{4\rho_m} \frac{C_{Di}}{r_i} |\vec{W} - \vec{W}_i| (\vec{W} - \vec{W}_i). \quad (3)$$

Число Рейнольдса при этом определяется по формуле

$$\text{Re} = \rho_1 |\vec{W} - \vec{W}_i| d_i \mu^{-1}. \quad (4)$$

Для сферической твердой частицы в зоне малых чисел Рейнольдса ( $\text{Re} = 10^{-4} - 1.0$ ) применима формула Стокса

$$C_{Di} = 24 \text{Re}^{-1}. \quad (5)$$

Приближение Озеена, учитывающее инерционные члены вдали от сферы, имеет вид

$$C_{Di} = 24 (1 + 0.188 \text{Re}) \text{Re}^{-1}. \quad (6)$$

В работе [3] предложена модификация формулы Озеена

$$C_{Di} = 24 [1 + 0.188 \text{Re} + 0.051 \text{Re}^2 \ln(0.5 \text{Re})] \text{Re}^{-1}. \quad (7)$$

При  $\text{Re}_\infty = 10 - 10^3$  применима эмпирическая формула

$$C_{Di} = 12 / \sqrt{\text{Re}}. \quad (8)$$

Скорость изменения массы частицы-представителя можно определить в предположении, что испарение имеет диффузионный тип

$$\mu_i = 2\pi \text{Sh}_i D r_i (\rho_v - \rho_{S_i}).$$

Скорость теплопередачи определяется как сумма молекулярной и радиационной составляющих:

$$q_i = \frac{3}{2\rho} \text{Nu}_i k \frac{T - T_i}{r_i^2} + \frac{3\eta_i}{\rho r_i} \sigma (T^4 - T_i^4).$$

Приведенные выше уравнения часто используются в геофизике, когда рассматривается распространение частиц пыли в атмосфере (например, [4, 5]). При этом в качестве величины коэффициента лобового сопротивления  $C_{Di}$  можно воспользоваться выражениями (5)–(8). Поскольку скорости частиц относительно газового потока в канале являются дозвуковыми, то уравнения гидродинамики для двухфазного потока (1)–(3) являются наиболее подходящими.

**Вычислительная модель.** Система уравнений (2)–(4) решается численно для каждой частицы-представителя. Одновременно на регулярной вычислительной сетке решается система газодинамических уравнений (1). Вычислительная модель представляет собой эйлеровый метод крупных частиц [6, 7], основанный на схеме расщепления по физическим процессам. Изменения энергии и импульса (и массы, если происходит испарение или конденсация), рассчитанные для конгломератов частиц на основании законов сохранения ведут к изменению соответствующих величин газового потока. Пространственные изменения сеточных параметров газа от конкретного конгломерата происходят в расчетной ячейке, в которой расположена частица-представитель данного конгломерата. Конденсированные частицы в канале считаются независимыми и могут влиять друг на друга только через возмущения газового потока.

Разработанный вычислительный алгоритм построения профиля сопла позволяет сконструировать различные профили конфузорной части сопла тремя способами:

- радиальный способ, основанный на тороидальных поверхностях;
- синусоидальное приближение;
- на основании формулы Витошинского [8].

Сужающаяся и расширяющаяся части сопла соединяются по тору, радиус которого составляет от одного до трех диаметров критического сечения. Можно между ними вставить цилиндрический промежуток, чтобы фиксировать условия в критическом сечении [8, 9].

Подача горючей смеси может проводиться как в виде холодной однородной смеси топлива и окислителя, так и в виде разделенных в пространстве подогретых топливных компонент.

**Заключение.** Разработанный программный комплекс позволяет проводить расчеты внутренних течений в каналах переменного сечения в 1D-3D приближениях. Имеется возможность моделирования многофазных течений и многокомпонентных сред. Физико-химические свойства сред могут задаваться в табличной форме или рассчитываться непосредственно в ходе моделирования. Комплекс оснащен удобным GUI интерфейсом ввода параметров моделируемых задач и динамическим графическим интерфейсом визуализации расчетных газодинамических параметров.

Результаты параметрических расчетов, проведенные по 2D моделированию внутренних течений газа в соплах Лавая показали, что для равноценных сопел, отличающихся только формой входной сужающейся части, наилучший результат дает сопло Витошинского. Обнаружено, что даже малые концентрации частиц микронного размера сильно влияют на параметры течения в критическом сечении сопла.

### Обозначения

$u_i$  – компонента скорости в направлении координаты  $x_i$ ;  $\delta\rho$ ,  $\delta I(\Delta I)$ ,  $\delta\varepsilon(\Delta\varepsilon)$  – изменения плотности, момента и энергии в газовой среде из-за взаимодействия с дискретной компонентой соответственно;  $k$  – коэффициент теплопроводности,  $\eta_i$  – коэффициент черноты частицы;  $\sigma$  – постоянная Больцмана;  $m_i$  – масса,  $\vec{W}_i$  – скорость,  $E_i$  – полная энергия,  $\vec{R}_i$  – радиус-вектор частицы-представителя соответственно;  $\vec{F}_i$  – сила на единицу массы частицы, действующая со стороны газовой среды;  $\vec{W}$  – скорость потока;  $D$  – коэффициент диффузии

молекул пара в воздухе;  $\mu$  – вязкость несущей газовой фазы, а  $d_i$  – размер частицы дискретной фазы;  $Sh_i$  – число Шервуда;  $Nu_i$  – число Нуссельта.

### **Литература**

1. Дейч М. Е., Филиппов Г. А. Газодинамика двухфазных сред. М.: Энергоиздат, 1981. – 472 с.
  2. Boothroyd R. G. Flowing Gas-Solids Suspensions. London: Chapman and Hall Ltd., 1971.
  3. Горбис З. Р. Теплообмен и гидромеханика дисперсных сквозных потоков. М.: Энергия, 1970. – 423 с.
  4. Wohletz K. H., McGetchin T. R., Sandford M. T. II, and Jones E. M. Hydrodynamic aspects of caldera-forming eruptions. Numerical models // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. Pp. 8269–8285.
  5. Valentine G. A., and Wohletz K. H. Numerical models of Plinian eruption columns and pyroclastic flows // J. Geophys. Res. 1989. Vol. 94. Pp. 1867–1887.
  6. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислительный эксперимент. М.: Наука, 1982. – 392 с.
  7. Belotserkovskii O. M. and Davydov Yu. M. Numerical Approach for Investigating Some Transonic Flow // Lect. Notes Phys. Springer-Verlag. 1973. Vol. 19. Pp. 25–32.
  8. Добровольский М. В. Жидкостные ракетные двигатели. М.: Изд. МГТУ им. Н. Э. Баумана. 2005. – 488 с.
  9. Баррер М., Жомотт А., Вебек Б. Ф. Ракетные двигатели. М.: Оборонгиз, 1962. – 799 с.
- 

УДК 66.015.2:536.24

## **ТЕПЛОМАССОБМЕН МЕЖДУ ПАРОГАЗОВОЙ СРЕДОЙ И КАПЛЯМИ ЖИДКОСТИ В ПОЛЫХ АППАРАТАХ ПРИ НАЛИЧИИ МГНОВЕННОЙ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ**

**А. Г. Муравьев, А. С. Жданов, В. Н. Дунин**

*Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого,  
г. Великий Новгород, Россия*

Среди контактных тепломассообменных аппаратов, в которых дисперсной фазой является жидкость, а сплошной – парогазовая смесь, полые аппараты имеют преимущества благодаря низкой металлоёмкости и малости аэродинамического сопротивления. В общем случае, процессы переноса в дисперсном слое данных аппаратов включают в себя конвективный теплоперенос, абсорбцию или десорбцию, испарение или конденсацию и химическую реакцию, причём процессы переноса массы через межфазную поверхность сопровождаются поглощением или выделением тепла. Более того, в одних зонах данных аппаратов на каплях жидкости может происходить процесс испарения, в других процесс конденсации.

Для описания процессов тепломассопереноса в дисперсном слое таких аппаратов, на наш взгляд, наиболее перспективными являются методы, основанные на моделировании указанных процессов на единичных включениях дисперсной фазы с последующим осреднением по слою. В рамках данного подхода в настоящей работе применён метод, основанный на использовании для описания процессов переноса внутри единичного включения дисперсной фазы с использованием известных решений нестационарного

дифференциального уравнения конвективного тепло- или массопереноса с граничными условиями первого рода, а в сплошной фазе – коэффициентов тепло- и массоотдачи, осреднённых по поверхности включения, которые считаются постоянными. Ранее этот метод применялся для моделирования тепломассопереноса при абсорбции газа на капле летучего поглотителя [1], моделирования охлаждения потока газа каплями жидкости при прямоточном [2] и противоточном [3] движении фаз, а также для исследования процессов тепломассообмена в контактных теплообменниках, но без химической реакции [4]. Настоящая работа посвящена исследованию процессов тепломассообмена при прямоточном движении капель жидкости в парогазовом слое при наличии химической реакции.

Используемая математическая модель имеет также следующие допущения. Жидкость представляет собой равномерно распределенные по объему контактного теплообменника капли одинаковых размеров, которые двигаются с постоянной скоростью, не взаимодействуя между собой. Предполагается, что равновесную зависимость парциального давления пара от температуры в рассматриваемом интервале температур можно считать линейной.

Вещество, вступающее в химическую реакцию, будет одним из компонентов газовой фазы. Имеет место конвективный массоперенос этого вещества к поверхности раздела фаз. Второе вещество, вступающее в химическую реакцию, находится в жидкой фазе. Оно не летучее, и выполняются условия, при которых химическая реакция происходит на поверхности, т. е. её можно считать мгновенной. Для определённости химическая реакция будет рассматриваться только для одного газового компонента, который далее будем называть реагирующим. Необходимо определить, как меняются по высоте аппарата (или по безразмерному времени движения капли  $\tau = \frac{a_d t}{R^2}$ ) безразмерные параметры: средняя по

объёму капли температура  $\theta_d = \frac{T_d - T_n}{T_{\infty n} - T_n}$ , температура газа вдали от капли  $\theta_\infty = \frac{T_\infty - T_n}{T_{\infty n} - T_n}$ , мольная концентрация пара в глубине газа и мольная концентрация реагирующего компонента вдали от капли  $\Phi_\infty = \frac{c_\infty - c_n^*}{c_{\infty n}^* - c_n^*}$  и  $\Phi_\infty^c = \frac{c_\infty^c}{c_{\infty n}^c}$ .

Первое уравнение математической модели

$$\theta_d = \frac{1}{1 + \delta} \int_0^\tau \left( \theta_\infty(\lambda) + \delta \Phi_\infty(\lambda) + \delta^c \Phi_\infty^c(\lambda) \right) \frac{d\theta_{d0}}{d\tau} (\tau - \lambda) d\lambda \quad (1)$$

получено с использованием формулы Дюамеля. Безразмерная температура на поверхности капли  $\theta_f = \frac{T_f - T_n}{T_{\infty n} - T_n}$ , которая входит в формулу Дюамеля, определяется из балансового соотношения по теплообмену на поверхности капли

$$\frac{\gamma}{1 + \delta} \frac{d\theta_d}{d\tau} + \theta_f = \frac{1}{1 + \delta} (\theta_\infty + \delta \Phi_\infty + \delta^c \Phi_\infty^c) \quad (2)$$

при условии, что температура и концентрации компонентов в глубине парогазового слоя меняются по высоте аппарата.  $\theta_{d0}$  – безразмерная средняя по объёму капли температура, полученная при решении аналогичной задачи, когда граничное условие (2) приобретает вид

$$\frac{\gamma}{1 + \delta} \frac{d\theta_{d0}}{d\tau} + \theta_f = 1,$$

т. е. когда концентрация летучего компонента и температура в глубине парогазовой смеси не меняются.

Кроме того, рассматриваемая задача дополняется ещё четырьмя уравнениями, определяющими изменение температуры и концентрации компонентов парогазовой смеси вдали от капли по высоте аппарата, которая пропорциональна времени движения капли:

$$\chi \frac{d\theta_d}{d\tau} = -\frac{d\theta_\infty}{d\tau} - \omega \frac{d\Phi_\infty}{d\tau} - \omega^2 \frac{d\Phi_\infty^2}{d\tau}, \quad (3)$$

$$-\frac{d\Phi_\infty}{d\tau} = \gamma_\phi (\Phi_\infty - \theta_f), \quad (4)$$

$$-\frac{d\Phi_\infty^2}{d\tau} = \gamma_\phi^2 \Phi_\infty^2, \quad (5)$$

$$-\frac{d\theta_\infty}{d\tau} = \gamma_m (\theta_\infty - \theta_f). \quad (6)$$

Решение системы (1), (3)–(6) удаётся получить аналитически с помощью преобразования Лапласа методом, изложенным в работе [2]. Это решение зависит от шести параметров:

$$\gamma = \frac{\lambda_d}{3R\alpha}, \quad \chi = \frac{W_d C_{pd} \rho_d}{W_c C_{pc} \rho_c}, \quad \omega = \frac{r_m \eta}{C_{pc} \rho_c}, \quad \gamma_m = \frac{3R\alpha}{a_d c_{pc} \rho_c} \frac{W_d}{W_c}, \quad \gamma_\phi = \frac{3R\beta W_d}{a_d W_c}, \quad \delta = \frac{\eta \beta r_m}{\alpha},$$

которые не зависят от химической реакции, и трёх параметров, в которые входят величины, характеризующие интенсивность массопереноса реагирующего компонента и тепловой

$$\text{эффект реакции } \gamma_\phi^2 = \frac{3\beta_2 R}{a_d} \frac{W_d}{W_c}, \quad \omega^2 = \frac{q_2 c_{\infty n}^2}{(T_{\infty n} - T_n) c_{pc} \rho_c}, \quad \delta^2 = \frac{\beta_2 q_2 c_{\infty n}^2}{\alpha (T_{\infty n} - T_n)}.$$

Приведём вид и анализ полученного решения для процесса глубокого охлаждения дымовых газов каплями воды. В этом случае у контактных теплообменников имеется существенный недостаток, заключающийся в том, что в охлаждающей воде растворяются содержащиеся в дымовых газах оксиды, что приводит к повышению кислотных свойств данного теплоносителя. Обычно для борьбы с этим явлением используют процесс известкования. Представляет определённый интерес рассмотреть процесс утилизации тепла дымовых газов в контактном теплообменнике каплями воды, содержащими щёлочь. Рассмотрим влияние на процесс утилизации тепла химическую реакцию гидроксида натрия с углекислым газом, так как в дымовых газах его концентрация значительно превышает концентрации других оксидов. Графики полученных зависимостей представлены на рис. 1 и построены при следующих исходных данных:  $W_d = 0,00086 \text{ м}^3/\text{с}$ ,  $\rho_d = 995 \text{ кг}/\text{м}^3$ ,  $W_c = 2,0 \text{ м}^3/\text{с}$ ,  $c_{pd} = 4170 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ ,  $c_{pc} = 1370 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ ,  $c_{\infty n} = 6,776 \text{ моль}/\text{м}^3$ ,  $c_{\infty n}^2 = 4,297 \text{ моль}^2/\text{м}^3$ ,  $\rho_c = 0,968 \text{ кг}/\text{м}^3$ ,  $\alpha = 323,3 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ ,  $\alpha_d = 1,473 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $r = 43 \text{ 670 Дж}/\text{моль}$ ,  $q_2 = 29 \text{ 890 Дж}/\text{моль}$ ,  $\beta = 0,271 \text{ м}/\text{с}$ ,  $\beta_2 = 0,173 \text{ м}/\text{с}$ ,  $R = 0,5 \text{ мм}$ ,  $T_{\infty n} = 348 \text{ К}$ ,  $T_n = 280 \text{ К}$ .

Проведенный ранее [4] анализ решения подобной задачи при отсутствии химической реакции показал, что в объёме аппарата по ходу движения капель воды имеются две зоны. В первой зоне (уменьшения  $\Phi_\infty$ ) вода быстро нагревается как за счет физической теплоты дымовых газов, так и за счет теплоты, выделяющейся при конденсации водяных паров. Далее по ходу движения воды в контактном теплообменнике начинается обратный процесс (вторая зона) испарения с поверхности капель.

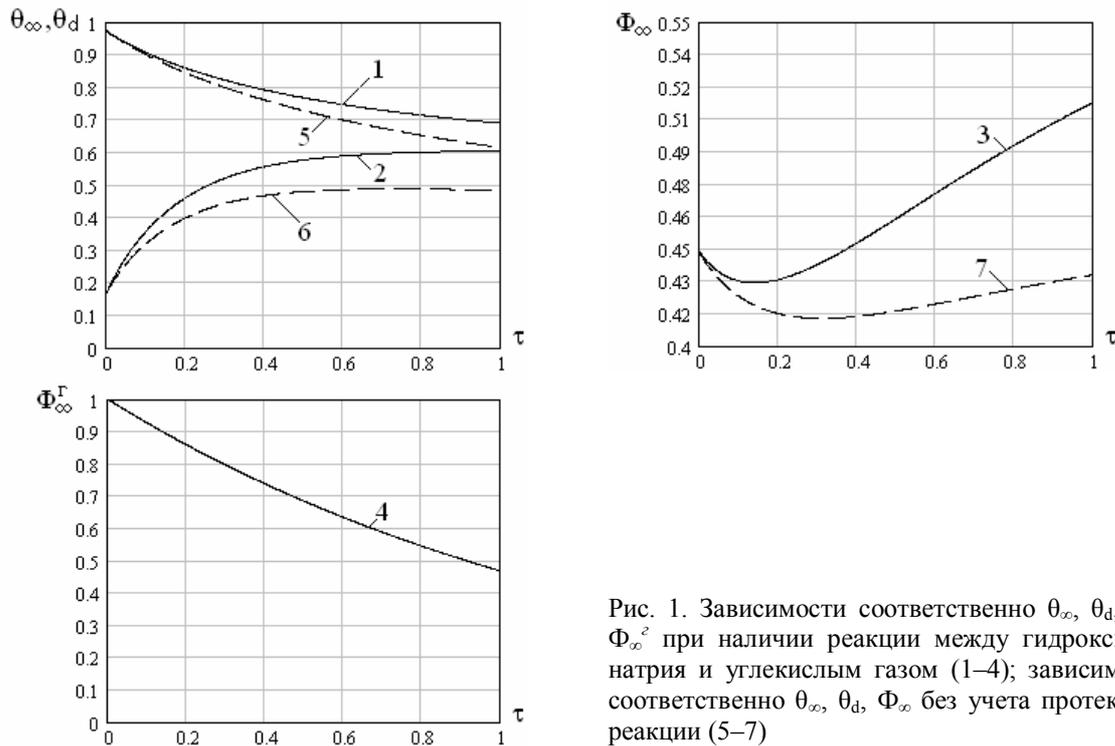


Рис. 1. Зависимости соответственно  $\theta_\infty$ ,  $\theta_d$ ,  $\Phi_\infty$ ,  $\Phi_\infty^r$  при наличии реакции между гидроксидом натрия и углекислым газом (1–4); зависимости соответственно  $\theta_\infty$ ,  $\theta_d$ ,  $\Phi_\infty$  без учета протекания реакции (5–7)

Анализ решения показал, что дополнительное выделение тепла в реакции, которую инициирует двуокись углерода, существенно влияет на протекание процессов испарения и конденсации пара на поверхности капли. Первая зона, в которой происходит конденсация, заметно сокращается по времени движения капли, хотя температура капель в начале процесса испарения достигает значения близкого к тому, которое было в отсутствии реакции.

Данная модель может найти применение для расчёта и других процессов, например очистки газов от вредных примесей в полых аппаратах.

### Обозначения

$W_d$ ,  $c_{pd}$ ,  $\rho_d$  – объемный расход, изобарная теплоемкость и плотность жидкости;  $W_c$ ,  $c_{pc}$ ,  $\rho_c$  – объемный расход, изобарная теплоемкость и плотность газа;  $\alpha_d$  – коэффициент температуропроводности жидкости;  $r_m$  – удельная мольная теплота конденсации пара;  $q_z$  – удельная мольная теплота реакции;  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\beta_2$  – коэффициенты теплоотдачи, массоотдачи пара в газовой фазе и массоотдачи реагирующего компонента в газовой фазе;  $R$  – радиус капли;  $t$  – размерное время;  $\lambda_d$  – коэффициент теплопроводности жидкости;  $\eta$  – коэффициент, входящий в выражение, связывающее мольную концентрацию пара в газе на поверхности капли с температурой  $c_f = \eta T_f + \mathcal{G}$ ;  $\eta = (c_{\infty n}^* - c_n^*) / (T_{\infty n} - T_n)$ ,  $\mathcal{G} = (T_{\infty n} c_n^* - T_n c_{\infty n}^*) / (T_{\infty n} - T_n)$ ,  $T_\infty$  – температура газа вдали от капли;  $T_{\infty n}$  – температура газа на входе в аппарат;  $T_d$  – средняя по объему капли температура жидкости;  $T_n$  – средняя по объему капли температура жидкости на входе в аппарат;  $c_{\infty n}^*$  – мольная концентрация насыщенного пара в газе при температуре  $T_{\infty n}$ ;  $c_n^*$  – мольная концентрация насыщенного пара в газе при температуре  $T_n$ ;  $T_f$  – температура на поверхности капли;  $c_\infty$  – мольная концентрация пара в газе вдали от капли;  $c_{\infty n}$  – мольная концентрация пара в газе на входе в аппарат;  $c_\infty^2$  – мольная концентрация реагирующего компонента в газе вдали от капли;  $c_{\infty n}^2$  – мольная концентрация реагирующего компонента в газе на входе в аппарат.

### Литература

1. Муравьев А. Г. Математическое моделирование тепломассопереноса при абсорбции газа на капле летучего поглотителя // ТОХТ. 2005. Т. 39, № 4. С. 401–406.
  2. Murav'ev A. G. and Doonin V. N. Mathematical modeling of cooling of gas flow by drops of a liquid at co-current movement of phases // Heat Transfer Research. 2008. Vol. 39, No. 5. Pp. 441–451.
  3. Муравьев А. Г., Жданов А. С., Дунин В. Н. Математическое моделирование охлаждения потока газа каплями жидкости при противоточном движении фаз // ММФ–2008: VI Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: Тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 19–23 мая 2008 г. Минск, 2008. Т. 2. С. 147–149.
  4. Муравьев А. Г., Жданов А. С., Дунин В. Н. и др. Исследование процессов тепло-массообмена в полых контактных экономайзерах // ММФ–2012: XIV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: Тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 10–13 сентября 2012 г. Минск, 2012. Т. 2. С. 113–115.
- 

УДК 536.46:622.612

## ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ТЕПЛОМАССОБМЕН И ОКИСЛЕНИЕ ВОЛЬФРАМОВЫХ ПРОВОДНИКОВ, НАГРЕВАЕМЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ

С. Г. Орловская, М. С. Шкоропато, Ю. В. Шевченко

*Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова, г. Одесса, Украина*

Широкое применение вольфрама и его оксидов в различных отраслях промышленности и технике вызывает необходимость исследований его поведения при высоких температурах в окислительных средах. Оксиды вольфрама являются хорошими катализаторами в процессах окисления углеводородов. Их активно используют в качестве сенсоров для определения концентраций вредных газов.

В данной работе изучены стационарные режимы тепломассообмена и окисления вольфрамовых проводников, нагреваемых электрическим током в воздухе, определены температуры и закономерности роста оксидных структур на их поверхности.

В экспериментальных исследованиях использовался электротермографический метод [1, 2], позволяющий по вольт-амперной характеристике проводника определить его температуру. Параллельно использовался оптико-цифровой метод, в результате чего определены значения температуры в центре проводника и температурное поле по поверхности [2].

Для плотности теплового потока, нагревающего проводник электрическим током, запишем следующее выражение:

$$q_j = \frac{4I^2\eta_0(1 + \gamma(T - T_0))}{\pi^2 d^3}, \quad (1)$$

где  $I$  – сила тока, А;  $\eta_0$  – удельное сопротивление вольфрама при температуре  $T_0 = 273$  К, Ом·м;  $\gamma$  – температурный коэффициент сопротивления,  $K^{-1}$ ;  $T$  – средняя по длине температура проводника, К;  $d$  – диаметр проводника, м.

Молекулярно-конвективный теплообмен нагретого проводника с воздухом описывается законом Ньютона – Рихмана

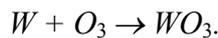
$$q_c = \alpha(T - T_g), \quad \alpha = \frac{\text{Nu}\lambda_g}{d}, \quad (2)$$

а теплообмен излучением со стенками установки – законами Кирхгофа и Стефана – Больцмана

$$q_w = \varepsilon\sigma(T^4 - T_w^4). \quad (3)$$

Здесь  $q_c, q_w$  – плотности теплового потока молекулярно-конвективным путем и излучением, Вт/м<sup>2</sup>;  $T_g$  – температура газа, К;  $\alpha$  – коэффициент теплообмена, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $\lambda_g$  – коэффициент теплопроводности газа, Вт/(м·К); Nu – критерий Нуссельта,  $\text{Nu} = 1.18(\text{GrPr})^{1/8}$ ; Gr – число Грасгофа; Pr – число Прандтля;  $\varepsilon$  – коэффициент излучательной способности вольфрамового образца;  $T_w$  – температура стенок реакционной установки.

С увеличением тока нагрева вольфрам начинает окисляться с образованием на его поверхности твердого оксидного слоя. Известно, что окончательным продуктом окисления является триоксид вольфрама [3], а одно из основных уравнений его образования



Тогда плотность химического тепловыделения реакции окисления вольфрама определим в виде

$$q_{ch} = QW_{O_2}, \quad W_{O_2} = \frac{D_0}{h} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) n_{O_2s} \rho_g, \quad (4)$$

где  $Q$  – тепловой эффект реакции, Дж/кг O<sub>2</sub>;  $W_{O_2}$  – скорость окисления по кислороду, кг/(м<sup>2</sup>·с);  $h$  – толщина оксидной пленки, м;  $n_{O_2s}$  – относительная массовая концентрация кислорода на поверхности металла;  $\rho_g$  – плотность воздуха, кг/м<sup>3</sup>;  $D_0$  – коэффициент диффузии кислорода через слой оксида, м<sup>2</sup>/с;  $E$  – энергия активации, Дж/моль;  $R$  – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К).

Теплопотери теплопроводностью через концы проводника к токоподводящим контактам, находящимся при температуре  $T_g$ , определяются выражением [4, 5]

$$q_\lambda = \frac{\alpha S_L (T - T_g)}{S_d \theta}, \quad \theta = \left(1 - \frac{\sqrt{BL}sh\sqrt{BL}}{2(ch\sqrt{BL} - 1)}\right), \quad (5)$$

где  $S_d = \frac{\pi d^2}{4}$ ,  $P = \pi d$ ,  $S_L = PL$ ,  $B = \frac{\alpha P}{\lambda_w S_s}$ ,  $L$  – длина проводника, м;  $\lambda_w$  – коэффициент теплопроводности вольфрама, Вт/(м<sup>2</sup>·К).

При достижении вольфрамовым проводником температуры плавления оксида происходит его плавление и последующее испарение с поверхности проводника. Определим плотность теплового потока, затрачиваемого на испарение оксида:

$$q_{ev} = L_{ev} W_{ev}, \quad W_{ev} = \frac{\text{Sh} D_{WO_3} \rho_g}{d} n_{WO_{2s}}. \quad (6)$$

Здесь  $W_{ev}$  – скорость испарения оксида с поверхности проводника,  $D_{WO_3}$  – коэффициент диффузии  $WO_3$  в воздухе,  $m^2/c$ ;  $n_{WO_{2.5}}$  – относительная массовая концентрация паров  $WO_3$  вблизи поверхности проводника.

Запишем нестационарное уравнение теплового баланса проводника с учетом описанных выше физических и химических процессов, протекающих на его поверхности:

$$c_W \rho_W \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{4}{d} (q_j + q_{ch} - q_c - q_w - q_{ev} - q_\lambda), \quad T(t=0) = T_b, \quad (7)$$

где  $c_W$  и  $\rho_W$  – удельная теплоемкость и плотность вольфрама, Дж/(кг·К) и кг/м<sup>3</sup>;  $T_b$  – начальная температура проводника, К.

Для стационарных режимов теплообмена уравнение (7) примет вид

$$q_j + q_{ch} - q_c - q_w - q_{ev} - q_\lambda = 0. \quad (8)$$

Уравнение (8) вместе с формулами (1)–(6) описывает стационарный высокотемпературный теплообмен и кинетику окисления вольфрамового проводника, нагреваемого электрическим током в газообразной среде, с учетом теплообмена излучением и испарения оксида с поверхности металла.

На рис. 1, *a* представлена экспериментально полученная зависимость стационарной температуры проводника от силы нагревающего тока. Зависимость  $T(I)$  в области температур 300–800 К определяется равенством джоулева нагрева (формула (1)) и теплопотерями конвекцией и теплопроводностью через концы проводника ((2) и (5)). Теплопотери на излучение (формула (3)) проявляются свыше 800 К. Из представленной экспериментальной зависимости следует, что, начиная с температур 900 К на поверхности проводника начинают активно протекать химические превращения с выделением тепла ((формула (4)), что приводит к росту температуры проводника при неизменном значении силы тока ( $I = 6,6$  А). На этом этапе происходят процессы как роста оксидного слоя, так и его испарение.

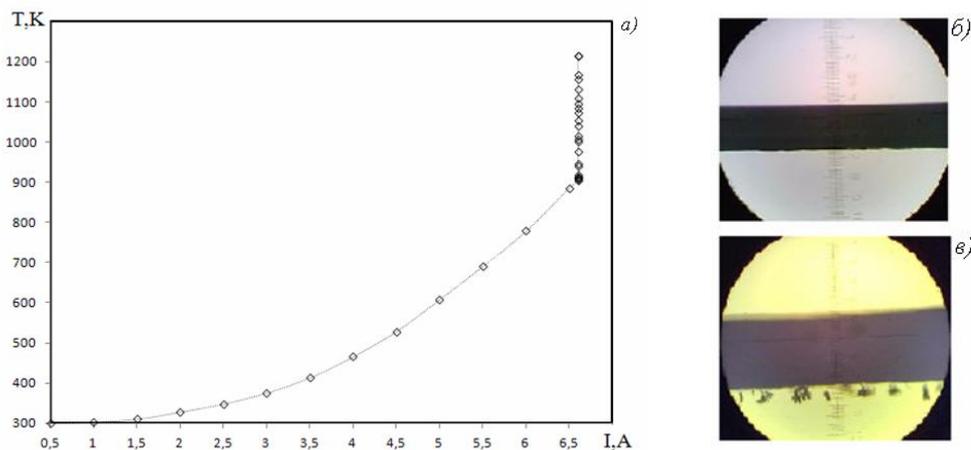


Рис. 1. Стационарные режимы окисления вольфрамового проводника  $d = 300$  мкм и  $L = 0,1$  м; *a* – зависимость  $T(I)$ ; *б* – фото проводника на начальном этапе; *в* – фото окисленного проводника на стадии роста кристаллов

Одновременно с измерением температуры велось наблюдение за поверхностью образца при помощи оптического микроскопа и цифровой камеры. В результате этих исследований установлены следующие особенности формирования оксидного слоя на поверхности проводника. На начальном этапе окисления на вольфраме образуется оксидный слой без

особенностей. При этом первичная окисная пленка образуется следующим образом: начальной стадией реакции между металлом и кислородом является адсорбция газа на поверхности металла. Адсорбированные атомы кислорода в дальнейшем выстраиваются в виде упорядоченных структур. Важная особенность начального этапа образования окисла состоит в том, что поверхность металла чистой не бывает. На ней уже присутствуют отдельные зародыши окисла, которые распределены по поверхности беспорядочно, возможно в тех местах, где имеются несовершенства поверхности, примесные атомы, механические деформации.

При увеличении средней температуры образца до  $T \approx 890\text{--}900\text{ К}$  (вертикальный участок  $T(t)$ , рис. 1, а) на поверхности оксидного слоя возникают отдельные оксидные образования в виде иголок и кустов (рис. 1, в), которые в дальнейшем растут в поперечном и продольном направлениях, разветвляются и вскоре соединяются между собой [6]. Оптико-цифровым методом установлено, что температура поверхности проводника, где растут кристаллы, выше 1100 К.

Обработка полученных фотографий поверхности проводника в различные моменты времени позволила определить изменение геометрических размеров отдельных кристаллов оксидов с течением времени. На рис. 2 представлена динамика роста геометрических размеров одного из кристаллов в продольном ( $h$ ) и поперечном ( $L$ ) направлениях. Полученные зависимости позволили определить скорости роста кристаллов оксидов вольфрама в продольном и поперечном направлениях, которые находятся соответственно в интервалах 0,11–0,14 мкм/с по  $h$  и 0,35–0,45 мкм/с по  $L$ .

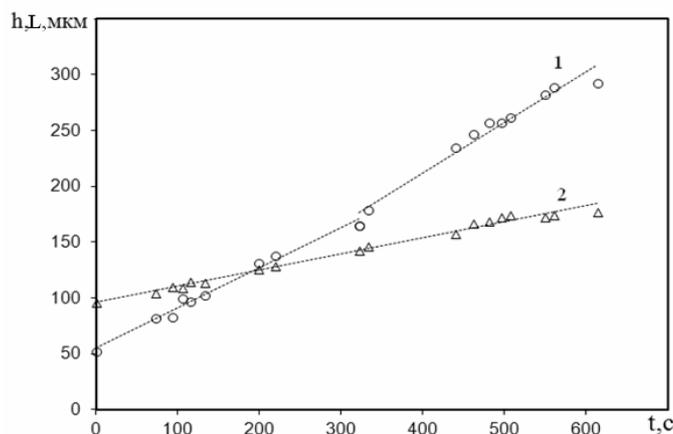


Рис. 2. Зависимость ширины  $L$  (1) и высоты  $h$  (2) кристалла от времени окисления

Таким образом, изучены механизмы теплообмена при реализации стационарных режимов нагрева и окисления вольфрамовых проводников, нагреваемых электрическим током в воздухе. Доказано, что активизация процессов окисления происходит при температурах выше 900 К, что приводит, в дальнейшем, к переходу к нестационарному режиму окисления. Установлено, что при наличии химических (окисление) и фазовых (плавление оксида) превращений на поверхности окисленного вольфрамового проводника образуются разветвленные кристаллические структуры оксида. Определены средние температуры проводника и локальные температуры поверхности, при которых образуются и растут кристаллы. Найдены скорости роста геометрических размеров кристаллов.

### Литература

1. Барелко В. В., Абрамов В. Г., Мержанов А. Г. Термографический метод исследования кинетики газофазных гетерогенно-каталитических реакций // Журнал физической химии. 1969. Т. 43, № 11. С. 2828–2829.

2. Orlovskaya S. G., Shkoropado M. S., Karimova F. F. High Temperature Oxidation and Destruction of Metal Filaments in Air // Ukrainian J. of Physics. 2011. Vol. 56, No. 12. Pp. 1312–1315.

3. Кофстад П. А. Высокотемпературное окисление металлов. М.: Мир, 1969. – 392 с.

4. Орловская С. Г., Каримова Ф. Ф., Шкоропато М. С. Исследование высокотемпературных режимов тепломассообмена вольфрамовых проводников, нагреваемых электрическим током // ИФЖ. 2011. Т. 84, № 2. С. 368–373.

5. Орловская С. Г., Шкоропато М. С., Каримова Ф. Ф. Исследование температурных режимов окисления вольфрамовых и молибденовых проводников в воздухе // Физика и химия твердого тела. 2012. Т. 13, № 4. С. 1000–1005.

6. Шкоропато М. С., Орловская С. Г., Каримова Ф. Ф. Динамика роста кристаллов на поверхности окисленного вольфрамового проводника // Металлофизика. 2011. Т. 33. С. 265–271.

---

УДК 661.487.1.

## **ПОЛУЧЕНИЕ ФТОРИСТОГО ВОДОРОДА ИЗ ЕГО ВОДНОГО РАСТВОРА, В ТОМ ЧИСЛЕ АЗЕОТРОПНОГО, ПУТЕМ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ ВОДЫ УГЛЕРОДОМ**

**Д. Пашкевич<sup>1</sup>, Ю. Алексеев<sup>2</sup>, В. Петров<sup>3</sup>, Д. Мухортов<sup>3</sup>, В. Капустин<sup>1</sup>,  
П. Камбур<sup>3</sup>, С. Марков<sup>1</sup>, Б. Ласкин<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
г. Санкт-Петербург, Россия*

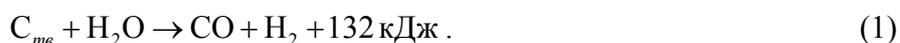
<sup>2</sup>*ООО «Новые химические продукты», г. Санкт-Петербург, Россия*

<sup>3</sup>*Российский научный центр «Прикладная химия», г. Санкт-Петербург, Россия*

<sup>4</sup>*Санкт-Петербургский государственный технологический институт,  
г. Санкт-Петербург, Россия*

Безводный фторид водорода (БФВ) необходим при производстве гексафторида урана (ГФУ) в ядерном топливном цикле (ЯТЦ) [1]. При производстве топлива, обогащённого по U-235, в качестве побочного продукта образуется значительное количество ГФУ, обеднённого по U-235, (ОГФУ). ОГФУ перерабатывают пиролизом и получают оксиды урана, БФВ и азеотропный раствор фторида водорода в воде с содержанием HF порядка 40% [2]. В настоящее время отсутствуют промышленные технологии разделения азеотропного водного раствора фторида водорода на индивидуальные вещества и способ переработки ОГФУ [2] не позволяет замкнуть ЯТЦ по фтору. Разработка научных основ технологий получения БФВ из его водных растворов, в особенности азеотропных, является актуальной задачей.

Данная работа посвящена решению этой задачи с использованием высокотемпературной реакции восстановления воды углеродом (реакции водяного газа), которую обычно проводят при температуре 1000–2000 К [3, 4]:



Для того, чтобы обосновать возможность промышленного применения процесса (1) для получения фторида водорода из плавиковой кислоты, необходимо доказать термическую и химическую стабильность HF в условиях проведения реакции (1).

Для этого на первом этапе были проведены расчеты термодинамически равновесного состава веществ в системе элементов C-H-F-O при температуре 1000–2000 К.

На основе литературных данных была проанализирована термическая стабильность веществ, известных для указанной системы элементов, и составлен список устойчивых, в который вошли  $\text{CF}_4$ ,  $\text{COF}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{HF}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{H}_2$  [5–11]. Фтористый углерод  $(\text{CF}_x)_n$  был исключён из рассмотрения, так как при температуре выше  $500^\circ\text{C}$  он разлагается с образованием тетрафторида углерода [7].

Проведенные расчеты показали, что единственным стабильным соединением фтора в описанной системе элементов является фторид водорода, а тетрафторид углерода  $\text{CF}_4$  и оксид-дифторид углерода  $\text{COF}_2$  отсутствуют (рис. 1).

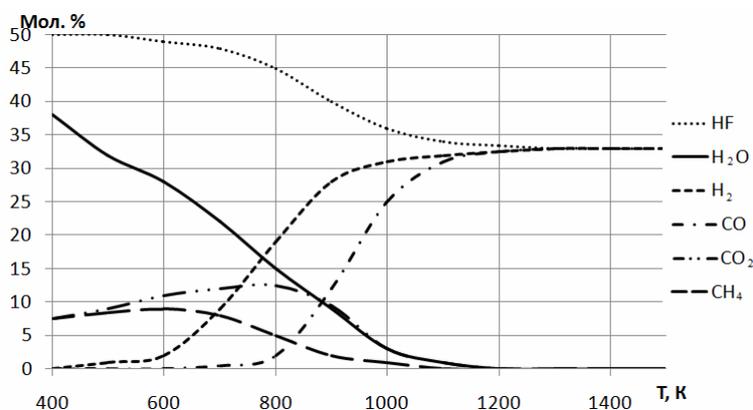
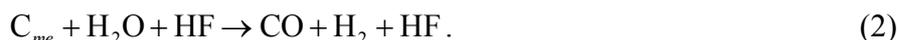


Рис. 1. Термодинамически равновесный состав веществ в системе элементов C-H-F-O при избытке углерода, соотношении прочих элементов 3:1:1 соответственно и давлении 0,1 МПа

Таким образом, предполагается, что процесс высокотемпературного восстановления воды углеродом в присутствии фторида будет протекать по следующей схеме:



Чтобы экспериментально подтвердить стабильность фторида водорода в процессе (2) была создана лабораторная установка (рис. 2).

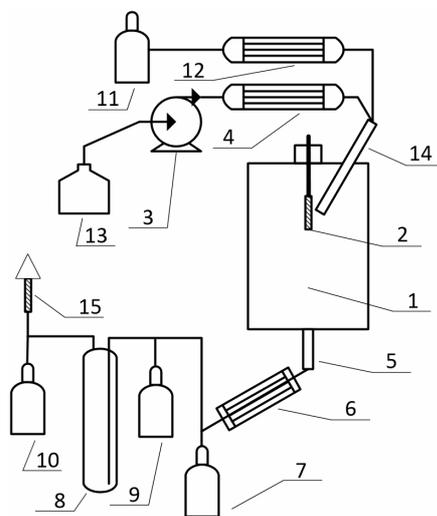


Рис. 2. Упрощенная схема лабораторной установки по переработке азеотропного раствора плавиковой кислоты: 1 – реактор; 2 – съёмный электронагреватель; 3 – насос для дозирования смеси HF и  $\text{H}_2\text{O}$ ; 4 – испаритель смеси HF и  $\text{H}_2\text{O}$ ; 5 – фильтр; 6 – конденсатор HF и  $\text{H}_2\text{O}$ ; 7 – сборник жидких продуктов HF и  $\text{H}_2\text{O}$ ; 8 – абсорбер; 9 – пробоотборник газообразных продуктов для спектрометрического анализа; 10 – пробоотборник газообразных продуктов для хроматографического анализа; 11 – баллон с кислородом; 12 – нагреватель кислорода; 13 – емкость со смесью HF и  $\text{H}_2\text{O}$ ; 14 – двухкомпонентная форсунка для подачи в реактор газообразных компонентов -  $\text{O}_2$ , смеси HF и  $\text{H}_2\text{O}$ ; 15 – огнепреградитель и дожигатель  $\text{CO}$  и  $\text{H}_2$

Реактор 1 представляет собой стальную цилиндрическую емкость объемом 20 л и соотношением высоты к диаметру 1:0,6. Реактор оборудован термостатирующей рубашкой охлаждения (температура теплоносителя 100 °С), средовыми и стеночными термопарами и системами подвода компонентов и отвода продуктов реакции.

В начале опыта в реактор загружали гранулированный графит различных марок с характерным размером частиц 500–2000 мкм. После этого включали съёмный электронагреватель 2. Когда температура в слое углерода достигала 1000 К, нагревательный элемент извлекали из реактора и включали подачу кислорода. Затем начинали подавать в высокотемпературную зону смесь воды и фторида водорода. Для этого использовали перистальтический насос 3, испаритель и перегреватель смеси фторида водорода и воды 4. Таким образом, в высокотемпературный слой углерода подавали газообразную смесь фторида водорода и воды. Одновременно подавали кислород для компенсации теплопотерь из реакционной зоны и поглощения тепла при протекании эндотермической реакции (1).

Расход газообразных компонентов выбирали так, чтобы слой гранулированного углерода оставался неподвижным.

На выходе газообразных продуктов из реактора был установлен конденсатор фторида водорода и воды 7, в котором поддерживали температуру порядка –50 °С. В различные моменты времени из газового потока после конденсатора отбирали пробы для хроматографического и спектрального анализа. После завершения эксперимента в конденсаторе и абсорбере 8 с помощью титриметрического анализа определяли концентрацию фторида водорода. Состав примесей в исходном и использованном в опыте углероде анализировали с помощью инфракрасной Фурье-спектроскопии.

Тепловое состояние реактора исследовали с помощью сканирующих и неподвижных хромель-алюмелевых термопар, установленных в никелевых трубках диаметром 6 мм в объёме реактора (на рис. 2 не показаны). На основе этих измерений была сделана приближённая оценка распределения температуры в реакторе в области среза форсунки (рис. 3). Максимальная температура превышала 1100 °С.

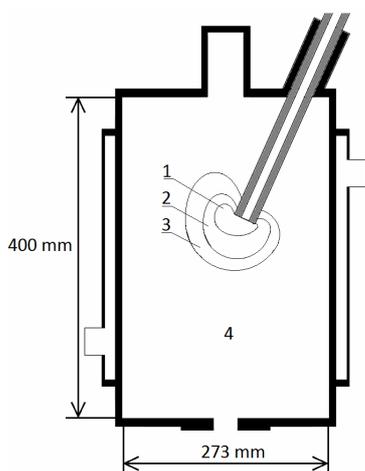


Рис. 3. Схема ориентировочного распределения температуры в реакторе при проведении опыта. Области с различной температурой: 1 – выше 1100 °С, 2 – 700–1100, 3 – 500–700, 4 – ниже 500

В результате анализа газообразных, жидких и твёрдых продуктов реакции, исходного и использованного в опыте углерода было показано, что основными продуктами процесса являются: фторид водорода, моно- и диоксид углерода, метан, вода и водород. Фториды и оксифториды углерода, в том числе  $CF_4$  и  $COF_2$ , отсутствовали с точностью до  $10^{-2}\%$ .

Содержащиеся в исходном графите силикаты превращались в твёрдые гексафторсиликаты, которые в незначительном количестве были обнаружены на фильтре 9.

Конверсию воды в опытах определяли по анализу и количеству газовой и жидкой фазы продуктов реакции. Значения конверсии воды в зависимости от расхода кислорода

приведены на рис. 4 для исходной плавиковой кислоты с содержанием фторида водорода 40%. Конверсия воды достигала 85%.

На основании экспериментального исследования было показано, что при контакте плавиковой кислоты с углеродом, нагретым до температуры 1000–2000 К за счет теплоты процесса горения углерода в подаваемом в зону реакции кислороде, вода восстанавливается углеродом до водорода и монооксида углерода, а фторид водорода остается стабильным. При этом конверсия воды в проведенных опытах достигала 85%. Тетрафторметан  $\text{CF}_4$  и карбонилдифторид  $\text{COF}_2$ , а также другие фторуглероды и оксифториды углерода, в продуктах процесса обнаружены не были.

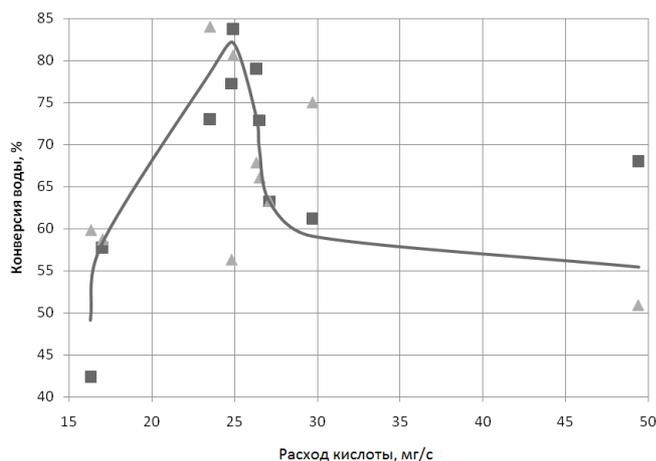


Рис. 4. Зависимость конверсии воды от расхода кислорода: 1 – средняя конверсия  $\text{H}_2\text{O}$ , определённая по анализу газовой фазы, 2 – конверсия  $\text{H}_2\text{O}$ , определённая по анализу жидкой фазы, 3 – аппроксимация экспериментальных значений конверсии  $\text{H}_2\text{O}$

Таким образом, предложенный метод переработки водных растворов фторида водорода, в том числе азеотропных, высокотемпературным восстановлением воды углеродом может стать основной промышленного получения безводного фторида водорода из его водных растворов.

### Литература

1. Тураев Н. С., Жерин И. И. Химия и технология урана. Л.: ЦНИИАтоминформ, 2005. – 409 с.
2. Производство фтористоводородных продуктов. Сайт АО «ПО «ЭХЗ». URL: <http://www.ecp.ru/activity/nuclear/ogfu>.
3. Канторович Б. В. Основы горения и газификации твёрдого топлива. М. Изд-во АН СССР. 1958. – 600 с.
4. Копытов В. В. Газификация конденсированных топлив: ретроспективный обзор, современное состояние дел и перспективы развития. Салют-Биорекс. 2012. – 509 с.
5. Использование плазмы в химических процессах: пер. с англ. / Под ред. Л. С. Полака. М.: Мир, 1970.
6. Фиалков А. С. Углерод, межслоевые соединения и композиты на его основе. М.: Аспект Пресс, 1997. – 718 с.
7. Барабанов В. Г., Озол С. И. Пиролитические методы получения фторсодержащих олефинов. СПб: Теза, 2000.
8. Херд Ч. Д. Пиролиз соединений углерода. Л.-М.: ГОНТИ ТКТП СССР, 1938.
9. Реутов О. А., Курц А. Л., Бутин К. П. Органическая химия. М.: Бином, 2005.
10. Павлова С. А., Журавлёва И. В., Толчинский Ю. И. Термический анализ органических и высокомолекулярных соединений. М.: Химия, 1983.
11. Мухина Т. Н., Барабанов Н. Л., Бабаш С. Е. Пиролиз углеводородного сырья. М.: Химия, 1987.

УДК 536.46+62-665

**ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ФРОНТА ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ БИДИСПЕРСНОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА В НАКЛОННОМ ВРАЩАЮЩЕМСЯ РЕАКТОРЕ****Д. Н. Подлесный<sup>1</sup>, А. Ю. Зайченко<sup>1</sup>, А. А. Жирнов<sup>1</sup>, А. И. Жаворонков<sup>1</sup>,  
И. И. Вельковская<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка, Россия*<sup>2</sup>*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия*

При изучении процессов фильтрационного горения в пористой системе, содержащей твердое горючее и пористый негорючий материал с вынужденной фильтрацией газообразного окислителя, в ряде случаев наблюдается возникновение и развитие неустойчивости фронта горения. Одной из причин неустойчивости плоского фронта волны горения является нарушение однородности фильтрации газообразного окислителя вследствие выгорания горючего из исходной смеси. Неустойчивость также может определяться различием фильтрационных свойств исходных веществ и твердых продуктов горения [1].

Одним из способов стабилизации фронта горения является применение наклонного вращающегося реактора [2]. Используемый тип реактора позволяет объединить достоинства вращающихся печей (в частности, перемешивание сырья) с преимуществами фильтрационного горения в плотном слое – эффективной рекуперацией тепла в зоне горения и, как следствие, высоким КПД процесса. В наклонном вращающемся реакторе процесс горения может быть стабилизирован, подавляя неустойчивости плоского фронта горения, за счет перемешивания материала [3]. Однако до сих пор не было проведено систематического исследования влияния изучаемых параметров (расход окислителя, фракционный и процентный состав компонентов смеси), ограничивающих применимость газификаторов данного типа.

В связи с этим работа посвящена экспериментальному исследованию фильтрационного горения углеродсодержащего твердого топлива в наклонном вращающемся реакторе с плотным слоем шихты.

Исследование проводили на лабораторной установке с внутренним диаметром реактора 66 мм (рис. 1). В качестве объекта исследования использовали смесь каменного угля (фракции 1–2 мм и 5–7 мм) и инертного компонента (дробленый шамотный кирпич фракции 5–7 мм) в соотношении 1:1. Была осуществлена воздушная газификация бидисперсных смесей с различным процентным содержанием (0–100%) мелкой составляющей топливного компонента при постоянном расходе газообразного окислителя ( $600 \text{ м}^3/\text{м}^2 \cdot \text{ч}$ ) и углах наклона реактора  $30^\circ$  и  $45^\circ$ , частота вращения реактора 10 об/мин. Использование таких топливных составов смеси, с одной стороны, объясняется содержанием мелкой фракции в реальных угольных топливах, а с другой – созданием условий, ухудшающих фильтрационные свойства используемых составов.

Для характеристики неустойчивости фронта фильтрационного горения был введен безразмерный коэффициент, равный отношению максимальной ширины фронта к её минимальному значению (рис. 2):

$$k = \frac{L_{\max}}{L_{\min}}. \quad (1)$$

Длительность каждого эксперимента составляла 30 мин, в течение которых через равные промежутки времени определялось  $k$ , после чего считали его среднее значение. На

рис. 3 показан пример расчета мгновенных значений  $k$  для смеси с 20% содержанием мелкой фракции (на графике обозначено квадратными маркерами) и его среднее значение (пунктирная линия), а также для смеси с 80% содержанием (круглые маркеры). Угол наклона реактора  $45^\circ$ . Как видно из графика, развитие неустойчивости фронта происходит в начале эксперимента, и за короткое время происходит полное разрушение его структуры. Из определения (1) следует, что при стремлении  $k$  к 1 фронт горения становится более равномерным и соответственно более устойчиво протекает процесс газификации.

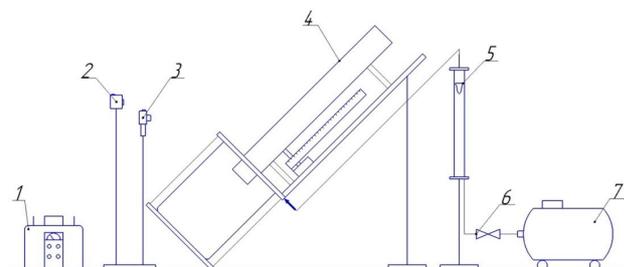


Рис. 1. Схема лабораторной установки: 1 – ЛАТР, 2 – фотокамера, 3 – тепловизионная камера, 4 – кварцевый цилиндрический реактор, 5 – расходомер, 6 – вентиль регулировки расхода воздуха, 7 – компрессор

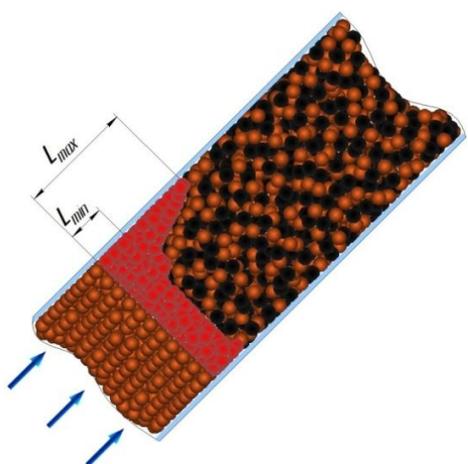


Рис. 2. К определению максимальной и минимальной ширины фронта горения

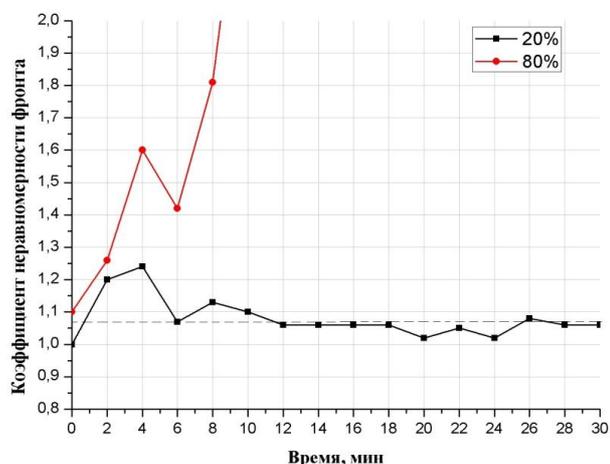


Рис. 3. Определение мгновенных и средних значений коэффициента неравномерности фронта горения

На рис. 4. представлены результаты двух серий экспериментов с различными углами наклона реактора –  $30^\circ$  и  $45^\circ$ . При содержании в топливе мелкой фракции от 0 до 60% для обоих углов наклона значения  $k$  не превышают 1.2, что говорит о практически плоском фронте горения. Оказалось, что при превышении содержания мелкой фракции в топливе выше 60% происходят значительные искажения структуры фронта горения, которые могут приводить к нарушению протекания процесса газификации, значения коэффициента неравномерности резко возрастают. Эта область на графике заштрихована. Примеры подобных искажений представлены на рис. 5.

В работе предложен способ характеристики устойчивости фронта фильтрационного горения, позволяющий оценить его максимальные отклонения от его нормального состояния. Были проведены две серии экспериментов при разных углах наклона реактора с различным процентным содержанием мелкой фракции в топливе.

Было показано, что при выбранных параметрах эксперимента наблюдается стабильное протекание процесса (с незначительными флуктуациями) в тех случаях, когда процентное содержание мелкой фракции не превышает 60%. Дальнейшее увеличение содержания мелкой фракции в топливе приводит к нарушению структуры фронта горения, что, скорее всего, связано с ухудшениями фильтрационных характеристик смеси в виду локальных скоплений мелких частиц топлива, в результате чего происходит нарушение равномерности фильтрации газообразного окислителя по объему реактора.

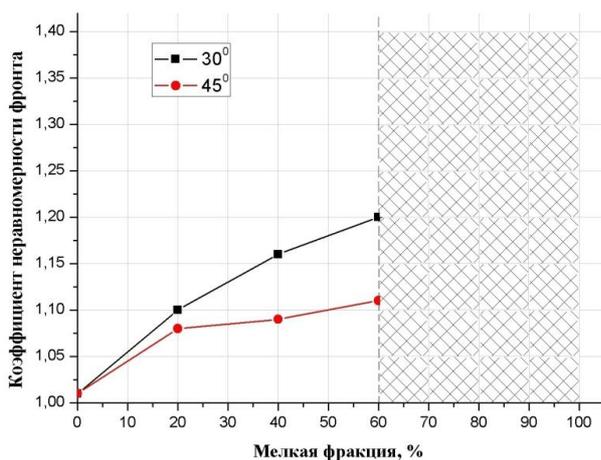


Рис. 4. Значения средних коэффициентов неравномерности фронта горения

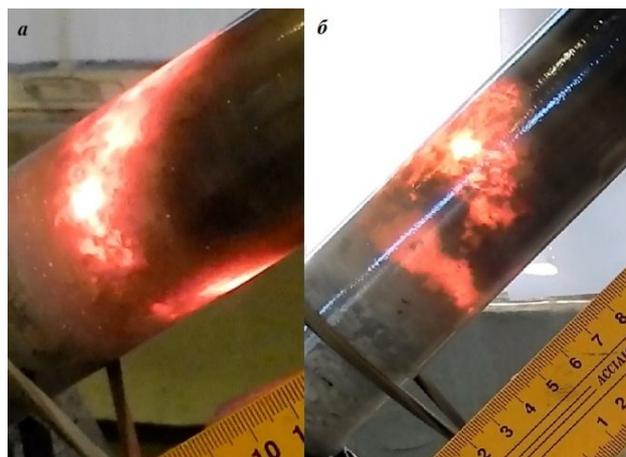


Рис. 5. Примеры искажений фронта горения: а – наклон 30°, б – наклон 45°

Работа выполнена при частичной поддержке программ Президиума РАН № 18 «Фундаментальные аспекты химии углеродной энергетики» и № 31 «Фундаментальные исследования процессов горения и взрыва».

### Литература

1. Алдушин А. П., Каспарян С. Г. Устойчивость стационарной волны гетерогенной экзотермической реакции в пористой среде // Докл. АН СССР. 1980. Т. 252, № 6. С. 1404.
2. Пат. РФ № 2322641 / С. О. Дорофеев, А. Ю. Зайченко, А. А. Жирнов, Г. Б. Манелис, Е. В. Полианчик, В. В. Черемисин. Способ переработки конденсированных горючих путем газификации и устройство для его осуществления.
3. Зайченко А. Ю., Жирнов А. А., Манелис Г. Б., Полианчик Е. В., Жолудев А. Ф. Стабилизация фронта фильтрационного горения // Докл. РАН. 2008. Т. 418, № 5. С. 635–637.

УДК 662.612.3

## УПРАВЛЕНИЕ ТЯГОЙ ГИБРИДНОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

С. М. Решетников, И. А. Зырянов, А. П. Позолотин, А. Г. Будин

*Вятский государственный университет, г. Киров, Россия*

В работе представлены результаты исследований влияния электрического поля на тягу гибридного ракетного двигателя (ГРД). Показано, что наложение электростатического поля на зону горения приводит к увеличению тяги модельного двигателя.

Одним из инструментов для оптимизации работы энергетических установок является воздействие физических полей на зоны горения. Исследования указывают возможности управления с помощью электростатического поля параметрами горения топлив при различных агрегатных состояниях [1–3]. В лабораторных условиях выявлено, что пламя в поле изменяет форму и максимальную температуру [1, 2], а также влияет на терморазложение и разрушение конденсированной фазы вещества при горении [3]. Задачей работы

является исследование влияния электростатического поля на показатели работы установки, где горение происходит в высокоэнтальпийном потоке.

Эксперименты выполнены на тестовом стенде с модельным ГРД. Стенд состоит из системы подвода газов, непосредственно двигателя (состоящего из камеры подготовки, камеры сгорания, выходного устройства), измерительной системы и системы создания электростатического поля. Камера сгорания представляет собой топливную шашку, по центру которой высверлен цилиндрический канал. Выходное устройство – дозвуковое сопло с критическим сечением 13,6 мм. Зажигание осуществляется нихромовой спиралью, установленной у основания топливной шашки. Измерение тяги производится тензодатчиком.

Система подвода газов состоит из ветви подачи окислителя и ветви подачи инертного газа-охлаждителя. Ветвь подачи окислителя состоит из баллона с редуктором, регулятора-измерителя расхода газа и обратного клапана. Ветвь подачи инертного газа включает в себя баллон с редуктором, электромагнитный и обратный клапан. Электростатическое поле создается с помощью системы электродов и источника высокого напряжения. Электрод располагается вдоль оси камеры сгорания по ее центру. Охлаждаемый электрод изготовлен из кварцевой трубки диаметром 5 мм и толщиной стенок 1 мм, по которой продувается инертный разбавитель. Расход газа-охлаждителя составляет не более 0,1% от расхода окислителя.

Исследования проведены при различных расходах окислителя – газообразного кислорода. В работе в качестве топлива использовались блоки из полиметилметакрилата (ПММА) длиной 200 мм, толщиной 50 мм, с диаметром канала 20 мм. Разность потенциалов между электродами составляла 3 кВ.

Результаты измерения тяги от массового расхода окислителя при использовании ПММА в качестве твердого компонента топлива представлены на рис. 1. При наличии электростатического поля для всех расходов окислителя наблюдается увеличение тяги в среднем на 10%. Взвешивание топливных блоков до и после эксперимента показывает увеличение скорости регрессии конденсированного компонента в электростатическом поле в среднем на 10%.

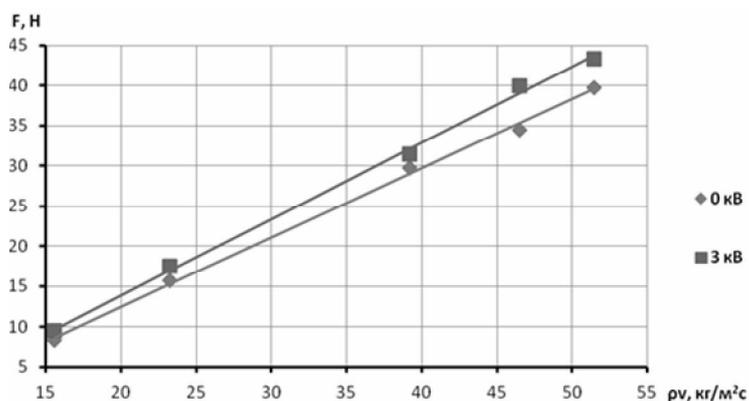


Рис. 1. Тяга двигателя от расхода окислителя при горении ПММА

Проведен анализ поверхности отработанных топливных шашек из ПММА путем исследования фотографий поверхности топливных шашек после горения, полученных с помощью оптического и атомно-силового микроскопов (рис. 2). Показано, что разложение ПММА происходит объемно, с образованием полостей с газом-мономером.

По фотографиям определялись размеры и количество полостей, построены гистограммы распределения количества центров газификации полимера от их размеров (рис. 3). При наложении электростатического поля количество мелких полостей (размером от 2 до 10 мкм) увеличивается более чем в 3 раза.

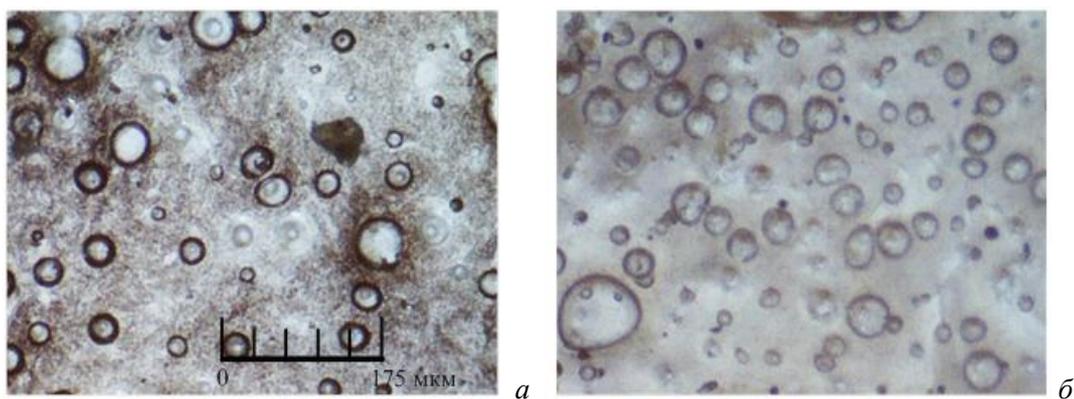


Рис. 2. Фотографии поверхности ПММА после горения в ГРД без поля (а) и с полем 3 кВ (б)

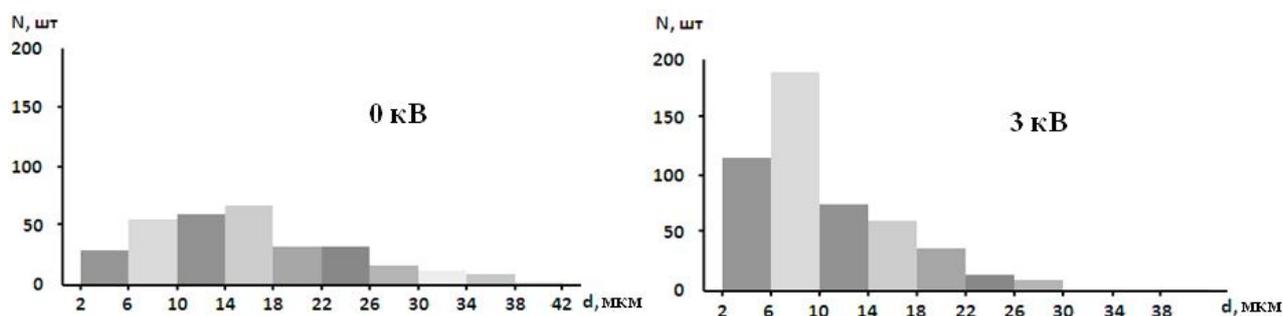


Рис. 3. Гистограммы распределения количества полостей в обработанном топливном блоке из ПММА от их размера

Если рассмотреть отношение величины скорости горения полимера к количеству пузырьков, то окажется, что это величина постоянная, не зависящая от теплового потока. Это говорит о том, что рост скорости горения происходит за счёт увеличения количества центров газификации.

Таким образом, экспериментально в работе показано увеличение тяги ГРД в электростатическом поле на величину порядка 10%, что объясняется изменением механизма разрушения конденсированной фазы ПММА при наличии поля.

### Литература

1. Решетников С. М., Решетников И. С., Зырянов И. А. Особенности горения жидких углеводородов в присутствии электростатического поля // Буглеровские сообщения. 2011. Т. 25, № 5-8. С. 88–95.
2. Решетников С. М., Зырянов И. А., Позолотин А. П. Особенности горения полимеров в электростатическом поле // Изв. ЮФУ. Технические науки. Таганрог. 2013. № 8. С. 30–36.
3. Решетников С. М., Зырянов И. А., Позолотин А. П. Аномальное поведение алканов и каучуков при горении в электростатическом поле // Вестник КГТУ. Казань. 2013. № 15. С. 44–48.

УДК 536.46+532.54

**ИССЛЕДОВАНИЕ СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛОМАССОБМЕНА  
ПРИ ВОСПЛАМЕНЕНИИ И ПОСЛЕДУЮЩЕМ НЕСТАЦИОНАРНОМ  
ЭРОЗИОННОМ ГОРЕНИИ ПОРОХОВ В УСЛОВИЯХ,  
ПРИБЛИЖЕННЫХ К УСЛОВИЯМ ВЫСТРЕЛА**

**И. Г. Русяк<sup>1</sup>, А. М. Липанов<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова,  
г. Ижевск, Россия*

<sup>2</sup>*Институт прикладной математики имени М. В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия*

Для условий выстрела следует выделить следующие факторы, влияющие на горение: пороховые элементы находятся в условиях сильного обдува, достигающего 1000 м/с; изменение баллистических параметров резко нестационарно, развитие динамики процесса зависит от условий воспламенения; для трубчатых порохов большого удлинения имеют место условия неравномерного горения; при горении зерненого пороха необходимо учитывать гидродинамику течения, свойственную псевдооживленному слою.

Механизм нестационарной скорости горения пороха был вскрыт в работах Я. Б. Зельдовича [1, 2], где показано, что нестационарное горение в переходном режиме определяется соотношением времен релаксации конденсированной фазы ( $k$ -фазы) и параметров изучаемого процесса, влияющих на скорость горения. Развитием этих работ явились работы Б. В. Новожилова [3].

К настоящему времени имеется большое число работ, посвященных теории эрозионного горения пороха ([4–8] и др. исследователей). В основе всех перечисленных работ лежит решение уравнений теплопроводности и диффузии в газовой фазе горящего пороха. При этом для замыкания уравнений, с точки зрения определения турбулентных слагаемых коэффициентов переноса, привлекаются различные приближения полуэмпирической теории турбулентности.

Основы другого направления исследования эрозионного горения заложены в работах Ж. Ленуара и Дж. Робийера [9]. По их мнению, эрозионный эффект обусловлен увеличением теплового потока к поверхности пороха за счет дополнительной конвективной составляющей. В [9] предполагается, что суммарная скорость горения складывается из двух частей: скорости, зависящей от давления и начальной температуры, и эрозионной добавки, пропорциональной скорости конвективной теплопередачи к поверхности топлива.

Следует заметить, что все эти исследования ориентированы на условия, характерные для работы РДТТ. Попытки распространить их на высокие давления, характерные для артиллерийских орудий, не предпринимались. Можно лишь отметить работу В. П. Нелаева, где изучалось эрозионное горение баллистических порохов до давления 100 МПа.

Анализ литературных источников показывает также, что все исследования по эрозионному горению относятся к простым течениям (канал, пластина), для гетерогенных сред (гранулярных топлив или зерновых порохов) какие-либо данные в литературе отсутствуют.

На рис. 1 представлено изменение газодинамических параметров в камерной части 100-миллиметровой противотанковой пушки с момента воспламенения данной точки заряда. Расчеты параметров процесса выстрела проводились на основе уравнений механики гетерогенных реагирующих сред [10, 11]. Оценка эрозионного эффекта по формуле  $\varepsilon = 1 + 0.05(J - 8)$  [12], справедливой в диапазоне изменения давления  $5 \leq p \leq 20$  МПа, показывает, что, по

крайней мере, сразу после воспламенения скорость горения пороха может увеличиться в 3-4 раза.

Сравнение характерных времён приведено на рис. 2. Оказывается, что при низких давлениях, характерных для воспламенения,  $t_k \geq t_b$ ,  $t_r \ll t_b$ . При средних и высоких давлениях  $t_k \ll t_b$ ,  $t_r \leq t_k$ .

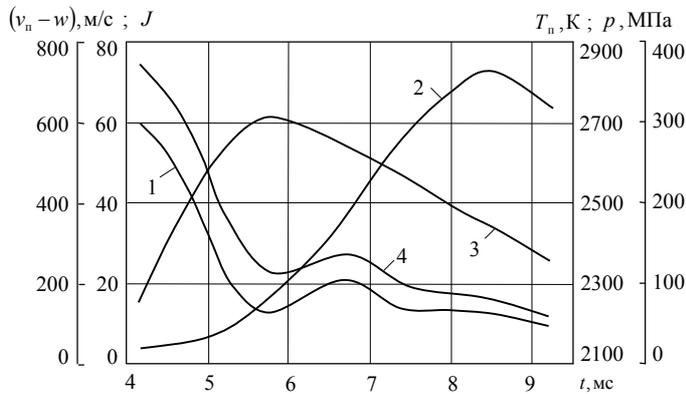


Рис. 1. Изменение параметров потока в процессе выстрела: 1 –  $v_n - w$ ; 2 –  $p$ ; 3 –  $T_n$ ; 4 –  $J$

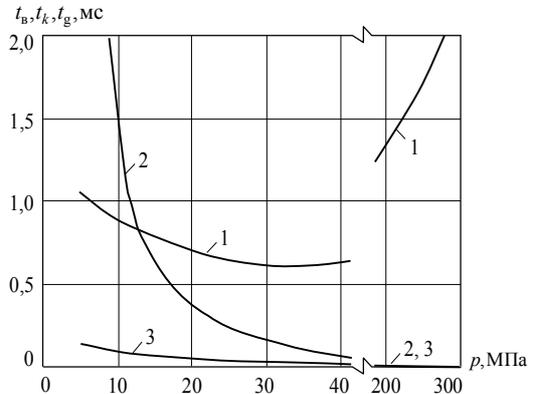


Рис. 2. Сравнение характерных времён в процессе выстрела: 1 –  $t_b$ ; 2 –  $t_k$ ; 3 –  $t_r$

Таким образом, по отношению к характерному времени выстрела время релаксации газовой фазы пренебрежимо мало, поэтому задачу горения в газовой фазе с самого начала можно рассматривать как стационарную. В  $k$ -фазе вначале необходимо решать нестационарные уравнения. Однако нестационарная составляющая скорости горения, обусловленная инерционностью  $k$ -фазы, с ростом давления быстро затухает и после того, как начнут выполняться неравенства  $t_k \ll t_b$ ,  $t - t_3 > \Delta t_p$ , где  $\Delta t_p = 2t_k + 2\sqrt{t_k^2 + t_3 t_k}$  – время выгорания прогретого слоя, сформировавшегося за период зажигания пороха  $t_3$ , в соответствующей точке заряда можно переходить к стационарной постановке задачи. Приведённые оценки показывают, что и эрозионный, и нестационарный эффекты максимально проявляются в начальной стадии процесса выстрела.

Процесс прогрева и горения  $k$ -фазы рассматривается в рамках твердофазной модели [13]. В предположении 0-го порядка реакции и постоянства теплофизических параметров  $k$ -фазы, а также с учетом того, что температурный градиент вглубь пороха значительно превосходит градиент вдоль оси  $x$ , система уравнений, описывающая процесс локального нестационарного прогрева и последующего горения пороха, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_k}{\partial t} &= \kappa_k \frac{\partial^2 T_k}{\partial y_k^2} + u_k \frac{\partial T_k}{\partial y_k} + \frac{Q_k}{c_k} Z_k \exp\left(-\frac{E_k}{R_0 T_k}\right), \\ \frac{\partial \beta}{\partial t} &= u_k \frac{\partial \beta}{\partial y_k} + Z_k \exp\left(-\frac{E_k}{R_0 T_k}\right). \end{aligned} \quad (1)$$

Уравнения (1) записаны в системе координат, связанной с поверхностью пороха. До воспламенения необходимо положить  $u_k = 0$ .

Общепринятого условия горения в настоящее время не существует. В общем случае под условием горения подразумевается связь между температурой, глубиной выгорания на поверхности, их производными и давлением, которая, в конечном счете, должна устанавливаться из эксперимента.

В классических работах [13–15] условие горения принимается в виде  $\beta_s = \beta_* = 1$ , при диспергировании  $\beta_* < 1$ . Если же это условие выбрать и в качестве критерия зажигания, то прогрев, воспламенение и последующее горение пороха будут описываться одной и той же системой уравнений.

До воспламенения начальные и граничные условия системы (1) имеют вид:

при  $t = 0, y_k \geq 0$

$$T_k = T_n, \quad \beta = 0;$$

при  $y_k = 0, t \geq 0$

$$-\lambda_k \frac{\partial T_k}{\partial y_k} = \alpha_T (T_n - T_s); \quad \beta < \beta_*;$$

при  $y_k \rightarrow \infty, t \geq 0$

$$T_k = T_n, \quad \beta = 0.$$

После воспламенения на поверхности горения необходимо записать:

при  $y_k = 0, t \geq 0$

$$q_k = q_s - \delta u_k (c_p - c_k) T_s - \delta u_k p \left( \alpha - \frac{1}{\delta} \right),$$

где  $q_k = -\lambda_k \frac{\partial T_k}{\partial y_k} \Big|_s$ ;  $q_s = \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_s$ .

В соответствии с представлениями, развитыми в работе [9], будем полагать, что полный тепловой поток от газов к поверхности пороха в случае нестационарного эрозионного горения складывается из теплового потока  $q_p$ , который имел бы место при отсутствии течения газов, и из конвективного  $q_v$ . Последняя составляющая и формирует эрозионную добавку к нестационарной скорости горения пороха.

Так как последующее после воспламенения горение пороха в камере орудия происходит в условиях интенсивного обдува газами воспламенителя и основного заряда, доля теплового потока  $q_p$  в общем балансе теплоприхода невелика. Как показывают расчеты, в этот период  $q_p \approx q_p^0 \ll q_v$  (здесь  $q_p^0$  – тепловой поток, формирующий нормальную стационарную скорость горения), но тогда и влияние возможных колебаний величины  $q_p$  на значение скорости горения также будут уменьшаться. С ростом давления  $q_p$  становится соизмеримым с  $q_v$ , но нестационарность  $k$ -фазы вырождается и  $q_p \rightarrow q_p^0$ , т. е. в условиях, приближенных к условиям выстрела, влияние газовой фазы на скорость горения в первом приближении можно свести к постановке граничного условия

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_s = q_p^0 + q_v, \quad (2)$$

где выражение для  $q_p^0$  и  $q_v$  определяются известными из литературных источников зависимостями. Данный подход использовали для трубчатых и зерненных порохов. Изменения в формуле (2) будут касаться лишь закона теплообмена, который определяется конфигурацией порохового заряда.

Апробация разработанного подхода проводилась на известных экспериментальных данных и расчетных данных, полученных в более точной исходной постановке задачи в погранслоном приближении. В целом, наблюдалось удовлетворительное совпадение результатов в широком диапазоне изменения внешних факторов.

### Обозначения

$\varepsilon$  – коэффициент эрозии;  $J$  – безразмерный параметр В. Н. Вилюнова;  $p$  – давление;  $v_{\text{п}}, T_{\text{п}}$  – скорость и температура обдувающего потока (продуктов горения) соответственно;  $w$  – скорость движения пороховых элементов ( $k$ -фазы);  $t_k, t_r$  – время релаксации  $k$ -фазы и газовой фазы зоны горения пороха соответственно;  $t_b$  – характерное время выстрела;  $t_3$  – время зажигания пороха;  $t$  – время процесса;  $y_k$  – координата, направленная вглубь пороха;  $x$  – координата, направленная вдоль канала ствола;  $T_k, \beta$  – температура и глубина выгорания  $k$ -фазы, соответственно;  $Q_k, Z_k, E_k$  – тепловой эффект реакции, предэкспонент и энергия активации  $k$ -фазы соответственно;  $R_0$  – универсальная газовая постоянная;  $u_k$  – скорость горения  $k$ -фазы;  $\delta, \kappa_k, \lambda_k, c_k$  – плотность, температуропроводность, теплопроводность и теплоемкость  $k$ -фазы соответственно;  $\alpha_T$  – коэффициент теплообмена;  $\alpha, \lambda, c_p$  – коволюм, теплопроводность и теплоемкость продуктов горения при постоянном давлении соответственно;  $T_{\text{н}}$  – начальная температура;  $T_s$  – температура поверхности  $k$ -фазы.

### Литература

1. Зельдович Я. Б. К теории горения порохов и взрывчатых веществ // ЖЭТФ. 1942. Т. 12, вып. 11-12. С. 18–29.
2. Зельдович Я. Б. О скорости горения пороха при переменном давлении // ПМТФ. 1964. № 3. С. 126–138.
3. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973. – 130 с.
4. Зельдович Я. Б. К теории горения пороха в потоке газов // ФГВ. 1971. Т. 7, № 4. С. 163–176.
5. Корнер Дж. Внутренняя баллистика орудий. М.: ИЛ, 1953. – 461 с.
6. Ванденкеркхове Дж. Эрозионное горение коллоидных твердых топлив // ВРТ. 1959. № 3 (51). С. 70–78.
7. Вилюнов В. Н. К теории эрозионного горения порохов // Докл. АН СССР. 1961. Т. 136, № 2. С. 381–384.
8. Ерохин Б. Т., Липанов А. М. Нестационарные и квазистационарные режимы работы РДТТ. М.: Машиностроение, 1977. – 200 с.
9. Ленуар Ж., Робийяр Дж. Математический метод определения параметров эрозионного горения в ракетных двигателях на твердом топливе // Вопросы горения ракетных топлив. М.: ИЛ, 1959. С. 405–413.
10. Русяк И. Г., Ушаков В. М. Внутрикамерные гетерогенные процессы в ствольных системах. Екатеринбург: Изд-во УрО РАН, 2001. – 259 с.
11. Русяк И. Г., Ищенко А. Н., Касимов В. З., Суфиянов В. Г., Ермолаев М. А. Программный комплекс моделирования артиллерийского выстрела // Изв. ВУЗов. Физика. 2013. Т. 56, № 6-3. С. 51–57.
12. Вилюнов В. Н., Колмаков А. Д. О скорости горения ракетных порохов в турбулентном потоке газов // Труды СФТИ. М.: Дом техники, 1963. вып. 43. С. 87–98.
13. Мержанов А. Г., Дубовицкий Ф. И. К теории стационарного горения пороха // Докл. АН СССР. 1959. Т. 129, № 1. С. 153–157.
14. Вилюнов В. Н. К математической теории стационарной скорости горения конденсированного вещества // Докл. АН СССР. 1961. Т. 136, № 1. С. 136–139.
15. Новожилов Б. В. Скорость распространения фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // Докл. АН СССР. 1961. Т. 141, № 1. С. 151–153.

УДК 536.46

**ЗАКОНОМЕРНОСТИ ГОРЕНИЯ СИСТЕМЫ Ni+Al ПРИ ПОНИЖЕННОМ ДАВЛЕНИИ ОКРУЖАЮЩЕГО ГАЗА****Б. С. Сеплярский, Н. А. Кочетков**

*Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН,  
г. Черноголовка, Россия  
sepl@ism.ac.ru*

Традиционно горение системы Ni+Al считается безгазовым [1, 2], что предполагает отсутствие влияния примесных газов на закономерности горения. Однако в последнее время стали появляться экспериментальные данные, не укладывающиеся в представления о безгазовом горении смеси Ni+Al. Это возрастание скорости горения смеси после термовакуумной обработки [3], увеличение скорости горения при уменьшении диаметра образцов и при переходе от цилиндрических образцов к образцам в виде тонких лент [4]. Для объяснения этих фактов в [3, 4] была применена конвективно-кондуктивная модель распространения волны реакции (ККМГ) [5]. В соответствии с этой моделью, конвективный перенос тепла вызван течением слоя расплава легкоплавкого реагента под действием капиллярных сил и перепада давлений примесных газов перед и за слоем расплава, причем скорость проникновения расплава в исходную шихту и есть видимая скорость распространения волны горения [5]. Авторы данной работы предположили, что слабое влияние примесных газов на процесс горения прессованных образцов в ранних исследованиях связано с тем фактом, что эксперименты по изучению закономерностей горения эквимольной смеси Ni+Al проводились при достаточно высоких давлениях инертного газа (десятки атмосфер), когда выделяющиеся примесные газы имеют малый объем. Для проверки как этого предположения, так и применимости ККМГ для описания горения прессованных образцов из смеси Ni+Al, подвергнутой механической активации, были исследованы закономерности горения в области пониженного давления окружающего газа, также определялось изменение длины образцов после горения. Кроме того, проведение синтеза никелида алюминия при пониженном давлении представляет и практический интерес, так как в этом случае должна произойти более полная очистка конденсированных продуктов от примесных газов, содержащихся в исходной смеси. Последнее особенно актуально для смесей подвергнутых механической активации (МА) и для диспергированных смесей, так как в процессе механической активации и при диспергировании количество примесных газов в смеси увеличивается [6]. Напомним, что диспергированными смесями называются смеси, подвергнутые МА в воздухе и дополнительно МА в воде.

**Используемые материалы и методика проведения экспериментов.** В данной работе использовались образцы, спрессованные из эквимольной смеси порошков карбонильного никеля ПНК и порошка алюминия АД-4. В ряде экспериментов для уменьшения количества примесных газов в смеси использовалась термовакуумная обработка (ТВО) при давлении  $10^{-4}$  мм рт. ст. и температуре 300 °С в течение 1,5 ч, а для их увеличения применялась как механическая активация, так и диспергирование.

МА эквимольной смеси порошков Ni+ Al осуществлялась с использованием стальных шаров диаметром 9 мм при ускорении 90g в механоактиваторе АГО-2 на воздухе. Было выбрано два времени МА – 3 мин и 4 мин 50 с. После МА не налипшая на стенки барабанов и шары смесь извлекалась из барабана (масса извлекаемой активированной смеси составляла около 50% от массы исходной смеси), затем в барабан наливали 40 мл дистиллированной воды и проводили дополнительную активацию в течение 3 мин. В результате активации в

воде (диспергировании) смесь, налипшая на стенки барабана и шары, отслаивалась с образованием частиц чешуйчатой формы [4, 7]. Из исходной смеси, исходной смеси, прошедшей термовакуумную обработку (ТВО), активированной, диспергированной смесей методом холодного прессования получали цилиндрические образцы диаметром 10 мм и высотой 10–19 мм, которые сжигали в бомбе постоянного давления в среде аргона. Давление аргона варьировалось от 760 мм рт. ст. до  $10^{-2}$  мм рт. ст.

**Результаты и их обсуждение.** В процессе МА из исходных частиц Ni и Al образуются композитные частицы значительно превышающие их по размеру и состоящие из тонких слоев исходных компонентов [7]. По результатам рентгенофазового анализа образование продуктов реакции в ходе МА не выявлено.

Образцы, спрессованные из исходной смеси и исходной смеси после термовакуумной обработки, сохраняли свою длину после горения. Сгоревшие образцы, спрессованные из активированных и диспергированных смесей, увеличивались в длину (рис. 1), что обусловлено повышенным содержанием в них примесных газов. Этот результат согласуется с результатами работы [8].

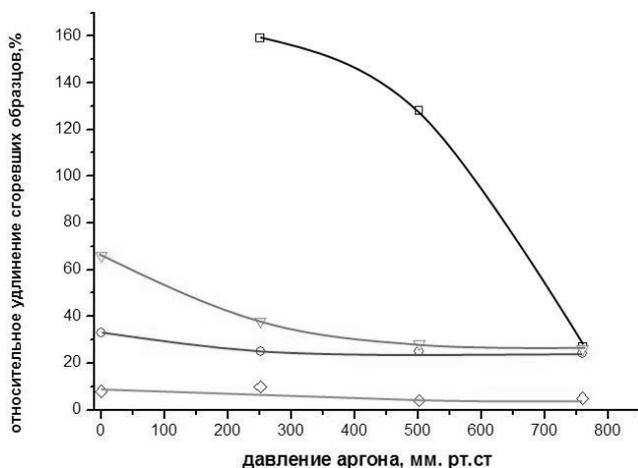


Рис. 1. Зависимость относительного удлинения сгоревших образцов от давления аргона из смесей, подвергнутых различной предварительной обработке (МА): □ – 4 мин 50 с и дополнительно 3 мин МА в воде; ○ – 3 мин и дополнительно 3 мин в воде; ▽ – 4 мин 50 с; ◇ – 3 мин

Зависимость скорости горения от давления аргона для образцов из исходной смеси и исходной смеси после термовакуумной обработки представлена на рис. 2. Для образцов из исходной смеси скорость горения снижается в 4 раза – с 2,2 см/с до 0,5 см/с с уменьшением давления аргона с 760 мм рт. ст. до  $10^{-2}$  мм рт. ст. Скорость горения образцов из смеси после ТВО в разы превышает скорость горения исходной смеси и практически не зависит от давления аргона (отклонение от среднего значения скорости не превышает погрешность ее измерений). На сгоревших образцах из исходной смеси имеются поперечные трещины, причем толщина этих трещин увеличивается с уменьшением давления аргона, также увеличивается расстояние между ними. С уменьшением давления газа горение приобретает колебательный характер с остановкой фронта в месте возникновения трещин. Сгоревшие образцы из смеси, подвергнутой термовакуумной обработке, характеризуются однородной структурой без трещин. Появление трещин приводит к увеличению времени передачи тепла от сгоревшей части образца к несгоревшей, и, следовательно, к уменьшению скорости и нестационарному характеру горения.

Зависимость скорости горения от давления аргона для образцов из активированных и диспергированных смесей представлена на рис. 3. С увеличением времени активирования скорость горения образцов из МА смеси возрастает и превышает скорость горения исходной смеси во всем диапазоне давлений, однако остается меньше скорости горения исходной смеси, прошедшей ТВО. Обращает на себя внимание тот факт, что скорость горения образцов из смеси, активированной в течение 3 мин, практически не зависит от давления

аргона (отклонение от среднего значения скорости не превышает погрешность ее измерений). Изменение характера зависимости скорости горения от давления аргона связано, скорее всего, с изменением структуры исходной смеси в процессе МА, в результате чего примесное газовыделение происходит за фронтом горения. При увеличении времени МА (рис. 3) скорость горения смеси растет с увеличением давления аргона, однако в отличие от образцов из исходной смеси скорость горения более сильно меняется в области давлений газа близких к атмосферному. Зависимости скорости горения от внешнего давления для диспергированных смесей носят противоположный характер – скорость горения возрастает с уменьшением давления (см. рис 3). Причина такого качественного изменения характера зависимости состоит в том, что в образцах из диспергированных смесей содержится вода, которая испаряется в зоне прогрева и играет роль основного примесного газовыделения. При уменьшении внешнего давления скорость отвода газа и паров из зоны прогрева увеличивается, что в соответствии с ККМГ приводит к увеличению скорости горения. Анализируя совместно данные по изменению скорости горения и относительному увеличению длины образцов (см. рис. 3), следует обратить особое внимание на тот факт, что для диспергированных смесей с уменьшением давления аргона одновременно происходит как увеличение скорости горения, так и относительного удлинения образца. Если бы основное удлинение образца происходило в зоне прогрева, то в соответствии с результатами [9] скорость горения должна была уменьшаться, следовательно, основное (или все) удлинение образца происходит за зоной реакции.

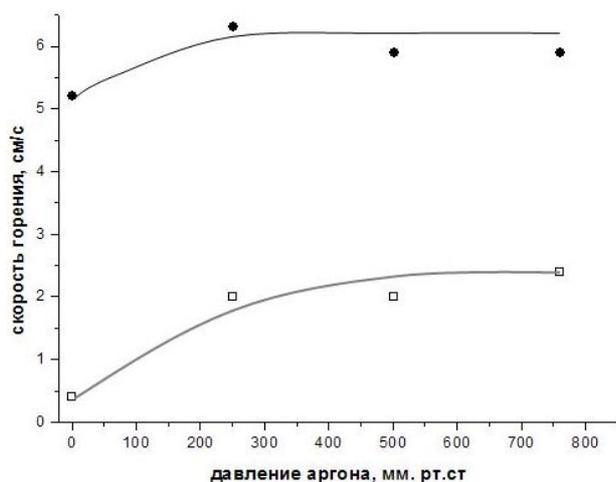


Рис. 2. Зависимость скорости горения от давления аргона для образцов из исходной смеси – □; исходной смеси после термовакуумной обработки – ●

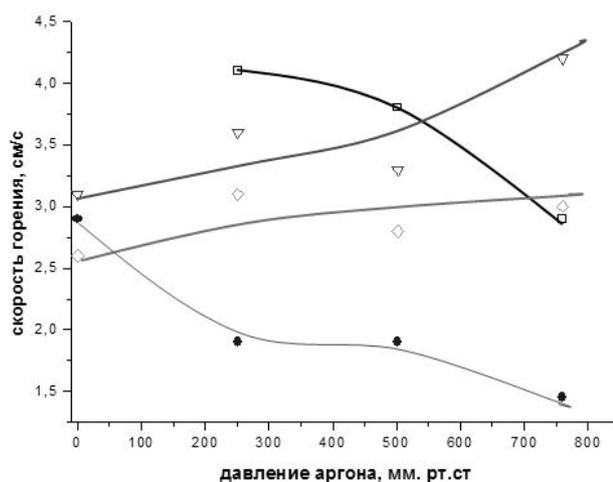


Рис. 3. Зависимость скорости горения образцов от давления аргона из смесей Ni+Al, подвергнутых различной предварительной обработке (МА): □ – 4 мин 50 с и дополнительно 3 мин МА в воде; ● – 3 мин и дополнительно 3 мин в воде; ▽ – 4 мин 50 с; ◇ – 3 мин

Обобщая полученные результаты, следует отметить, что действительно зависимость скорости горения образцов из исходной смеси от давления газа насыщается и практически перестает зависеть от его изменения при давлении больше 500 мм рт. ст. Следовательно, экспериментальные исследования, проведенные при давлении газа больше 760 мм рт. ст., не могли выявить зависимость скорости горения от давления окружающего газа.

Второй важный вывод из проведенного исследования состоит в том, что ТВО исходной смеси позволяет увеличить скорость горения сильнее, чем МА, несмотря на более тщательное смешение исходных реагентов и изменение микроструктуры смеси. Диспергирование исходной смеси ведет к качественному изменению характера зависимости скорости горения от давления окружающего газа.

### Литература

1. Мержанов А. Г., Мукасян А. С. Твердопламенное горение. М.: Торус Пресс, 2007. – 336 с.
  2. Мержанов А. Г. Твердопламенное горение. Черноголовка, ИСМАН, 2000. – 238 с.
  3. Seplyarskii B. S., Vadchenko S. G., Kostin S. V., and Brauer G. B. Combustion of Bulk Density Powder Mixtures in a Coflow of Inert Gas. 1. The Ni–Al System // Intern. J. of Self-Propagating High-Temperature Synthesis (Int. J. SHS). 2008. Vol. 17, No. 2. Pp. 112–116.
  4. Кочетов Н. А., Сеплярский Б. С. Зависимость скорости горения от размера образца в системе Ni+Al // ФГВ. 2014. Т. 50, № 4. С. 29–35.
  5. Сеплярский Б. С. Природа аномальной зависимости скорости горения безгазовых систем от диаметра // Докл. РАН. 2004. Т. 396, № 5. С. 640–643.
  6. Vadchenko S.G. Gas Release during Combustion of Ti + 2B Films: Influence of Mechanical Alloying // Int. J. SHS. 2015. Vol. 24, No. 2. Pp. 90–93.
  7. Kochetov N. A. and Vadchenko S. G. Mechanically Activated SHS of NiAl: Effect of Ni Morphology and Mechanoactivation Conditions // Int. J. SHS. 2012. Vol. 21, No. 1. Pp. 55–58.
  8. Vadchenko S. G. Gas Release during Combustion of Ti + 2B Films: Influence of Mechanical Alloying // Int. J. SHS. 2015. Vol. 24, No. 2. Pp. 90–93.
  9. Руманов Э. Н., Мержанов А. Г. Влияние газифицирующейся инертной добавки на волну самораспространяющегося высокотемпературного синтеза // ФГВ. 1997. Т. 33, № 5. С. 25–32.
- 

УДК 544.452

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ГОРЕНИЯ ПОРОШКОВЫХ И ГРАНУЛИРОВАННЫХ СОСТАВОВ $Ti+xC$ ( $0.5 < x < 1$ )

**Б. С. Сеплярский, Р. А. Кочетков**

*Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН,  
г. Черноголовка, Россия*

Горение порошков переходных металлов в атмосфере активного газа или их смесей с неметаллами (углерод, бор) является эффективным способом синтеза различных керамических и композиционных материалов [1]. Особый интерес представляет система Ti–C, продукты горения которой (карбид, карбонитрид титана) могут иметь как самостоятельное применение, так и быть основой для широкого спектра композиционных материалов. В данной работе проводилось исследование закономерностей горения гранулированных и порошковых смесей  $Ti+xC$  ( $0.5 < x < 1$ ), помещенных в кварцевую трубку. Проведенные ранее нами исследования закономерностей горения гранулированной смеси  $Ti+0.5C$  [2] показали, что скорость горения гранулированной смеси в несколько раз выше порошковой того же состава. Однако было неясно, сохраняются ли полученные изменения скорости горения при увеличении доли углерода в системе до стехиометрического соотношения Ti+C. В работе [3] исследовались закономерности горения порошковых смесей  $Ti+0.5C$  и  $Ti+C$  в спутном потоке инертного газа. Проведенные эксперименты подтвердили основные выводы конвективно-кондуктивной модели горения гетерогенных конденсированных систем [4], а также показали, что при изменении состава от  $Ti+0.5C$  к  $Ti+C$  возрастает скорость горения порошковых смесей. Поэтому авторы статьи решили выяснить, возрастет ли синхронно

скорость горения гранулированных смесей или же останется прежней. Этот вопрос представляет научный интерес для выяснения механизмов распространения волны горения в гранулированных смесях. С теоретической точки зрения интерес к изучению горения гранулированных смесей вызван тем, что в этом случае существует отличная от "традиционных" представлений иерархия масштабов [1, 2, 5, 6]. Так, если для порошковой смеси рассматриваются обычно два характерных масштаба – размер реакционной ячейки, с которым сопоставляют размер самого крупного реагента (микро) и размер всей засыпки (макро), то при горении гранулированных смесей таковых масштабов уже три: микро, макро и мезо. Другим фактором отличия гранулированных смесей от порошковых является другой механизм передачи тепла в волне горения. Так, для порошковых смесей было показано, что в них реализуется конвективно-кондуктивный механизм горения (ККМГ) [4]. Согласно ККМГ основной перенос тепла в волне горения происходит за счет течения расплава наиболее легкоплавкого компонента (в данном случае титана) под действием сил поверхностного натяжения и перепада давлений примесных газов перед и за фронтом реакции, причем скорость течения расплава и есть видимая скорость горения. В гранулированных же смесях искусственно изменена структура пористой среды, поэтому течение расплава там ограничено размерами отдельных гранул (порядка 1 мм в условиях наших экспериментов). Скорость горения таких смесей зависит как от времени сгорания отдельных гранул, так и от времени передачи тепла от гранулы к грануле, в том числе за счет лучистого теплообмена. Сравнение закономерностей горения порошковых и гранулированных составов позволит сделать обоснованные выводы о влиянии гранулирования на механизм распространения волны горения в смесях  $Ti+xC$ . Можно ожидать, что грануляция приведет к уменьшению скорости горения из-за ухудшения условий теплопередачи от сгоревшего слоя гранул к несгоревшему, вызванному уменьшением площади контактов, и отсутствием конвективного теплопереноса.

Гранулирование проводилось путем протирания исходной порошковой смеси, смешанной с 4% раствором поливинилбутирала в этиловом техническом спирте, через сито с размером ячейки 1,25 мм. Затем частицы высушивались на воздухе в течение 10 ч и рассеивались на вибростите. В данной работе использовались полученные гранулы с размерами, лежащими в диапазоне 0,63–1,6 мм.

Внешний вид смеси до и после грануляции представлен на рис. 1.

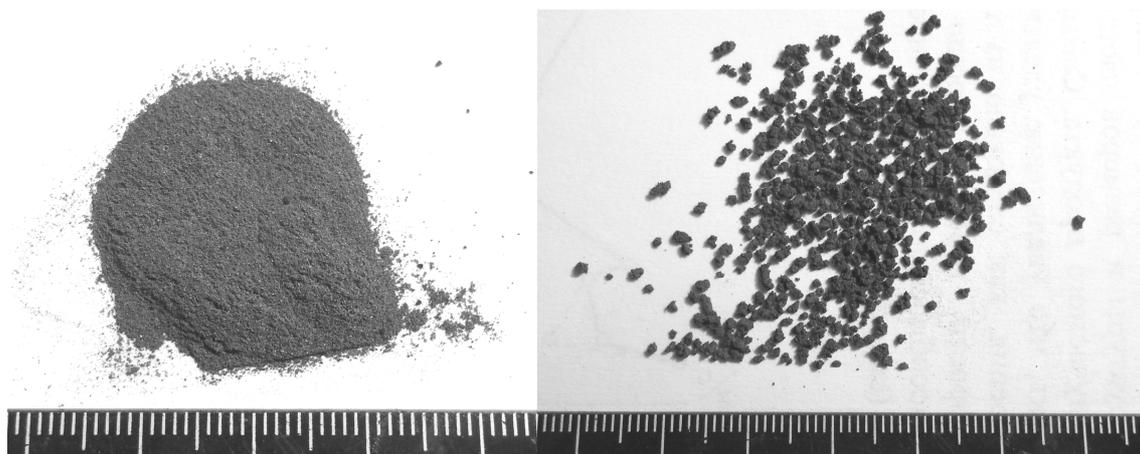


Рис. 1. Фотографии смеси до и после грануляции

Исследование закономерностей горения выполнялось на оригинальной экспериментальной установке [2]. Данная установка позволяет сжигать смеси как без продува, так и при продуве газовым потоком, измерять расход и давление газа в процессе горения, а также получать видеозаписи процесса горения. Скорость горения определяется на основании кадровой обработки видеозаписей процесса горения.

**Экспериментальные данные.** Предварительно были измерены насыпные плотности и коэффициенты газопроницаемости используемых смесей. Полученные данные приведены в табл. 1.

Таблица 1

Насыпные плотности смесей и их коэффициенты газопроницаемости

Состав смеси	Насыпная плотность, г/см <sup>3</sup>		Коэффициент газопроницаемости, Дарси	
	Порошок	Гранулы	Порошок	Гранулы
Ti+0,5C	1	0,77	3	22
Ti+0,75C	1	0,7	3	23
Ti+C	0,9	0,68	2,5	24

Как видно из данных таблицы, увеличение содержания углерода практически не влияет на проницаемость смесей. При этом коэффициент газопроницаемости гранулированных смесей почти на порядок выше, чем у порошковых.

В ходе проведенных исследований было установлено, что скорость горения порошковых смесей насыпной плотности при изменении состава смеси возрастает в 4 раза – с 4 мм/с (Ti+0.5C) до 16 мм/с (Ti+C) (рис. 2). Увеличение скорости горения насыпных порошковых составов может быть вызвано как увеличением температуры горения (рассчитанные в программе «Thermo» адиабатические температуры горения для составов Ti+0.5C, Ti+0.75C, Ti+C соответственно равны 2200 К, 2930 К, 3300 К), так и улучшением условий растекания титана по саже при увеличении ее содержания в смеси. Как показали эксперименты, скорость горения гранулированных смесей превышает скорость горения порошковых смесей того же состава в 2,5–3 раза (рис. 2) и меняется в пределах от 10 мм/с (Ti+0.5C) до 50 мм/с (Ti+C). Несмотря на более низкую насыпную плотность гранулированных смесей (табл. 1), их массовые скорости горения более чем в 2 раза превышают массовые скорости горения для аналогичных по составу порошковых смесей.

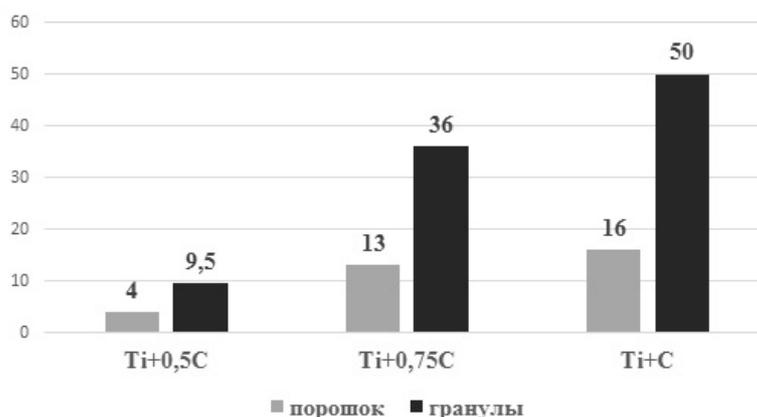


Рис. 2. Измеренные скорости горения порошковых и гранулированных смесей Ti+xC

Выше были приведены факторы, которые должны способствовать уменьшению скорости горения при переходе от порошковых к гранулированным смесям. Однако проведенные эксперименты показали, что скорость горения у гранулированных смесей выше, чем у порошковых. В чем же причина увеличения скорости горения? Первая причина такого увеличения – лучшие условия для отвода примесных газов из зоны горения: размер гранул (длина фильтрации) составляет примерно 1 мм, и такая засыпка обладает высокой газопроницаемостью (таблица), которая сохраняется как во время, так и после процесса горения [2, 5, 6]. В соответствии с конвективно-кондуктивной моделью [4] эти особенности

гранулированных смесей должны приводить к увеличению скорости горения как самих гранул и, как следствие, всей засыпки. Также, за счет увеличения характерного размера частиц, из которых состоит пористая среда, с нескольких десятков микрон (порошковая смесь) до миллиметра (в гранулированных смесях) на порядки увеличивается эффективная длина проникновения излучения и, следовательно, роль лучистого теплообмена в механизме распространения волны горения. Для проверки гипотезы о ведущей роли излучения в механизме распространения волны горения в гранулированных смесях было проведено сопоставление возрастания мощности излучения и скоростей горения гранулированных шихт при изменении содержания углерода в смеси. Относительное возрастание мощности излучения можно представить, как отношение рассчитанных температур горения в четвертой степени. Проведенное сопоставление относительного изменения лучистого потока и скорости горения при изменении состава смеси позволяют сделать вывод о ведущей роли излучения в механизме распространения волны горения для гранулированных смесей. Однако расчеты времени воспламенения несгоревшего слоя гранул лучистым потоком от ближайшего сгоревшего слоя гранул показал, что лучистый механизм теплообмена не может обеспечить наблюдаемую в экспериментах скорость горения.

Поэтому можно считать, что распространения фронта пламени в гранулированных смесях обеспечивается комбинацией лучистого и кондуктивного механизмов передачи тепла в волне горения.

### Литература

1. Мержанов А. Г., Мукасян А. С. Твердопламенное горение. М.: Торус Пресс, 2007. – 336 с.
2. Сеплярский Б. С., Тарасов А. Г., Кочетков Р. А. Экспериментальное исследование горения "безгазового" гранулированного состава  $Ti + 0.5C$  в спутном потоке аргона и азота // ФГВ. 2013. № 5. С. 55–63.
3. Сеплярский Б. С., Вадченко С. Г., Костин С. В., Брауэр Г. Б. Закономерности горения смесей  $Ti+0.5C$  и  $Ti+C$  насыпной плотности в спутном потоке инертного газа // ФГВ. 2009. № 1. С. 30–37.
4. Сеплярский Б. С. Природа аномальной зависимости скорости горения безгазовых систем от диаметра // Докл. РАН. 2004. Т. 396, № 5. С. 640–643.
5. Seplyarskii B. S., Kochetkov R. A., Rubtsov N. M. Coflow combustion of bulk-density and granulated Ni–Al mixtures // Int. J. of Self Propagating High Temperature Synthesis. 2015. Vol. 24, No. 3. Pp. 174–175.
6. Браверман Б. Ш., Максимов Ю. М., Цыбульник Ю. В. О возможности азотирования промышленных ферросплавов в потоке азотсодержащего газа // ФГВ. 2012. № 6. С. 87–88.

УДК 544.452

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ГОРЕНИЯ ПОРОШКОВЫХ И ГРАНУЛИРОВАННЫХ СОСТАВОВ $Ti+xC$ ( $0.5 < x < 1$ ) В ПОТОКЕ АРГОНА И АЗОТА

Б. С. Сеплярский, Р. А. Кочетков

*Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН,  
г. Черногловка, Россия*

В данной работе проводилось исследование закономерностей горения гранулированных и порошковых смесей  $Ti+xC$  ( $0.5 < x < 1$ ) в спутном потоке инертного (аргон) или активного (азот) газов, помещенных в кварцевую трубку.

Особый интерес с научной точки зрения представляет горение смесей  $Ti+xC$  ( $x > 0.5$ ) в потоке активного газа, так как из-за отсутствия теории горения гранулированных составов невозможно предсказать изменение скорости и закономерностей горения при увеличении содержания сажи в смеси. Ранее нами было показано, что при горении порошковых смесей  $Ti+0.5C$  в потоке азота наблюдается двухфронтная структура, причем скорость первого фронта (фронта карбидизации) определяется взаимодействием титана с углеродом, а второго (фронта азотирования) – взаимодействием непрореагировавшего в первом фронте титана с азотом [1, 2]. При этом скорость каждого из фронтов реакции, согласно работе [1], должна определяться своим механизмом распространения: для фронта карбидизации – конвективно-кондуктивным [3], а для фронта азотирования – фильтрационным [4]. Согласно термодинамическим расчетам, проведенным в программе «Термо», азот не вытесняет углерод из карбида титана. Поэтому можно ожидать, что при увеличении доли углерода в смеси пропадет второй фронт, так как большее количество титана прореагирует в первом фронте с углеродом с образованием карбида титана. Для гранулированных же составов  $Ti+0.5C$  было показано, что реакция взаимодействия азота с титаном играет ведущую роль в механизме распространения волны горения [2], так как фильтрующийся газ обеспечивает поджиг гранул с поверхности. В результате взаимодействия азота с титаном на поверхности гранул развивается высокая температура, что приводит к иницированию реакции титана с углеродом. Фронт этой реакции распространяется внутрь гранулы, в результате чего начинается интенсивное газовыделение из гранулы. Источником примесного газовыделения является как титан, так и продукты разложения поливинилбутираля [2, 5–7]. После сгорания гранулы примесное газовыделение прекращается, и фильтрующийся азот начинает поступать внутрь гранулы. Следовательно, горение гранулированной шихты  $Ti+0.5C$  в спутном потоке азота принципиально отличается от горения порошковой шихты в потоке азота [1]. Особый научный интерес вызывают закономерности горения состава  $Ti+C$  в азоте, для которого по данным термодинамических расчетов продуктом реакции является стехиометрический карбид титана. Следовательно, азот должен вести себя так же, как и инертный газ. С другой стороны, на основании данных работы [2] можно ожидать, что поток активного газа будет поджигать с поверхности гранулы и в дальнейшем не принимать участия в химической реакции, т. е. открывается возможность управления скоростью горения за счет потока активного газа практически без изменения химического состава продуктов. Также нельзя достоверно спрогнозировать закономерности горения порошковой смеси  $Ti+C$  в спутном потоке азота: например, можно ожидать, что в этом случае будет реализовываться нестационарный режим горения. Для того, чтобы ответить на эти и другие вопросы, нами были проведены экспериментальные исследования закономерностей горения порошковых и

гранулированных смесей  $Ti+0.5C$ ,  $Ti+0.75C$ ,  $Ti+C$  в потоке инертного (аргон) и активного (азот) газов при разных перепадах давлений. Сопоставление результатов экспериментов с потоками активного и инертного газов позволило разделить влияние конвективного теплопереноса фильтрующимся газом и химического взаимодействия азота с титаном на процесс горения. Сравнение же закономерностей горения порошковых и гранулированных составов в потоке газа при одинаковом перепаде давлений позволило сделать обоснованные выводы о влиянии гранулирования на механизм распространения волны горения в смесях  $Ti+xC$ .

Гранулирование проводилось путем протирания исходной порошковой смеси, смешанной с 4% раствором поливинилбутирала в этиловом техническом спирте, через сито с размером ячейки 1,25 мм. Затем частицы высушивались на воздухе в течение 10 ч и рассеивались на вибросите. В данной работе использовались полученные гранулы с размерами, лежащими в диапазоне 0,63–1,6 мм.

Исследование закономерностей горения выполнялось на оригинальной экспериментальной установке, подробно описанной в [2]. Данная установка позволяет сжигать смеси как без продува, так и при продуве газовым потоком, измерять расход и давление газа в процессе горения, а также получать видеозаписи процесса горения. Скорость горения определяется на основании покадровой обработки видеозаписей процесса горения. Для создания разности давлений на торцах образца, равной 1 или 2 атм, были использованы два способа: 1) подача газа осуществлялась с верхнего торца при давлении равном 2 атм, а на нижнем торце давление было равно 1 атм; 2) увеличенный перепад давлений (2 атм) и соответственно поток газа, через образец обеспечивался подключением к нижней части пробирки через газовую магистраль форвакуумного насоса, а на верхнем торце давление было равно 2 атм. Для краткости изложения в дальнейшем для случая 1) будем обозначать перепад как 2-1, а для случая 2 – 2-0.

**Результаты экспериментов.** Данные по изменению линейных скоростей горения порошковых смесей  $Ti+xC$  за счет потока газа представлены на рис. 1. Как видно из рисунка, спутный поток азота изменяет скорость горения порошковых смесей практически также, как и поток аргона. Следует также отметить, что для смеси  $Ti+C$  поток газа практически не оказывает влияния на скорость горения, что явилось несколько неожиданным результатом. По-видимому, в этом случае из-за высокой скорости горения смеси  $Ti+C$ , и соответственно высокой скорости примесного газовыделения, давление, создаваемое примесным газовыделением во фронте горения, становится большим внешнего перепада давления. Поэтому перепад давлений в 1 атм не оказывает влияния на скорость распространения волны горения.

Данные по изменению линейных скоростей горения порошковых смесей при наличии потока инертного газа сведены в гистограмму, представленную на рис. 2.

Если обратить внимание на абсолютные значения прибавки к скоростям горения за счет изменения потока газа, то видно, что они почти одинаковые для всех составов и, как правило, не превышают 5–6 мм/с. Проведенные авторами расчеты с использованием результатов теории фильтрационного горения [4] показали, что наблюдаемое в экспериментах увеличение скорости горения определяется, прежде всего, конвективным переносом тепла потоком фильтрующегося газа.

Данные по изменению линейных скоростей горения гранулированных смесей  $Ti+xC$  при наличии потока азота представлены на рис. 3. Анализируя данные, представленные на рис. 3, стоит отметить, что расчетное максимально возможное увеличение скорости горения гранулированных смесей за счет конвективного переноса тепла потоком азота для данных расходов газа составляет 4–5 мм/с при возрастании перепада давлений на одну атмосферу. Поэтому обнаруженное в экспериментах значение прибавки скорости горения при увеличении перепада давления нельзя считать вызванным только конвективным переносом тепла потоком азота, так как оно значительно больше 4–5 мм/с.

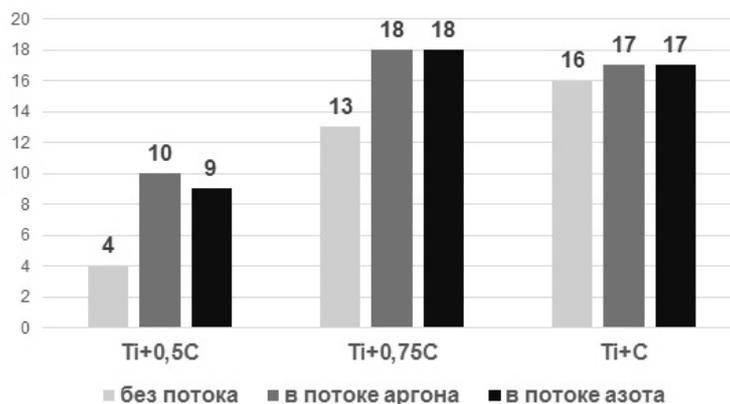


Рис. 1. Скорости горения порошковых смесей  $Ti+xC$  при различных условиях проведения экспериментов. Давление газа на верхнем торце образца равно 2 атм, на нижнем – атмосферному

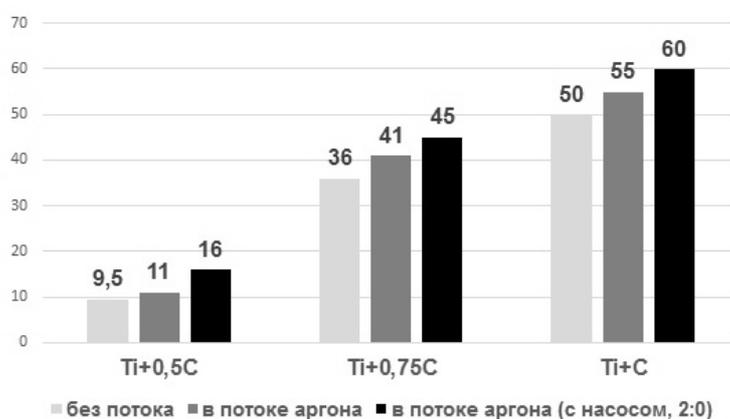


Рис. 2. Скорости горения гранулированных смесей  $Ti+xC$  в потоке аргона при различных условиях проведения экспериментов

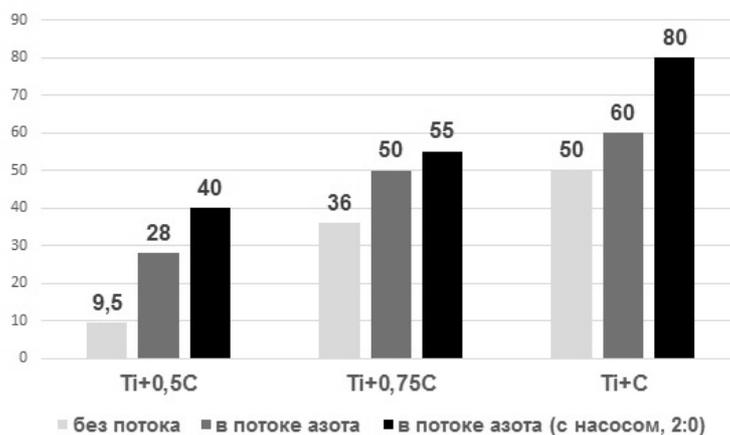


Рис. 3. Скорости горения гранулированных смесей  $Ti+xC$  в потоке азота при различных условиях проведения экспериментов

Полученные данные позволяют говорить о неравновесном механизме горения гранулированных смесей  $Ti+xC$  в спутном потоке азота, когда последовательность химических реакций в волне горения определяется особенностями кинетики взаимодействия титана с азотом и углеродом. Особенно ярко неравновесный механизм проявляется при горении смеси  $Ti+C$ , для которой по данным термодинамических расчетов продуктом реакции является только стехиометрический карбид титана. Следовательно, азот должен

вести себя так же, как и инертный газ. Однако проведенные экспериментальные исследования позволяют сделать вывод о том, что поток активного газа поджигает с поверхности гранулы и играет ведущую роль в механизме распространения волны горения. На основании проведенных исследований распространение фронта горения в засыпке из гранулированной шихты  $Ti+xC$  в спутном потоке азота можно представить себе следующим образом. Азот, фильтруясь через сгоревшие продукты, нагревается и воспламеняет поверхность гранул. На поверхности развивается высокая температура, что приводит к иницированию реакции  $Ti+C$ . Фронт этой реакции распространяется внутрь гранулы, в результате чего начинается интенсивное газовыделение из гранулы. После сгорания гранулы для смеси  $Ti+C$  процесс на этом заканчивается, а для смесей  $Ti+0.5C$ ,  $Ti+0.75C$  фильтрующийся азот начинает поступать внутрь гранулы. Следовательно, горение гранулированной шихты в спутном потоке азота для всех исследованных смесей принципиально отличается от горения порошковой шихты в потоке азота. Причиной такого кардинального изменения механизма распространения зоны реакции является с одной стороны, облегчение фильтрации газа через образец (макроуровень), а с другой, более трудный подвод газа к каждой частице полупродукта из-за необходимости фильтрации газа внутрь гранулы, т. е. появление мезоуровня.

### Литература

1. Сеплярский Б. С., Брауэр Г. Б., Тарасов А. Г. Закономерности горения «безгазовой» системы  $Ti+0.5C$  в спутном потоке азота // ФГВ. 2011. Т. 47, № 3.
2. Сеплярский Б. С., Тарасов А. Г., Кочетков Р. А. Экспериментальное исследование горения "безгазового" гранулированного состава  $Ti + 0.5C$  в спутном потоке аргона и азота // ФГВ. 2013. № 5. С. 55–63.
3. Сеплярский Б. С. Природа аномальной зависимости скорости горения безгазовых систем от диаметра // Докл. РАН. 2004. Т. 396, № 5. С. 640–643.
4. Алдушин А. П., Сеплярский Б. С. Распространение волны экзотермической реакции в пористой среде при продуве газа. // Докл. АН СССР. 1978. Т. 241, № 1. С. 72–75.
5. Костин С. В., Барзыкин В. В. Предел фильтрационно-диффузионного горения порошка титана в азоте при наличии дегазации // ФГВ. 2001. Т. 37, № 3. С. 58–63.
6. Tarasov A. G., Seplyarskii B. S., Barinov Yu. N., Semenova V. N. Self-purification effect at titanium carbonitride synthesis in combustion regime // Mendeleev communications. 2011. Vol. 21, No. 5. Pp. 289–290.
7. Сеплярский Б. С., Вадченко С. Г., Костин С. В., Брауэр Г. Б. Закономерности горения смесей  $Ti+0.5C$  и  $Ti+C$  насыпной плотности в спутном потоке инертного газа // ФГВ. 2009. № 1. С. 30–37.

УДК 544.452

## ГРАНУЛЯЦИЯ – ЭФФЕКТИВНЫЙ МЕТОД СТАБИЛИЗАЦИИ СКОРОСТИ И РЕЖИМА ГОРЕНИЯ В СВС ПРОЦЕССАХ

**Б. С. Сеплярский, Р. А. Кочетков**

*Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН,  
г. Черногловка, Россия  
sepl@ism.ac.ru*

Горение порошков переходных металлов в атмосфере активного газа или их смесей с неметаллами (углерод, бор) является эффективным способом синтеза различных керамических и композиционных материалов [1, 2]. Однако закономерности горения и, соответственно, состав и структура продуктов синтеза зависят как от внешних условий (например, влажности воздуха), так и от марки и чистоты реагентов, используемых в экспериментальных исследованиях и в полупромышленной СВС технологии [3, 4]. Поэтому актуальной задачей исследований в области СВС является разработка методов, позволяющих снизить влияние вышеупомянутых факторов на процесс горения и состав продуктов. В данной работе обобщены наши результаты по стабилизации скорости и режимов горения путем гранулирования исходной порошковой смеси.

Ранее для быстрогорящих порошковых СВС-систем ( $Ti+C$ ,  $Ti+0.5C$ ,  $Ni+Al$  и др. [5–7]) нами было показано, что в них реализуется конвективно-кондуктивный механизм горения (ККМГ) [8]. В соответствии с этим механизмом, конвективный перенос тепла вызван течением слоя расплава легкоплавкого реагента под действием капиллярных сил и перепада давлений примесных газов перед и за слоем расплава, причем скорость проникновения расплава в исходную шихту и есть видимая скорость распространения волны горения [8]. Важно отметить, что именно наличием слоя расплава с большим гидравлическим сопротивлением в рамках ККМГ объясняется сильное влияние примесного газовыделения на скорость горения. В соответствии с конвективно-кондуктивной моделью горения наличие влаги в составе исходной смеси можно рассматривать как источник примесных газов, сильно влияющих на скорость горения. Можно предположить, что изменение скорости горения при использовании различных марок сажи в смесях  $Ti+xC$  связаны с различной способностью сажи адсорбировать примесные газы [4].

Грануляция исходной смеси, в свою очередь, позволяет исключить образование плохо проницаемого слоя расплава в процессе горения шихты, который обеспечивает конвективный перенос тепла и сильное влияние примесного газовыделения на скорость горения [9, 10]. В этом случае процесс растекания расплава под действием капиллярных сил был ограничен размерами одной гранулы, так как искусственно изменена структура пористой среды. Такой прием обеспечивает высокую проницаемость исходной шихты как в процессе горения, так и после ее остывания, что, в соответствии с представлениями ККМГ должно уменьшить влияние выделяющихся примесных газов, в том числе паров воды, на скорость горения [2].

Гранулирование составов проводилось следующим образом: порошковая смесь перемешивалась в течение 30 мин в смесителе типа "пьяная бочка", к полученной смеси добавляли 4%-й по массе раствор поливинилбутирала в этиловом спирте. Полученная после смешения жидкой и твердой фазы масса перемешивалась и протиралась через сито. Затем полученные гранулы окатывались на горизонтальной поверхности для придания им сферической формы и высушивались на воздухе. Для экспериментальных исследований использовалась фракция с размером гранул от 0,63 до 2 мм.

Горение образцов проводилось в оригинальной экспериментальной установке, которая позволяет сжигать смесь при продуве газовым потоком, измерять расход и давление газа в процессе горения, а также получать видеозаписи процесса горения [3]. Инициирование процесса горения осуществлялось с верхнего торца засыпки с помощью электрического импульса, подаваемого на спираль. На основании покадровой обработки видеозаписей процесса горения определялась видимая скорость горения.

**Экспериментальные результаты.** Данные по изменению линейных скоростей горения  $Ti+0.5C$  за счет потока инертного газа при различном содержании влаги в исходной смеси для порошковой и гранулированной смесей представлены на рис. 1. Из приведенных на рисунке данных видно, что, если для порошковой смеси наличие или отсутствие влаги и продува газом оказывает сильное влияние на скорости горения (они меняются в несколько раз!), то для гранулированной – минимальное, изменение скоростей не превышает 28%! Также, согласно рентгенофазовому анализу, если в случае порошковой смеси фазовый состав продуктов реакции сильно отличался в зависимости от количества влаги в смеси и наличия продува инертным газом, то для гранулированной смеси фазовый состав продуктов синтеза был одинаковым вне зависимости от того, из «сухой» или «влажной» смеси они были сделаны и наличия или отсутствия продува аргоном.

Также были проведены эксперименты по исследованию влияния различных марок сажи (отличающихся своей способностью адсорбировать влагу) и титана на скорости горения (рис. 2). Как видно из данных, приведенных на рисунке, скорости горения порошковых смесей из разных марок сажи как без продува, так и при продуве аргоном различаются в несколько раз, в то время как скорости горения гранулированных смесей из этих же порошков оставались практически постоянными как без продува, так и при продуве аргоном. Таким образом, грануляция действительно позволяет нивелировать влияние различных марок сажи на скорость фронта горения и, тем самым, позволяет стабилизировать условия синтеза и состав получаемых продуктов!

В работе [9] было проведено исследование закономерностей горения порошковых и гранулированных смесей  $Ni+Al$  (никель ПНЭ-1 и алюминий АСД-4) насыпной плотности в условиях спутного потока газа. Показано, что эквимольная смесь этих порошков горит нестационарно, продув засыпки аргоном не приводит к изменению скорости и характера распространения фронта горения, который оставался нестационарным. Продув же азотом привел к увеличению средней скорости горения почти в два раза и изменению (увеличению) частоты колебаний. Такой характер горения нашел отражение во внешнем виде продуктов синтеза: полученный цилиндрический образец состоит из чередующихся светлых и темных полос.

Грануляция исходной смеси  $Ni+Al$  привела к кардинальному изменению режима горения – пульсации исчезли, горение распространяется в виде единого фронта, возросла скорость горения (рис. 3). Такое принципиальное изменение режима горения, по-видимому, связано с тем, что для гранулированных смесей процесс растекания расплава под действием капиллярных сил был ограничен размерами одной гранулы. Эти же причины, скорее всего, обуславливают тот факт, что гранулы сохраняют свои размеры в процессе горения и не спекаются друг с другом (после синтеза гранулированная шихта рассыпается на отдельные гранулы).

Значения скоростей горения порошковых и гранулированных смесей  $Ni+Al$  (никель ПНЭ-1 - алюминия АСД-4, никель ПНК-1 - алюминия АСД-4) по результатам работ [9, 10] показаны на рис. 3. Как видно из данных, приведенных на рисунке, скорости горения порошковых смесей из разных марок никеля различаются в несколько раз, в то время как скорости горения гранулированных смесей из этих же порошков оказались практически одинаковыми. Таким образом, грануляция действительно позволила нивелировать влияние

различных марок никеля на скорость фронта горения, и тем самым, позволяет стабилизировать условия синтеза и фазовый состав получаемых продуктов.

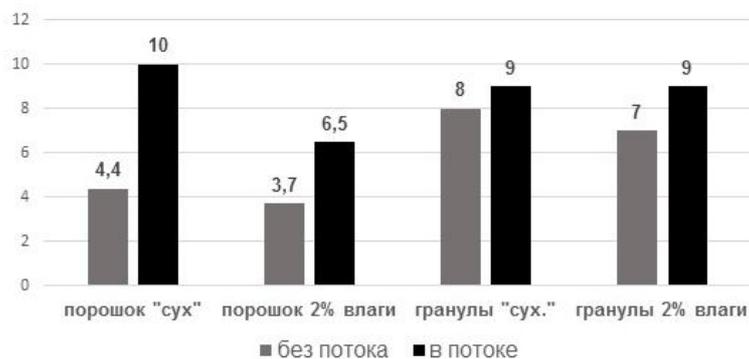


Рис. 1. Скорости горения порошковых и гранулированных смесей  $Ti+0.5C$  в зависимости от условий синтеза и количества влаги в исходной смеси

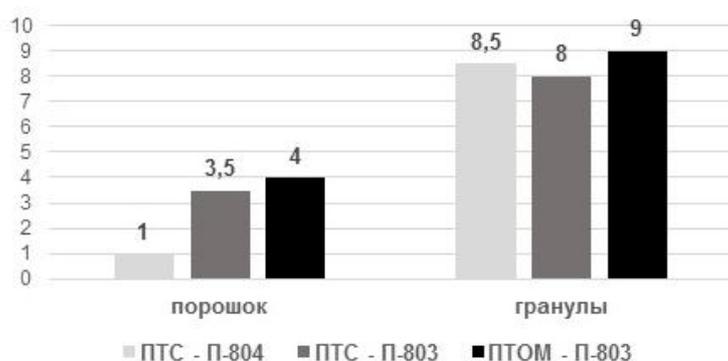


Рис. 2. Скорости горения порошковых и гранулированных смесей  $Ti+0.5C$  в зависимости от применяемых марок компонентов, мм/с

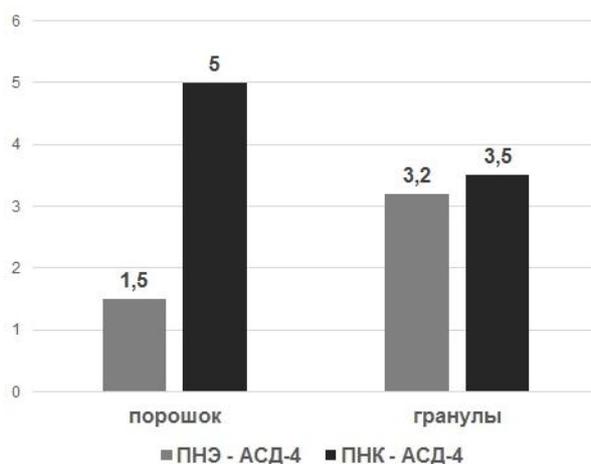


Рис. 3. Влияние марки никеля на скорости горения (мм/с) порошковых и гранулированных смесей  $Ni+Al$

Обобщая полученные данные можно сделать вывод, что для порошковых СВС смесей, горящих по конвективно-кондуктивному механизму, грануляция позволяет стабилизировать скорость горения смесей, режимы распространения зоны реакции и состав продуктов синтеза. Эти результаты открывают новые направления исследований и новые широкие возможности для разработки и усовершенствования технологий получения материалов путем СВС.

### Литература

1. Мержанов А. Г., Мукасян А. С. Твердопламенное горение. М.: Торус Пресс, 2007. – 336 с.
  2. Мержанов А. Г. Твердопламенное горение. Черногловка, ИСМАН, 2000. – 238 с.
  3. Найбороденко Ю. С., Касацкий Н. Г., Лавренчук Г. В. и др. Влияние термической обработки в вакууме на горение безгазовых систем // Горение конденсированных и гетерогенных систем. Матер. VI Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Черногловка, 1980. С. 74–77.
  4. Шкиро В. М., Боровинская И. П., Мержанов А. Г. Исследование реакционных свойств различных видов углерода при синтезе карбида титана методом СВС // Порошковая металлургия. 1979. № 3. С. 6–9.
  5. Сеплярский Б. С., Вадченко С. Г. Роль конвективного теплопереноса в процессах "безгазового" горения (на примере горения системы Ti+C) // Докл. РАН. 2004. Т. 399, № 1. С. 72–76.
  6. Сеплярский Б. С., Вадченко С. Г., Костин С. В., Брауэр Г. Б. Закономерности горения смесей Ti+0.5C и Ti+C насыпной плотности в спутном потоке инертного газа // ФГВ. 2009. № 1. С. 30–37.
  7. Сеплярский Б. С., Вадченко С. Г., Брауэр Г. Б., Костин С. В. Закономерности горения смесей Ni+Al насыпной плотности в потоке инертного газа // Хим. физика и мезоскопия. 2008. Т. 10, № 2. С. 135–145.
  8. Сеплярский Б. С. Природа аномальной зависимости скорости горения безгазовых систем от диаметра // Докл. РАН. 2004. Т. 396, № 5. С. 640–643.
  9. Seplyarskii B. S., Kochetkov R. A., Rubtsov N. M. Coflow combustion of bulk-density and granulated Ni–Al mixtures // Int. J. of Self Propagating High Temperature Synthesis. 2015. Vol. 24, No. 3. Pp. 174–175.
  10. Seplyarskii B. S., Kochetkov N. A., Kochetkov R. A. Burning velocity of bulk-density and pelleted Ni + Al mixtures: Influence of mechanical activation // Int. J. of Self Propagating High Temperature Synthesis. 2015. Vol. 24, No. 2. Pp. 95–97.
- 

УДК 621.669/66.091 + 66.022.5

### К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ РЕАКЦИОННОЙ СМЕСИ ПОСЛЕ МЕХАНОАКТИВАЦИИ НА ПРОЦЕССЫ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ ГОРЕНИИ ПОРОШКОВЫХ СИСТЕМ

Т. Л. Талако<sup>1</sup>, А. И. Лецко<sup>1</sup>, О. С. Рабинович<sup>2</sup>, Т. Ф. Григорьева<sup>3</sup>, Т. Ю. Киселева<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Институт порошковой металлургии, г. Минск, Беларусь

<sup>2</sup>Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

<sup>3</sup>Институт химии твердого тела и механохимии Сибирского отделения РАН,  
г. Новосибирск, Россия

<sup>4</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

Обсуждаются эффекты, связанные с изменением процессов тепловыделения, фазо- и структурообразования при горении порошковых систем в результате изменения структурного состояния реакционных смесей после их обработки в высокоэнергетических шаровых мельницах.

На примере порошковых систем Fe–25 мас.% Al и Fe–55 мас.% Al показано, что даже при существенном различии в характерах возможных реакций и их экзотермических эффектах аналогичные изменения в структуре порошковых композиций после механической обработки приводят к общим закономерностям изменения процессов тепломассообмена. Так, в обеих неактивированных системах заметное химическое взаимодействие начинается после появления жидкой фазы при эвтектических температурах ~645–655 °C (рис. 1). Механоактивация (МА) реакционных смесей обоих составов в мельницах различного типа приводит к появлению на ДСК-кривых дополнительных экзотермических пиков твердофазных реакций в диапазоне температур 380–540 °C (рис. 1), тепловой эффект которых зависит от режима МА. С увеличением энергонапряженности обработки количество энергии, выделившейся в процессе твердофазных реакций ( $\Delta H_1$ ), растет, а жидкофазных ( $\Delta H_2$ ) уменьшается. При этом суммарная выделившаяся энергия для всех рассмотренных режимов МА значительно выше по сравнению с неактивированными порошковыми смесями.

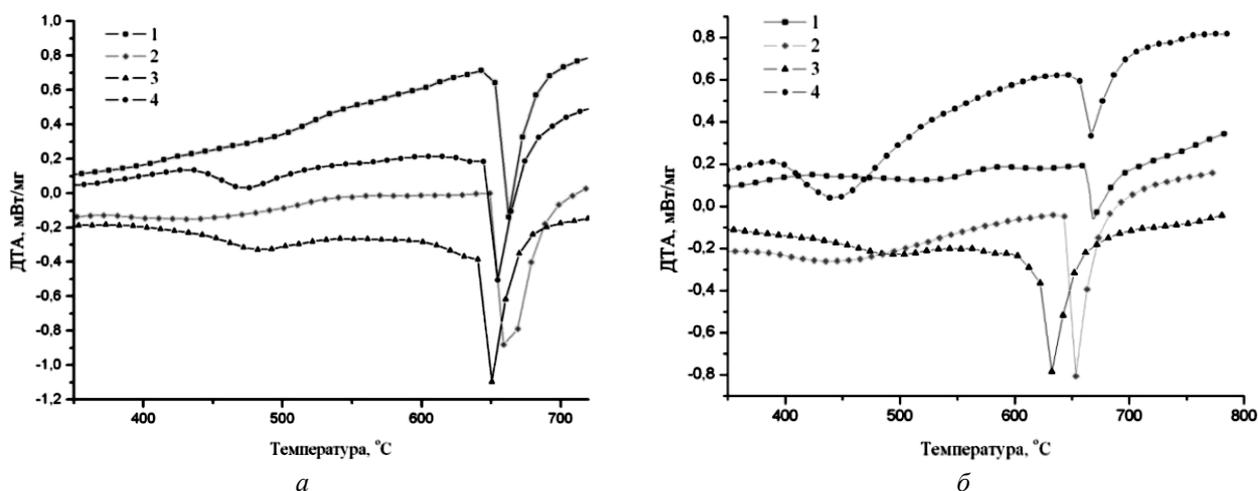


Рис. 1. ДСК-кривые порошковых смесей Fe–Al: а) Fe–55 мас.% Al; б) Fe–25 мас.% Al; 1 – без активации, 2 – МА-R10 (Retch PM400, 300 об/мин, 10 мин), 3 – МА-A120 (аттритор, 360 об/мин, 120 мин), 4 – МА-F10 (Fritsch PULVERISETTE 6, 520 об/мин, 10 мин)

При режимах МА, приводящих к преимущественному формированию отдельных чешуек железа и алюминия (рис. 2, режим МА-R10), пики твердофазных реакций в обеих системах размыты, а  $\Delta H_1$  несущественно по сравнению с основным пиком жидкофазных реакций, хотя общее количество выделившейся энергии  $\Delta H_{\text{общ}}$  значительно выше по сравнению с неактивированной шихтой (~148 Дж/г по сравнению с 98 Дж/г для Fe–55 мас.% Al и ~85 Дж/г по сравнению с 28 Дж/г для Fe–25 мас.% Al). При формировании в процессе МА композиционных частиц (рис. 2, режимы МА-A120 и МА-F10) относительная доля твердофазных реакций существенно увеличивается. Сравнительный анализ дифрактограмм образцов, ДСК-кривых и значений кажущейся энергии активации реакций позволяет считать, что в процессе твердофазных реакций в обеих системах формируются, главным образом, богатые алюминием интерметаллиды, причем в системе Fe–55 мас.% Al образуется преимущественно  $\text{Al}_{13}\text{Fe}_4$ , а в системе Fe–25 мас.% Al –  $\text{Fe}_2\text{Al}_5$ .

Формирование слоистых композитов Fe–Al с небольшим размытием межфазных границ в обеих системах обеспечивает устойчивое распространение волны горения в условиях, при которых они без активации не горят. Это обусловлено протеканием в приграничных областях твердофазных реакций с пониженной энергией активации. При измельчении реагентов в объеме композиционных порошковых частиц до наноразмера наблюдаются сильное снижение температуры и времени задержки зажигания, увеличение скорости горения. Близость параметров горения в реакционных смесях Fe–25 мас.% Al и

Fe–55 мас.% Al для одинаковых режимов МА (1150 °С и 2,5 мм/с для Fe–55 мас.% Al и 1097 °С и 2,3 мм/с для Fe–25 мас.% Al – режим МА-F10), по-видимому, объясняется тем, что в обеих системах ведущей реакцией горения является реакция образования интерметаллида  $Fe_2Al_5$  из элементов.

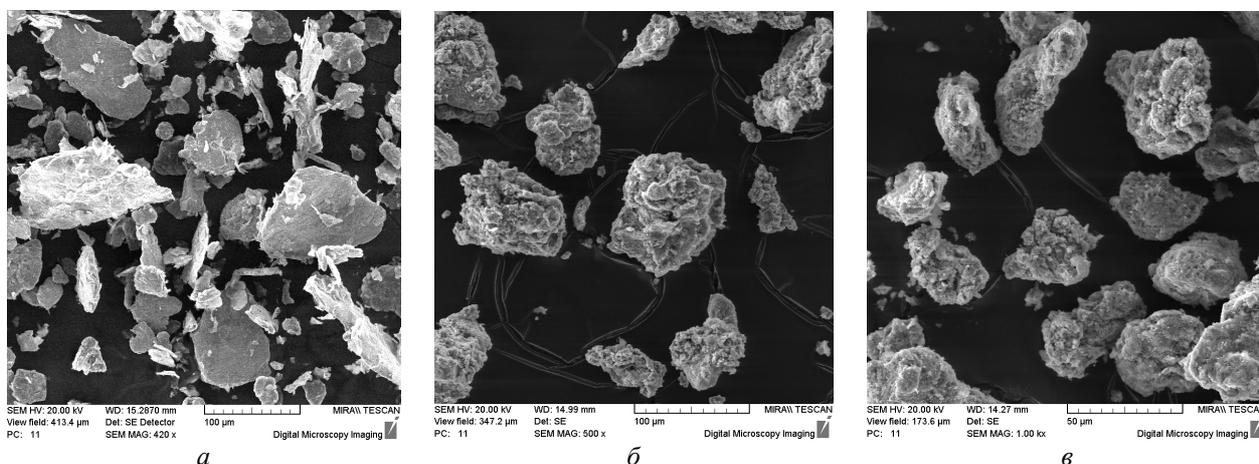


Рис. 2. Морфология поверхности порошковой смеси Fe–25 мас.% Al в зависимости от типа мельницы и режима МА: а) МА-R10 (Retch PM400, 10 мин), б) МА-A120 (аттритор, 120 мин); в) МА-F10 (Fritsch PULVERISETTE 6, 10 мин)

Представлены результаты численного моделирования распространения горения в порошковой смеси Fe–25 мас.% на основе микрогетерогенного подхода с учетом возможности протекания двух типов реакций с различными наборами кинетических параметров. Показано, что в смешанных системах существует критическая концентрация частиц, реагирующих по «твердофазному» механизму  $p_2$  (с пониженной энергией активации и более быстрой кинетикой), при которой наблюдается полное сгорание порошковых систем, которые без активации не горят (рис. 3). Существование критической концентрации смеси говорит о перколяционной природе рассмотренного изменения режима горения системы.

Обсуждаются возможности регулирования параметров горения в высокоэнтальпийных системах с металлотермическими реакциями путем двухступенчатой обработки материалов в высокоэнергетических шаровых мельницах. Отмечается, что формирование на первом этапе нанокмозитов двух металлов (восстановителя и разбавителя) с их последующей совместной обработкой с оксидом позволяет не только избежать интенсивного разброса материалов при СВС, но и реализовывать режимы низкотемпературного горения (тления) и самоотжига (рис. 4). Сильные изменения параметров и механизма процесса СВС в механоактивированных системах  $Fe_2O_3$ –Fe–Zr с увеличением продолжительности первого этапа МА до 30 мин связаны, в первую очередь, с диспергированием наноразмерных частиц циркония в железе, приводящим к уменьшению контактной поверхности циркония и оксида железа, снижению размера локальных областей саморазогрева в результате протекания металлотермической реакции и, следовательно, более быстрому рассеиванию тепла в объеме композиционных частиц, содержащих тугоплавкие компоненты, а также участию некоторой части циркония в реакциях образования интерметаллидов ( $Fe_2Zr$ ) и сложных оксидов с существенно меньшим тепловым эффектом.

Обсуждается роль размерного фактора и продуктов механохимического взаимодействия в изменении параметров горения и химических маршрутов при СВС. Показано, что использование наноразмерных рентгеноаморфных частиц  $SiO_2$  в реакционной смеси  $4Al$ – $3SiO_2$  не приводит к заметному снижению температуры поджига. Инициировать горение при комнатной температуре удастся лишь после формирования композиционных частиц  $Al/SiO_2$ . При этом химический маршрут при СВС зависит от степени диспергирования включений

SiO<sub>2</sub> в алюминиевой матрице. Присутствие достаточно крупных (микронных и субмикронных) агрегатов наноразмерных частиц SiO<sub>2</sub> приводит к взаимодействию формирующегося на начальной стадии СВС оксида алюминия с диоксидом кремния с образованием муллита. При диспергировании SiO<sub>2</sub> в алюминии до размера агрегатов порядка 55 нм наблюдается практически мгновенная (длительность существования жидкой фазы составляет ~1 с) одностадийная химическая реакция с образованием Si и α-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

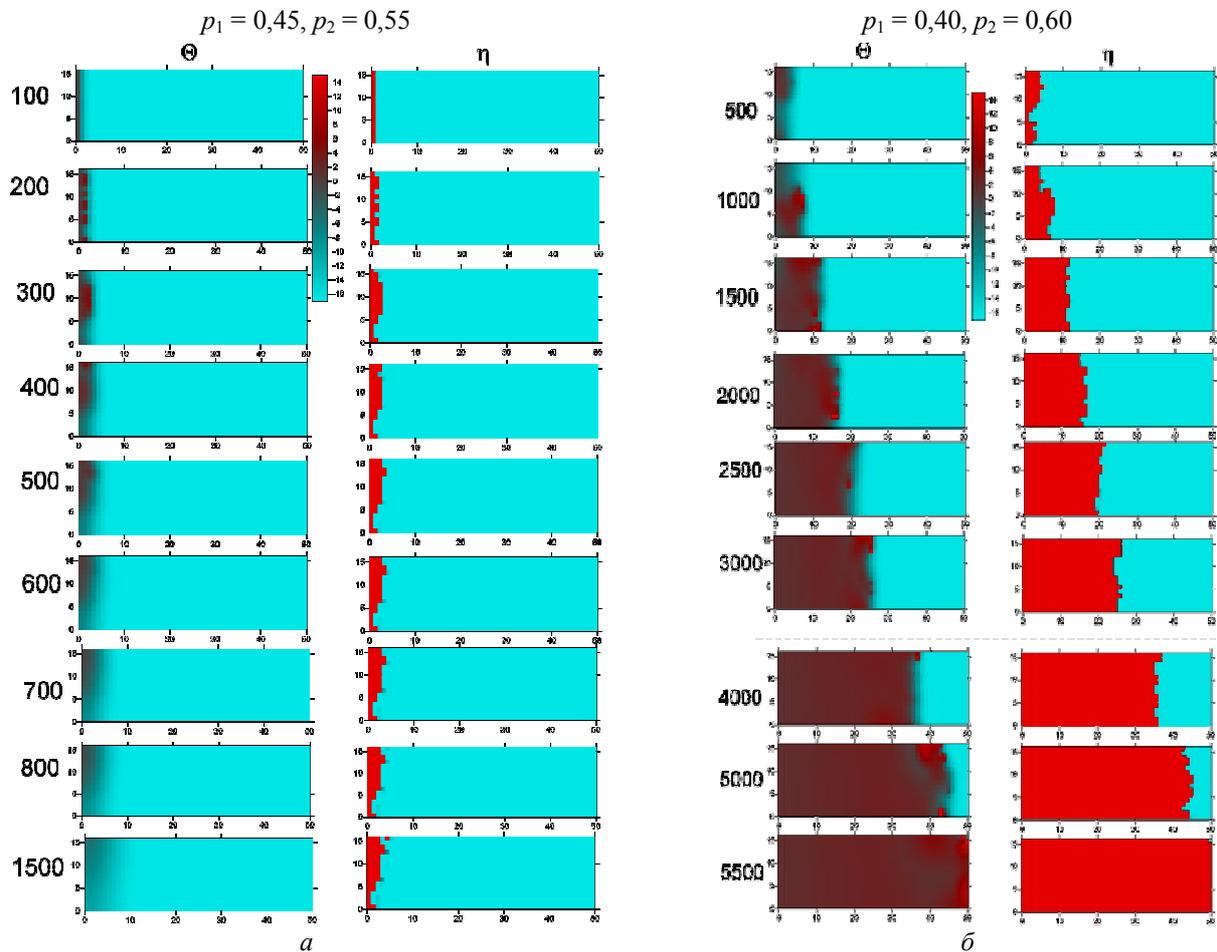


Рис. 3. Затухание горения (а) и полное сгорание (б) образца в смеси двух типов механоактивированных частиц с концентрациями  $p_1$  и  $p_2$ :  $\Theta$  – безразмерная температура (шкала температур приведена),  $\eta$  – степень конверсии частиц (красный цвет означает полное завершение реакции)

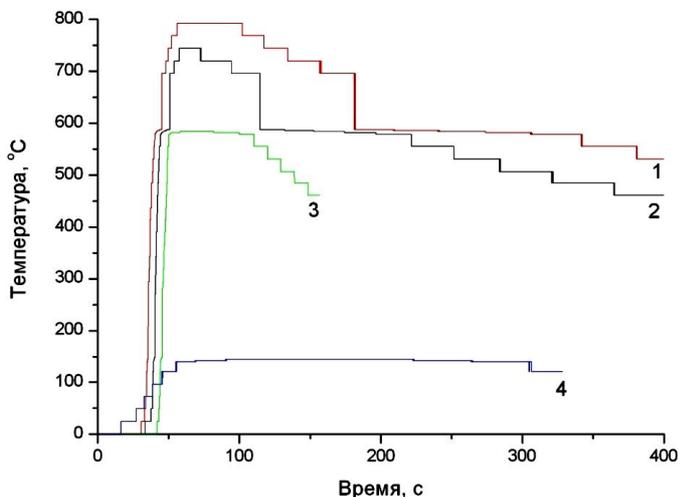


Рис. 4. Температурные профили СВС в реакционной системе Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Fe–Zr в зависимости от режима МА: 1 – I этап МА (1 мин) + II этап МА (2 мин); 2 – I этап МА (2 мин) + II этап МА (2 мин); 3 – I этап МА (4 мин) + II этап МА (4 мин); 4 – I этап МА (30 мин) + II этап МА (4 мин)

В реакционной смеси  $\text{BaO}_2\text{--}2,4\text{Fe}_2\text{O}_3\text{--}4,8\text{Fe}$  формирование на этапе МА неравновесного оксида  $\text{FeO}_{1-x}$  способствует образованию в продукте синтеза М-фазы со структурой магнетоплюмбита ( $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ ), структурным элементом которого он является, а формирование шпинельного оксида типа  $\text{Me}_3\text{O}_4$  на основе железа приводит к преимущественному образованию при МАСВС ортогональной фазы моноферрита бария ( $\text{BaFe}_2\text{O}_4$ ) со шпинельной структурой.

Формирующиеся в порошковых системах  $\text{Fe--Al}$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{--Al}$  и  $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{--Fe--Al}$  в процессе МА алюминиды железа способствуют кристаллизации соединений с подобной структурой при последующем СВС и обеспечивают возможность протекания дополнительных перитектических реакций взаимодействия богатых алюминием интерметаллидов с расплавом восстановленного железа с образованием  $\text{FeAl}$  и  $\text{FeAl}_2$  за фронтом горения.

В условиях преимущественного протекания при СВС твердофазных реакций в продуктах горения возможно сохранение неравновесных соединений, сформированных на этапе МА. В случае появления при СВС значительного количества жидкой фазы неравновесные соединения, как правило, растворяются, а их эффект может нивелироваться.

В общем случае изменение параметров структуры (размера и морфологических характеристик компонентов) и фазового состава порошковых композиций после обработки в высокоэнергетических мельницах позволяет достаточно эффективно регулировать параметры горения и химические маршруты при СВС при одинаковых условиях поджига.

УДК 661.961.11

## ТЕПЛОМАССОБМЕН ПРИ ПРОИЗВОДСТВЕ ВОДОРОДА В РЕАКЦИЯХ БОРОГИДРИДА НАТРИЯ С ВОДОЙ

**Б. А. Трошенькин, В. Б. Трошенькин**

*Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины,  
г. Харьков, Украина  
troshenkin@ipmach.kharkov.ua*

Как известно, для получения водорода в автономных условиях необходимы богатые энергией вещества, среди которых заметно выделяются борогидриды. Например, газопроизводительность борогидрида лития ( $\text{LiBH}_4$ ) составляет  $4,13 \text{ м}^3/\text{кг}$ , борогидрида натрия ( $\text{NaBH}_4$ ) –  $2,37 \text{ м}^3/\text{кг}$ . В то время как при взаимодействии алюминия с водным раствором едкого натра образуется лишь  $1,24 \text{ м}^3$  водорода на кг алюминия, а при взаимодействии кремния –  $1,59 \text{ м}^3/\text{кг}$ . В пользу данного выбора говорит также значительная сырьевая база производства борогидридов. Скопления бора встречаются в земной коре в виде кислородных соединений – борной кислоты ( $\text{H}_3\text{BO}_3$ ), кернита ( $\text{Na}_2\text{O} \cdot 2\text{B}_2\text{O}_3 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ ), буры ( $\text{Na}_2\text{O} \cdot 2\text{B}_2\text{O}_3 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ ), ашарита ( $\text{Mg}_2\text{B}_2\text{O}_5 \cdot \text{H}_2\text{O}$ ) и ряда других более сложных минералов. В настоящее время производство борогидридов лития и натрия освоено в промышленных масштабах.

Поскольку стоимость  $\text{LiBH}_4$  примерно в три раза выше стоимости  $\text{NaBH}_4$  и обращение с ним довольно опасно, то для получения водорода больше всего подходит  $\text{NaBH}_4$ .

Важными достоинствами борогидрида натрия являются его высокая термическая устойчивость и способность растворяться в воде.

Расходы на транспортирование водорода, находящегося в составе борогидрида натрия, значительно ниже, чем одинакового по массе количества жидкого водорода. Кроме того, жидкий водород крайне опасен в обращении.

Борогидрид натрия представляет собой белое кристаллическое вещество с границентрированной решеткой. Хорошо закупоренным он может храниться длительное время без разложения.

Гидролиз борогидрида натрия соответствует уравнению



Растворы его крайне чувствительны к действию воды, хотя следствием гидролиза является повышение щелочности, вызывающее рост стабильности, поэтому  $\text{NaBH}_4$  растворяется в холодной воде без обильного выделения водорода. Гидролиз борогидрида натрия усиливается с повышением температуры. Для полного разложения кристаллического  $\text{NaBH}_4$  водяным паром требуется температура 160 °С.

В присутствии катализаторов, в частности солей железа, кобальта и никеля возможно снижение температуры при сохранении достаточно высокой скорости выделения водорода. Сравнение каталитической активности выявило преимущество дихлорида кобальта перед другими типами катализаторов.

Состав продуктов реакции окончательно не установлен. Предполагают, что каталитической активностью обладает вещество эмпирического состава  $\text{Co}_2\text{B}$ , образующееся на начальной стадии реакции. Следует отметить, что противоречивость данных о продуктах реакции не позволяет установить тепловые и материальные балансы разрабатываемых установок, а также выполнить соответствующие термодинамические расчеты. Определение состава продуктов реакции – одна из задач настоящего исследования.

Можно отметить незначительный диапазон изменяемых параметров процесса: давления, температуры, концентрации борогидрида натрия в растворе, соотношения  $\text{NaBH}_4/\text{CoCl}_2$  и т. д.

Известные уравнения, обобщающие опытные данные, связывают скорость выделения водорода лишь с концентрацией иона  $\text{BH}_4^-$ , оставляя в стороне энергетические характеристики реакции. Исследователи также не обращают внимание на гидродинамику и тепломассообмен между фазами, что не дает возможности составить метод расчета реактора.

Поскольку реакция взаимодействия борогидрида натрия с водой относится к самопроизвольным процессам, то единственной ее причиной является снижение термодинамического потенциала (или энергии Гиббса). Если давление и температура в закрытой системе поддерживаются постоянными, то для расчета этой величины применяют формулу

$$\Delta G^\circ = \Delta H^\circ - T\Delta S^\circ. \quad (2)$$

По грубой аналогии с механикой величину  $\Delta G^\circ$  принимают за меру движущей силы реакции, тогда как факторы, тормозящие возможный процесс, могут быть приравнены к трению. Предварительная серия опытов, проведенных нами при изохорном процессе разложения  $\text{NaBH}_4$ , подтвердила данное положение: скорость реакции оказалась симбатна значениям энергии Гиббса [1].

Во время реакции происходит перестройка электронных оболочек атомов, участвующих в процессе. Таким образом, в качестве полезной работы фигурирует работа, связанная с переносом электрических зарядов, т. е. электрическая работа. На ее измерении в гальванических элементах и основан один из методов определения  $\Delta G^\circ$ . Если замкнуть гальванический элемент накоротко, то энергия химической реакции диссипирует, переходя в джоулеву теплоту в количестве  $\Delta H^\circ \approx \Delta G^\circ$ .

Так как величина  $\Delta G^\circ$  имеет размерность энергии, то в дальнейшем было введено понятие химического потенциала, имеющего размерность энергии, деленной на массу, выраженную, как правило, в молях.

Химические реакции на Земле проходят в гравитационном поле. Учет действия гравитационного поля на термодинамическую систему приводит к тому, что состояние термического равновесия уже не характеризуется постоянством температуры во всех точках системы. Возникновение разности температур между слоями подвижной среды, образующих систему, влечет за собой изменение их плотности и, как следствие, к появлению естественной циркуляции потоков. Этот эффект особенно заметен в испарителях и реакторах, где выравнивание температур сопровождается паро- и газообразованием.

Изложенный подход позволяет нам предположить линейную зависимость скорости реакции от химического сродства:

$$W = L^* \sum v_i \mu_i. \quad (3)$$

В первом приближении коэффициент  $L^*$  имеет смысл представить в виде зависимости

$$L^* = kRe^n. \quad (4)$$

Число Рейнольдса рассчитывают по методике, приведенной в работе [2]. Предложенная последовательность обобщения опытных данных открывает возможность оценки влияния энергии активации на скорость выделения водорода, что в свою очередь, позволяет более обоснованно рассчитать коэффициенты тепло- и массообмена.

Задачи исследования:

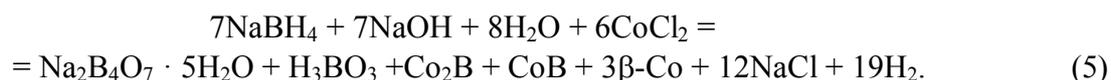
- расширить диапазон концентраций и количественных соотношений, участвующих в реакции компонентов; повысить температуру и давление в системе;
- оценить гидродинамику и тепломассообмен выделения водорода; определить состав и свойства продуктов реакции;
- усовершенствовать метод расчета реакторов.

Кинетические исследования выполнены на реакторе объемом  $1,13 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ . Основные опыты проведены на баллонном реакторе объемом  $0,2 \text{ м}^3$ .

Каждый изученный режим производства водорода обладает своими особенностями, но есть некоторые общие моменты, обсуждаемые ниже. Найдено, что при температуре  $170^\circ \text{C}$  10%-й раствор  $\text{NaBH}_4$  в 1,2*N* растворе  $\text{NaOH}$  выделяет водород со скоростью  $0,0374 \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с})$ , а полнота реакции достигает 99,1%.

Применение катализатора снижает температуру полного разложения  $\text{NaBH}_4$  до  $90^\circ \text{C}$ . Возрастание количества  $\text{CoCl}_2$  с 1 до 3% приводит к росту скорости выделения водорода в 2,16–4,6 раза.

По данным рентгеноструктурного анализа твердых продуктов реакции, полученных при массовом соотношении  $\text{NaBH}_4/\text{CoCl}_2$  равном 3:1, гидролиз протекает по уравнению



При соотношении реагентов 33:1 состав продуктов реакции изменяется.

Следует отметить, что в соответствии с уравнением (5) реагирует лишь часть  $\text{NaBH}_4$ , связанная с добавляемым  $\text{CoCl}_2$ . Основная же масса  $\text{NaBH}_4$  взаимодействует с водой в присутствии образующегося катализатора по уравнению (1). С повышением давления скорость реакции растет лишь до определенного предела. В данном случае вплоть до 1,5 МПа. При дальнейшем повышении давления наблюдается ее снижение.

Результаты опытов подтвердили возможность использования высококонцентрированных растворов борогидрида натрия для производства водорода. Термодинамические и кинетические данные реакции борогидрида натрия  $\text{NaBH}_4$  с водой при  $t = 90^\circ \text{C}$ :  $\Delta G' = -344$  кДж;  $\Delta G = -9053$  кДж/кг;  $W = 0,377 \cdot 10^3 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ;  $-L^* = 4,2 \cdot 10^8 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кДж})$ .

Величина  $\Delta G'$  рассчитана на формульное превращение. Значения удельной энергии Гиббса ( $\Delta G$ ) рассчитаны на 1 кг активной части вещества. Скорость выделения водорода отнесена к площади поверхности порошка образовавшегося катализатора. Коэффициент пропорциональности  $L^*$  при гидролизе борогидрида натрия по уравнению (1) подчиняется зависимости

$$L^* = 0,1 \cdot 10^{-6} \text{ Re}^{-0,09} (4 \cdot 10^4 < \text{Re} < 8 \cdot 10^5).$$

Отмеченное снижения коэффициента  $L^*$  с ростом диаметра аппарата (что отражает увеличение числа  $\text{Re}$ ) свойственно также большинству эргазлифтов.

Второе приближение является одновременно поверочным. Так, коэффициент  $L^*$  может быть представлен по аналогии с коэффициентом теплопередачи в виде

$$L^* = 1/(1/k + 1/\delta + 1/\beta),$$

$$k = ze^{-E/RT},$$

$$\beta = \alpha/(C_p \rho_p).$$

Коэффициент  $\alpha$  рассчитывают в следующей последовательности. Если тепловой эффект реакции обозначить через  $Q$ , то количество тепла, выделяющееся на единице поверхности катализатора за единицу времени, будет равно

$$q = QW.$$

Стационарный тепловой поток установится тогда, когда этот приход тепла станет равным количеству тепла, отводимому с единицы поверхности катализатора за единицу времени:

$$q = \alpha(T - T_0).$$

Такой подход позволяет по известным формулам для конвективного теплообмена рассчитать коэффициент  $\alpha_1$  в продольном потоке с учетом скольжения фаз. При этом определяющим размером становится диаметр частицы катализатора. Затем по аналогии Рейнольдса оценивают коэффициент  $\alpha_2$  в поперечном потоке. После чего по правилу аддитивности, изложенному в работе [3], находят значение суммарного коэффициента теплоотдачи  $\alpha$ .

Расхождение результатов первого и второго приближений может заключаться в том, что реакционная поверхность, как правило, не совпадает с поверхностью катализатора, в то время как теплообменная поверхность совпадает полностью. Таким образом, многое зависит от коэффициента хемосорбции  $\text{NaBH}_4$  и воды на поверхности катализатора.

Отметим, что поскольку накапливающийся метаборат натрия ( $\text{NaBO}_2$ ) снижает скорость реакции, то желательно заменить циркуляционный аппарат, например, на пленочный с пульсирующим распределительным устройством [4].

### Обозначения

$\Delta$  – изменение, возмущение конечной величины;  $G$  – энергия Гиббса,  $H$  – энтальпия,  $T$  – температура;  $S$  – энтропия;  $\Sigma$  – суммирование по всем фазам и веществам, участвующим в реакции;  $\nu$  – стехиометрическое число;  $L$  – эмпирический коэффициент;  $k$  – константа скорости реакции;  $n$  – постоянная;  $W$  – скорость выделения водорода,  $\text{Re}$  – число Рейнольдса

подъемного потока трехфазной смеси в реакторе;  $\delta$  – коэффициент хемосорбции реагентов на поверхности катализатора;  $z$  – предэкспоненциальный множитель;  $E$  – энергия активации;  $R$  – газовая постоянная;  $\beta$  – коэффициент массоотдачи;  $\alpha$  – коэффициент теплообмена между поверхностью катализатора и основной массой раствора;  $C$  – теплоемкость;  $\rho$  – плотность. Верхние индексы:  $^{\circ}$  – значения величин при нормальных условиях ( $P = 0,1$  МПа,  $T = 298$  К);  $*$  – действительное, экспериментальное значение. Нижние индексы:  $i$  – реагирующий компонент;  $p$  – величина относится к раствору;  $0$  – величина относится к окружающей массе раствора, в которую отводится тепло.

### Литература

1. Трошенькин Б. А., Долгих Т. Н., Олейник Т. Б. Тепломассообмен при выделении водорода в реакциях борогидрида натрия и алюминиевых сплавов с водой // Тепломассообмен-ММФ: Избр. докл. Минск: ИТМО им. А.В. Лыкова АН БССР, 1989. С. 153–160.
2. Трошенькин В. Б. Особенности расчета водородных генераторов // ИФЖ. 2010. Т. 83, № 1. С. 149–153.
3. Трошенькин Б. А., Янко С. В., Трошенькин В. Б. Объединение методов термодинамики необратимых процессов и диффузионной кинетики при расчете скорости горения угля // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии: Сб. науч. ст. Днепропетровск: Изд-во НППК «Триакоп», 2013. № 2(13). С. 48–55.
4. Трошенькин Б. А. Циркуляционные и пленочные испарители и водородные реакторы. Киев: Наукова думка, 1985. – 174 с.

УДК 662.612:32

## ПРЕДЕЛЫ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СИЛАНО-КИСЛОРОДНЫХ И СИЛАНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ

А. В. Федоров, Д. А. Тропин

*Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,  
г. Новосибирск, Россия*

Вопросы исследования химических превращений в силане в настоящее время являются важными как с точки зрения его взрыво- и пожаробезопасности, так и его использования в качестве промотора для топлив. Как известно, силан широко используется на предприятиях полупроводниковой и фотоэлектрической промышленности как один из источников кремния, который получается при сгорании силана. Известно, что силан – пирофорный газ, возгорание которого происходит при контакте с воздухом даже при комнатных условиях. Все это обуславливает его высокую пожароопасность и значительное внимание исследователей к вопросам моделирования явлений воспламенения и горения, протекающих с участием силана.

**Смесь силан – кислород при низких температурах.** Рассмотрим задачу о воспламенении смеси силана и кислорода ( $30\% \text{SiH}_4 + 70\% \text{O}_2$ ;  $\xi_{\text{SiH}_4} = 0,3$ ,  $\xi_{\text{O}_2} = 0,7$ ) при низких давлениях ( $p \in [0,2, 1]$  атм) и температурах ( $T \in [350, 500]$  К). Эта задача сводится к решению задачи Коши для системы кинетических уравнений Ч. Вестбрука [1], см. также исследование в [2, 3]. Для ее решения использовался решатель жестких систем обыкновенных дифференциальных уравнений RADAU5. Рассмотрим полученные данные. На рис. 1 представлены

кривые в плоскости ( $p$ ,  $T$ ), слева от которых нет воспламенения смеси, а справа воспламенение имеет место. Это так называемые "полуостровы воспламенения", которые получены по экспериментальным данным и расчетным путем. На рисунке представлены наши расчеты (кривая с круглыми маркерами), расчеты из работы С. Кондо [4] (штрихованная кривая) и расчеты из работы В. И. Бабушка [5]. А также экспериментальные данные Дж. Р. Хартмана, взятые из работ [4] (квадратные маркеры, назовем их «серия экспериментов 1») и [6] (треугольные маркеры, назовем их «серия экспериментов 2»). И, наконец, там же представлены экспериментальные данные П. С. Шантаровича [7] (сплошная кривая). Видно, что при давлениях менее 0.2 атм имеется значительное расхождение в экспериментальных данных Дж. Р. Хартмана, взятые по [4] и [6] (сравните квадраты и треугольники). Отметим, что серии экспериментов 1 и 2 дают не близкие данные по параметрам полуострова воспламенения.

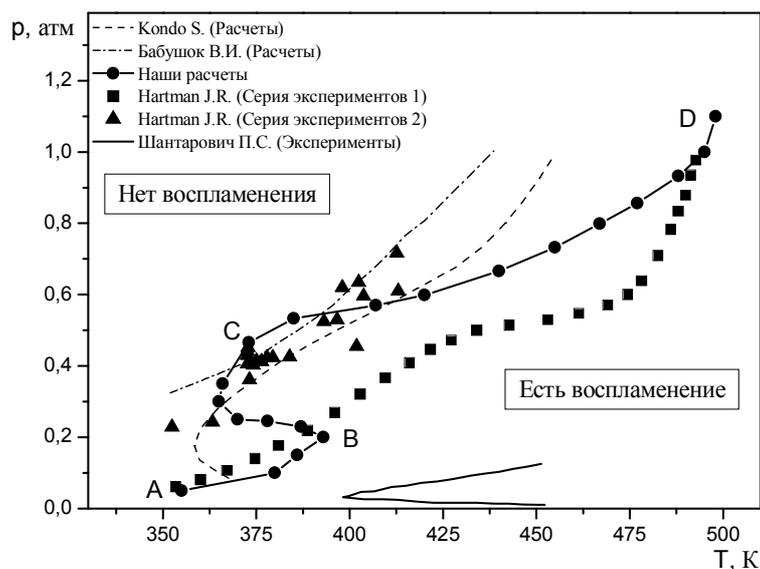


Рис. 1. Пределы воспламенения смеси 30% SiH<sub>4</sub> + 70% O<sub>2</sub>

Кроме того, оказалось, что расчеты С. Кондо (штрихованная кривая) [4] удовлетворительно описывают экспериментальные данные Хартмана Дж. Р. [6] (треугольники, серия экспериментов 2) и расходятся с серией экспериментов 1 (квадраты). Такое расхождение авторы объясняют тем, что не учитывают в кинетике обрыв цепочек реакций на стенках, т. е. гибель радикалов. Отметим, что в работе С. Кондо не приводилось сопоставление с данными Дж. Р. Хартмана (эксперимент 2), которое безусловно более выигрышно. Также видно, что расчеты по модели В. И. Бабушка [5] удовлетворительно описывают только серию экспериментов 2 и не описывают серию экспериментов 1. Кроме того, модель В. И. Бабушка описывает эксперименты 2 в диапазоне давлений 0.4–0.6 атм, при остальных давлениях эта модель дает значительное расхождение с серией экспериментов 2.

В то же время наши расчеты при низких давлениях (от 0.6 до 0.2 атм) и низких температурах (от 360 до 420 К) описывают серию экспериментов 2, а при более высоких параметрах (давление более 0.8 атм и температура более 420 К) приближаются к значениям из серии экспериментов 1. Тенденция сближения наших расчетных данных и данных эксперимента 1 начинается с давлений больших чем 0.6 атм. При давлениях менее 0.2 атм и температур меньших 360 К наши данные воспроизводят серию экспериментов 1, т. е. общим свойством полученного расчетного полуострова является то, что при различных давлениях описываются нижняя и верхняя части данных эксперимента 1 – Дж. Р. Хартмана, а в промежуточной области имеется переход от данных эксперимента 2 к данным эксперимента 1. Тем самым можно высказать предположение о возможном существовании

верхнего полуострова в виде кривой BCD и части АВ, соответствующей второму полуострову. Этот нижний полуостров напоминает полуостров П. С. Шантаровича, различаясь количественно. Кроме того, наклон кривой в наших расчетах соответствует наклону кривой в серии экспериментов 2 при давлениях выше 0.3 атм и ниже 0.2 атм. Таким образом кинетика [1] удовлетворительно описывает две серии экспериментальных данных в диапазоне давлений 0.05–1,1 атм и температур 350–500 К и позволяет обнаружить соответствующие верхние и нижние пределы воспламенения.

Следовательно, каких-либо особых преимуществ в описании пределов воспламенения более массивными моделями [4, 5] (196 и 440 прямых и обратных реакций) нет. В различных диапазонах параметров модель Вестбрука вполне удовлетворительно справляется с описанием изучаемого процесса. В ее пользу говорит экономичность (всего 140 прямых и обратных реакций).

**Смесь силан – воздух.** На рис. 2 представлены пределы воспламенения смесей силан-воздух (стехиометрическая и богатые смеси). На рисунке зависимости пронумерованы в порядке возрастания доли силана в смеси. Видно, что при атмосферном давлении ( $p \sim 1$  атм) стехиометрическая силано-воздушная смесь воспламеняется при температуре порядка 600 К. Небольшое увеличение количества силана в смеси до  $\xi_{\text{SiH}_4} = 0,189$  приводит к смещению предела воспламенения в сторону более высоких температур. Дальнейший рост количества силана в смеси до  $\xi_{\text{SiH}_4} = 0,317$  приводит к смещению предела воспламенения в область более низких температур и воспламенение при атмосферном давлении происходит при температуре около 560 К. Более богатые силаном смеси ( $\xi_{\text{SiH}_4} > 0.317$ ) имеют пределы воспламенения при больших температурах ( $T > 560$  К), т. е. предел в таких смесях сдвинут вправо относительно предела воспламенения смеси  $2\text{SiH}_4 + \text{Air}$  ( $\xi_{\text{SiH}_4} = 0,317$ ). Возможно, это вызвано тем, что концентрация кислорода становится весьма малой, из-за чего в процессе воспламенения возникает небольшое количество кислородосодержащих радикалов. Такие радикалы являются некими "катализаторами", возбуждающими распад и дальнейшее окисление силана. Так, в работе [4] было численно показано, что наличие водяного пара в смеси в количестве большем некоторого предельного значения побуждает воспламенение смеси силан-кислород. Позже в работе [8] в экспериментах по выдуву силана в воздух было показано, что добавление капли воды объемом 10 мкл приводит к быстрому воспламенению силано-воздушной смеси.

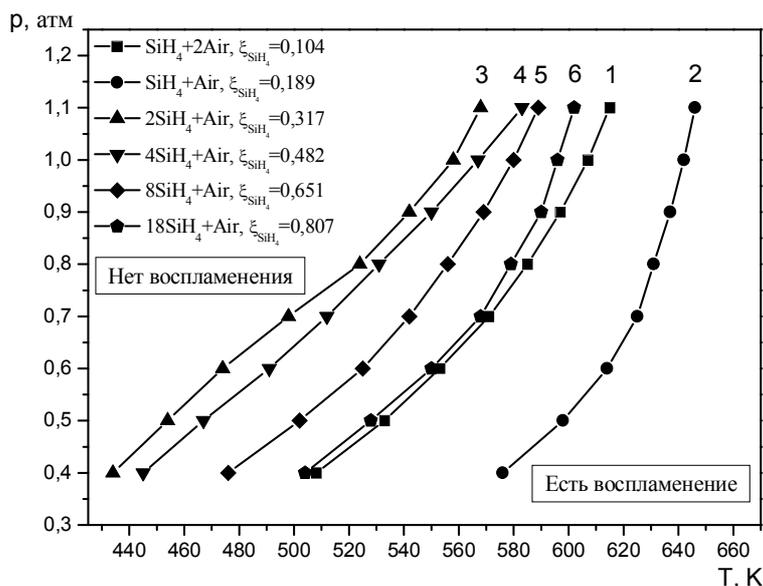


Рис. 2. Пределы воспламенения силано-воздушной смеси.  $\xi_{\text{SiH}_4} = 0,189$

Таким образом, при увеличении концентрации силана в смеси выше стехиометрии имеется немонотонное изменение пределов воспламенения (рис. 3): незначительное увеличение количества силана (до  $\xi_{\text{SiH}_4} = 0,189$ ) приводит к увеличению предельных температур воспламенения, значительное увеличение приводит сначала к уменьшению предельных температур воспламенения (до  $\xi_{\text{SiH}_4} = 0,317$ ), а затем – их увеличению ( $\xi_{\text{SiH}_4} > 0,317$ ).

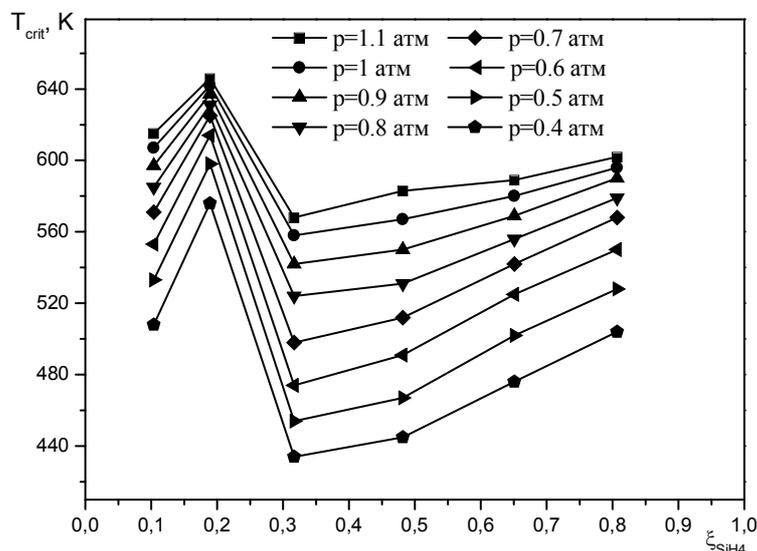


Рис. 3. Зависимость предельной температуры воспламенения от концентрации силана в силано-воздушной смеси при различных давлениях

### Выводы

Найдены пределы (верхние и нижние) воспламенения в виде S-образной кривой ABCD в смеси силан–кислород при давлениях от 0.05 до 1.1 атм и температурах от 350 до 500 К на основе экономичной модели химической кинетики Ч. Вестбрука [1]. Кроме того, полученные данные более адекватно описывают серию экспериментов 1 Дж. Р. Хартмана, по сравнению с более массивными расчетными моделями В. И. Бабушка, С. Кондо.

Определены пределы воспламенения силано-воздушной смеси в диапазоне давлений от 0.4 до 1.1 атм и температур от 430 до 640 К. Выявлено влияние состава смеси силан–воздух на пределы воспламенения. Показано, что при увеличении доли силана в такой смеси изменение предельных температур воспламенения немонотонно.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 15-08-01947-а) и проекта РНФ №16-19-00010.

### Литература

1. Britten J. A., Tong J., Westbrook C. K. A Numerical Study of Silane Combustion // Twenty Third Sympos. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, The Combustion Institute, 1990. Pp. 195–202.
2. Тропин Д. А., Федоров А. В. Расчет пределов воспламенения смесей силан–кислород и силан–воздух // ФГВ. 2016. Т. 52, № 1.
3. Тропин Д. А., Федоров А. В. Физико-математическое моделирование воспламенения и горения силана в проходящих и отраженных ударных волнах // ФГВ. 2015. Т. 51, № 4. С. 37–45.
4. Kondo S., Tokuhashi K., Takahashi A., Kaise M. A Numerical Study of Low Temperature Silane Combustion // Combustion Science and Technology. 2000. Vol. 159. Pp. 391–406.

5. Babushok V. I., Tsang W., Burgess D. R. jr., Zachariah M. R. Numerical study of low- and high-temperature silane combustion // Twenty-Seventh Sympos. (Intern.) on Combustion. The combustion institute, 1998. Pp. 2431–2439.
  6. Hartman J. R., Famil-Ghiriha J., Ring M. A., O'Neil H. E. Stoichiometry and Possible Mechanism of SiH<sub>4</sub>-O<sub>2</sub> Explosions // Combustion and Flame. 1987. Vol. 68. Pp. 43–56.
  7. Shantarovich P. S. Acta Physicochim URSS, 1937.
  8. Chen J.-R., Tsai H.-Y., Wang S.-W., Wu S.-Y., Ngai E.Y., Huang K. P.-P. Ignition Characteristics of Steady and Dynamic Release of Pure Silane into Air // Combustion, Explosion and Shock Waves. 2010. Vol. 46, No. 4. Pp. 391–399.
- 

УДК 536.24.533

## ПРОЦЕССЫ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ГОРЕЛОЧНЫХ УСТРОЙСТВАХ С ЭШЕЛОНИРОВАННЫМ РАСПОЛОЖЕНИЕМ СТАБИЛИЗАТОРОВ ПЛАМЕНИ

**Н. М. Фиалко, Ю. В. Шеренковский, В. Г. Прокопов, С. А. Алешко,  
Н. О. Меранова, Н. П. Полозенко**

*Институт технической теплофизики НАН Украины, г. Киев, Украина*

Одним из эффективных способов сжигания топлива является, как известно, организация процесса горения в системах стабилизаторов пламени. Среди различных вариантов реализации горения в системах такого типа выделяется сжигание топлива в так называемых эшелонированных решетках стабилизаторов, т. е. при том или ином смещенном расположении стабилизаторов друг относительно друга вдоль по потоку. Благодаря применению различным образом эшелонированных стабилизаторных решеток возможно обеспечение формирования требуемых для конкретных ситуаций температурных полей в зоне горения. Наряду с этим эшелонирование является также одним из методов устранения спонтанного нарушения симметрии течения в системе стабилизаторов пламени, которое наблюдается при достаточно высокой степени загромождения стабилизаторами проходного сечения канала. К тому же применение эшелонирования позволяет несколько снизить потери давления в стабилизаторном горелочном устройстве.

Согласно выполненному анализу специальные исследования по данной тематике практически ограничиваются основополагающими работами Б. В. Раушенбаха, И. В. Беспалова и др. (см., например, [1]). При этом они относятся лишь к отдельным аспектам рабочих процессов горелочных устройств с эшелонированными решетками стабилизаторов пламени и далеко не исчерпывают потребности их конструирования и эксплуатации.

Данная работа посвящена установлению закономерностей течения, смесеобразования и формирования температурных полей в горелочных устройствах стабилизаторного типа со струйной подачей газообразного топлива в сносящий поток воздуха в условиях эшелонированного расположения стабилизаторов пламени.

На рис. 1 представлена принципиальная схема рассматриваемого стабилизаторного горелочного устройства. Решетка плоских стабилизаторов пламени располагается в канале данного устройства, на вход которого подается воздух. Подлежащий сжиганию газ через систему отверстий в боковых стенках стабилизатора поступает непосредственно на горение внедрением в сносящий поток воздуха.

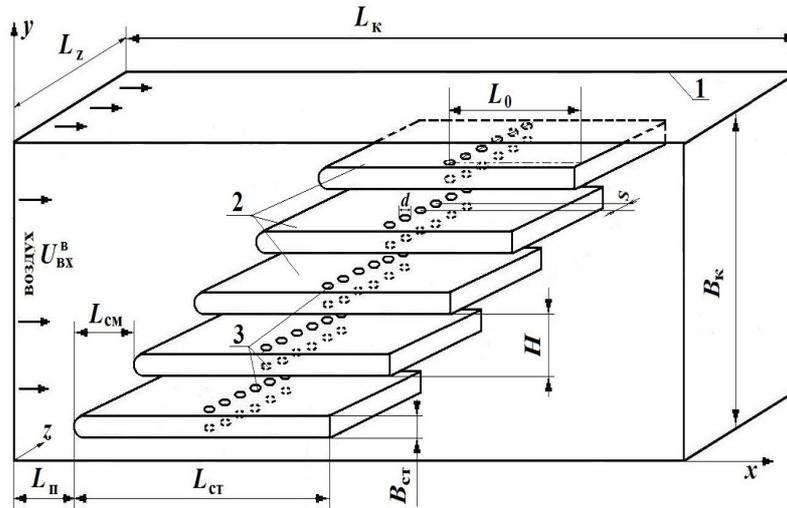


Рис. 1. Схема горелочного устройства с лестнично-эшелонированной стабилизаторной решеткой: 1 – плоский канал; 2 – стабилизаторы пламени; 3 – газоподающие отверстия

В работе в качестве методов исследования использовалось компьютерное моделирование и натурный эксперимент. Что касается компьютерного моделирования, то здесь особое внимание уделялось специальным методическим исследованиям, посвященным выбору подхода к моделированию турбулентных течений в рассматриваемой физической ситуации. Приводятся результаты сравнительного анализа эффективности применения метода решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса в нестационарной постановке URANS и гибридного метода отсоединенных вихрей DES [2–4]. Выполненные исследования показали, что при использовании DES подхода обеспечивается существенно лучшее согласование экспериментальных и расчетных данных, чем в случае применения подхода URANS. В результате выполненных исследований установлено также, что в рамках DES подхода решение значительно менее чувствительно к применяемой модели турбулентности. На основе сопоставления полученных расчетных и экспериментальных данных обосновано использование для DES подхода  $k-\epsilon$  realizable модели турбулентности.

При компьютерном моделировании исследованию подлежали закономерности течения в горелочных устройствах с лестнично эшелонированным расположением стабилизаторов пламени в условиях холодного потока и горения. Как показали результаты исследований, картина течения в сопоставляемых ситуациях является существенно различной, что, как очевидно, в большой мере связано с тепловым расширением газов при горении. Так, в условиях горения в сравнении с изотермическим течением имеет место противоположный характер перераспределения расходов воздуха в каналах эшелонированной решетки. В табл. 1 для решетки, состоящей из трех стабилизаторов пламени, в качестве примера приведены соответствующие данные, отвечающие следующим значениям исходных параметров:  $U_{\text{BX}}^{\text{B}} = 6,8$  м/с;  $U_{\text{BX}}^{\text{r}} = 24$  м/с;  $L_{\text{п}} = 0,2$  м;  $L_{\text{ст}} = 0,215$  м;  $L_{\text{к}} = 1,5$  м;  $H = 0,075$  м;  $B_{\text{к}} = 0,225$  м;  $B_{\text{ст}} = 0,03$  м;  $L_{\text{см}} = 0,06$  м;  $L_0 = 0,05$  м;  $d = 0,0043$  м;  $S/d = 3,72$ ;  $t_{\text{BX}}^{\text{B}} = t_{\text{BX}}^{\text{r}} = 15^{\circ}\text{C}$ ; топливо – природный газ (нумерация каналов в таблице ведется от нижней поверхности горелочного устройства). Как видно, в изотермических условиях в каналах решетки, прилежащих к первому по потоку стабилизатору, средние скорости заметно превышают их значения в каналах, прилежащих к последнему по потоку стабилизатору. В условиях горения наблюдается обратная картина. Это обусловлено значительным повышением статического давления в закормовых областях стабилизаторов и, прежде всего, за первым из них по потоку.

Согласно данным, приведенным в табл. 1, при изотермическом течении средняя скорость в первом по потоку пристеночном канале оказывается выше, чем во втором по

потoku пристеночном канале на 18%. В условиях горения, напротив, данная скорость оказывается выше во втором пристеночном канале по сравнению с первым по потоку каналом на 25%.

Таблица 1

Средние значения продольной составляющей  $U_x$  вектора скорости (м/с) в каналах лестнично эшелонированной решетки стабилизаторов при горении и в условиях изотермического течения

Условия течения	Номер канала			
	I	II	III	IV
Неизотермические (горение)	9,3	11,1	12,5	11,6
Изотермические	11,8	12,2	10,9	10,0

Результаты компьютерного моделирования свидетельствуют также о том, что в изотермических и неизотермических условиях существенно отличаются протяженности зон обратных токов  $L_{от}$  в закормовых областях стабилизаторов и максимальные по модулю величины скоростей  $U_{max}$  в этих зонах. Как показали полученные данные, значения  $L_{от}$  при горении несколько увеличиваются, что связано с повышением статического давления в закормовых областях. Что же касается указанных максимальных значений скорости, то они повышаются в условиях горения весьма существенно. Так, для приведенного выше примера за разными стабилизаторами величины  $U_{max}$  возрастают в 1,6–1,8 раза.

Согласно полученным данным при горении уровни пульсаций скорости в закормовых областях стабилизаторов существенно выше, чем в случае холодного потока. При этом размеры зон с повышенным уровнем пульсаций скорости заметно возрастают.

Проведенные исследования показали, что за счет эшелонирования стабилизаторов достигается снижение потерь давления в горелочном устройстве. Для рассматриваемых условий это снижение составило 12% и 8% соответственно при изотермическом и неизотермическом течении.

В работе выполнен комплекс исследований процессов смесеобразования топлива и окислителя при лестнично-эшелонированном расположении стабилизаторов пламени. Установлено, что в рассматриваемых условиях реализуется благоприятная картина смесеобразования, так что в зонах циркуляционного течения за стабилизаторами содержание метана находится в концентрационных пределах воспламенения. Особое внимание было уделено исследованию закономерностей влияния на характеристики течения, смесеобразования и формирования температурных полей в зоне горения таких факторов, как величина шага смещения  $L_{см}$  стабилизаторов друг относительно друга по потоку, коэффициент загромождения  $k_f$  стабилизаторами проходного сечения канала, коэффициент избытка воздуха  $\alpha$  и пр. В ходе исследований значения шага смещения  $L_{см}$  изменялись в диапазоне от 0,03 до 0,120 м, коэффициент  $k_f$  – от 0,3 до 0,6, величина  $\alpha$  – от 1,1 до 1,4. По результатам выполненных исследований показано, что изменение указанных параметров является эффективным средством воздействия на формирование скоростных, концентрационных и температурных полей в горелочных устройствах рассматриваемого типа.

Что касается исследования температурных полей в зоне горения, то здесь большой интерес для энергетической практики представляет ситуация, когда требуется смещение ядра факела к одной из стенок амбразуры. Такая необходимость имеет место, например, для ряда типов котлоагрегатов в целях дополнительного подогрева захоложденного пода котла (ТВГ, ПТВМ, ДКВР и др.). Проведенные исследования показали, что для реализации указанных условий целесообразным является применение лестничного эшелонирования стабилизаторов пламени.

На рис. 2 в качестве примера представлено полученное в результате компьютерного моделирования поле температур в продольном сечении горелочного устройства с лестнично эшелонированной решеткой, состоящей из четырех стабилизаторов пламени. Как видно, на некотором удалении от решетки повышенные уровни температуры имеют место в нижней части канала за первым по потоку стабилизатором. Так, на расстоянии 0,35 м от нее отличие средних значений температуры за первым и четвертым по потоку стабилизатором составляет примерно 400 °С. Обращает на себя внимание также тот факт, что непосредственно за стабилизаторами наблюдается обратная картина. За первым по течению стабилизатором температура оказывается наиболее низкой и последовательно повышается от первого к четвертому стабилизатору. Такой характер изменения температуры обусловлен описанным выше эффектом перераспределения расходов воздуха в каналах лестнично эшелонированной решетки в условиях горения по сравнению с неэшелонированной решеткой.

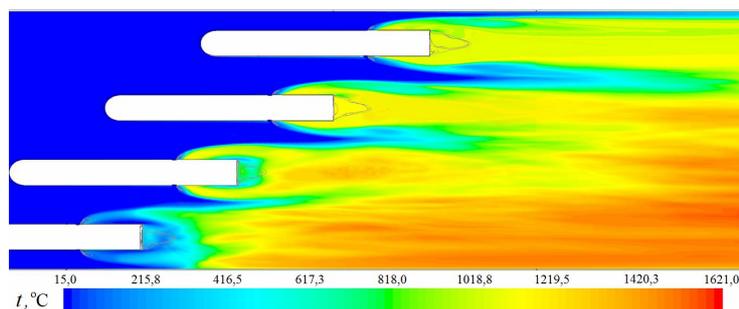


Рис. 2. Поле температур в продольном сечении, проходящем через центры газоподающих отверстий для лестнично эшелонированной решетки стабилизаторов пламени

Рис 3. иллюстрирует результаты выполненных экспериментальных исследований температурных полей в зоне горения при сжигании пропан-бутана в решетке, состоящей из трех стабилизаторов пламени. Эксперименты проводились при следующих условиях:  $L_{\text{п}} = 0,86$  м;  $L_{\text{ст}} = 0,21$  м;  $L_{\text{к}} = 1,36$  м;  $H = 0,05$  м;  $B_{\text{к}} = 0,15$  м;  $B_{\text{ст}} = 0,015$  м;  $L_{\text{см}} = 0,06$  м;  $L_0 = 0,15$  м;  $d = 0,002$  м;  $S/d = 8$ ; расход воздуха – 0,116 кг/с; расход пропан-бутана –  $1,72 \cdot 10^{-3}$  кг/с; плотности газа и воздуха –  $2,36$  кг/м<sup>3</sup> и  $1,2$  кг/м<sup>3</sup> соответственно; температура воздуха и пропан-бутана на входе – 15 °С; коэффициент избытка воздуха  $\alpha = 1,25$ ; коэффициент загромождения стабилизаторами проходного сечения канала  $k_f = 0,3$ .

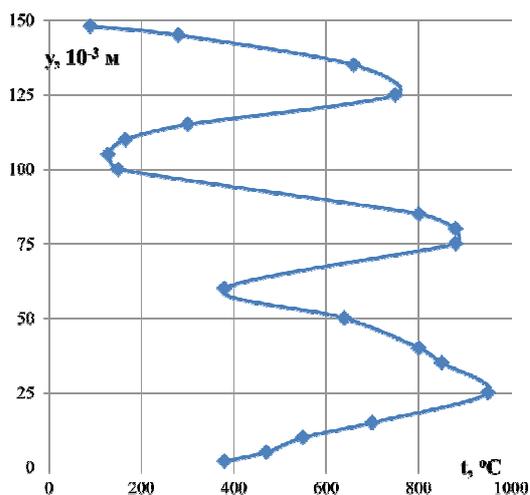


Рис. 3. Распределение температуры поперек канала горелочного устройства с лестнично-эшелонированной решеткой стабилизаторов на расстоянии  $x = 20 \cdot 10^{-3}$  м от последнего по потоку стабилизатора

Как видно из рис. 3, температура в нижней части канала за первым по потоку стабилизатором в целом существенно выше, чем в верхней части канала за последним из них. Значение средней температуры в нижней трети канала превышает соответствующее значение в верхней трети канала примерно на 320 °С.

Таким образом, проведенные исследования показали, что эшелонирование стабилизаторов пламени в горелочных устройствах стабилизаторного типа может эффективно использоваться для формирования требуемых температурных полей в зоне горения и снижения потерь давления в этих устройствах.

#### Обозначения

$t$  – температура, °С;  $U$  – скорость, м/с. Индексы: в – воздух; вх – вход; г – газообразное топливо.

#### Литература

1. Раушенбах Б. В., Белый С. А., Беспалов И. В. и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М.: Машиностроение, 1964. – 526 с.
  2. Волков К. Н., Емельянов В. Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений М.: Физматлит, 2008. – 368 с.
  3. Spalart P. R., Jou W. H., Strelets M., Allmaras S. R. Spalart Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach // Proceedings of first AFOSR Intern. conf. on DND/LES. 4–8 August, 1997. Ruston, Louisiana, Louisiana Technical University, 1997. Pp. 137–148.
  4. Strelets M. Detached eddy simulation of massively separated flows // AIAA Paper. 2001. № 2001-0879. – 18 p.
- 

УДК 621.762

## К ТЕОРИИ МЕХАНОАКТИВИРОВАННОГО САМОРАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СИНТЕЗА: ПРИЧИНА СНИЖЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ЭНЕРГИИ АКТИВАЦИИ

Б. Б. Хина

*Физико-технический институт НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь  
khina@tut.by*

**Введение.** Экспериментально известно, что механическая активация (МА) порошковой шихты приводит к сильному изменению как характеристик последующего СВС (так называемый МА-СВС), так и структуры и свойства синтезируемого материала. При МА в атриторе или высоконагруженной мельнице (вибрационной или планетарной) из-за разрушения и холодной сварки порошковых частиц формируются композиционные (слоистые) частицы. При МА-СВС снижаются температура воспламенения  $T_{ig}$  и горения  $T_c$ , скорость распространения волны СВС и, что особенно важно, эффективная энергия активации  $E_{ef}$  (в ряде системы – на 50–100 кДж/моль, т. е. почти в 2 раза). В ряде случаев  $T_c$  оказывается ниже точки эвтектики системы  $T_{eu}$ , т. е. наблюдается чисто твердофазный СВС [1–3]. Ранее было показано [4], что влияние МА на СВС нельзя свести только к роли запасенной энергии пластической деформации и неравновесным вакансиям, возникшим в металлах при интенсивной периодической пластической деформации (ИППД) на стадии МА, поскольку при нагреве шихты в волне СВС последние успевают полностью отрелаксировать до того, как достигается температура начала экзотермического взаимодействия.

В связи с этим целью данной работы является создание теории МА-СВС, объясняющей причины снижения эффективной энергии активации горения с позиций структурной макрокинетики и физического материаловедения.

**Постановка задачи.** Снижение величины  $E_{ef}$  после МА металлических порошков может быть связано с неравновесными состояниями на границах разнородных реагентов (например, Ni и Al), таких как прослойки аморфных фаз [5] или пересыщенных твердых растворов, возникших в результате ИППД. По физическому смыслу эффективная энергия активации МА-СВС, определяемая из экспериментальных данных по скорости горения, относится к лимитирующей стадии процесса фазообразования. Последняя может изменяться во времени: при чисто твердофазном СВС, когда  $T_c < T_{eu}$ , вначале лимитирующей стадией является зародышеобразование продукта (интерметаллической фазы) на границе реагентов, а затем (после образования сплошного слоя твердого продукта, разделяющего реагенты) – диффузия через этот слой. Поскольку продукт имеет иную кристаллическую решетку, чем реагенты, при диффузионном фазовом превращении он не может унаследовать от них какие-либо дефекты, т. е. влияние неравновесных состояний реагентов на твердофазную диффузию через слой растущего продукта маловероятно. Но такие состояния неизбежно будут влиять на кинетику и термодинамику зародышеобразования продукта (например, фазы NiAl в системе Ni–Al) при нагреве механоактивированной шихты в волне СВС.

Рассмотрим образование на неравновесной границе реагентов  $A$  и  $B$  сферически-симметричного зародыша интерметаллической фазы  $AB$  с радиусом  $r$ . Изменение энергии Гиббса системы составит

$$G(r) = -(4/3)\pi r^3 \Delta G_{AB} / \omega_{AB} + 4\pi r^2 (0.5\gamma_{AB/A} + 0.5\gamma_{AB/B}) - \pi r^2 \gamma_{A/B}, \quad (1)$$

где  $\Delta G_{AB}$  – изменение энергии Гиббса для реакции образования фазы-продукта из реагентов  $A$  и  $B$ ,  $\omega_{AB}$  – ее молярный объем,  $\gamma_{ij}$  – энергия границы фаз  $i$  и  $j$ ,  $i, j \equiv A, B, AB$ ;  $\gamma_{A/B} = \gamma + \Delta\gamma$ ,  $\gamma$  – энергия равновесной границы (для недеформированного состояния),  $\Delta\gamma$  – избыточная энергия неравновесной границы. Наличие  $\Delta\gamma$  обусловлено взаимодействием скользящих дислокаций с границами зерен при ИППД (внедрение внутризеренных дислокаций в границу и их делокализация, т. е. превращение в зернограничные дислокации).

Радиус  $r^*$  критического зародыша и энергия Гиббса его образования  $G^*$  определяются из условия  $\partial G/\partial r = 0$ . Тогда

$$G^* = 9\pi(\gamma - \Delta\gamma/3)^3 \omega_{AB}^2 / [4(\Delta G_{AB})^2], \quad (2)$$

где для упрощения принято, что  $\gamma_{AB/A} = \gamma_{AB/B} = \gamma$ .

На начальной стадии величина  $G^*$ , в соответствии с теорией кристаллизации, будет являться энергией активации процесса фазообразования в волне СВС. Она может измениться по сравнению с равновесным состоянием (без МА шихты) за счет наличия избыточной энергии исходной границы  $\Delta\gamma$ . Кроме того, из-за образования прослоек неравновесных фаз на границе  $A/B$  неизбежно изменится величина  $\Delta G_{AB}$ , входящая в знаменатель формулы (2).

**Результаты и их обсуждение.** Оценим влияние неравновесного состояния границы исходных реагентов на зародышеобразование в волне СВС. В связи с недостатком литературных данных примем, что величина  $\Delta\gamma$  на границе зерен разнородных металлов  $A$  и  $B$  после ИППД соответствует избыточной энергии границ зерен чистого металла. Так, для железа после ИППД в атриторе  $\Delta\gamma = 0,16$  Дж/м<sup>2</sup> [6]. Тогда при прочих равных условиях отношение энергии Гиббса образования критического зародыша при наличии неравновесной границы  $G_{\Delta\gamma}^*$  к случаю равновесной границы (без МА)  $G_0^*$  составит  $G_{\Delta\gamma}^* / G_0^* = [1 - \Delta\gamma/(3\gamma)]^3 =$

$= 0,8$  при  $\gamma = 0,728$  Дж/м<sup>2</sup> (энергия границ зерен в отожженном никеле), т. е. величина  $G^*$  уменьшится на 20%.

Для оценки влияния прослоек метастабильных фаз, образовавшихся во время МА на исходной границе А/В, на энергию активации зародышеобразования конечного продукта необходимо определить энергию Гиббса этих фаз. В качестве примера рассмотрена классическая СВС-система Ni–Al. В расчетах использованы: а) CALPHAD-подход для определения термодинамических характеристик пересыщенного твердого раствора Ni–Al [7]; б) модель Хиллберта-Стаффансона для продукта взаимодействия – интерметаллида NiAl, который представляет собой упорядоченную фазу типа B2 на основе ОЦК-решетки и состоит из двух подрешеток [7]; в) полуэмпирическая модель Миедымы [8] для оценки энтальпии образования аморфной фазы; г) теория энтропии несоответствия [9] для расчета энтропии и энергии Гиббса аморфной фазы; д) база данных SGTE [10] для термодинамических параметров чистых элементов (Ni и Al). Как принято в подходе CALPHAD, термодинамические расчеты энергии Гиббса и энтальпии выполнены на 1 моль раствора, т. е. для продукта СВС состава Ni<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub> (рис. 1).

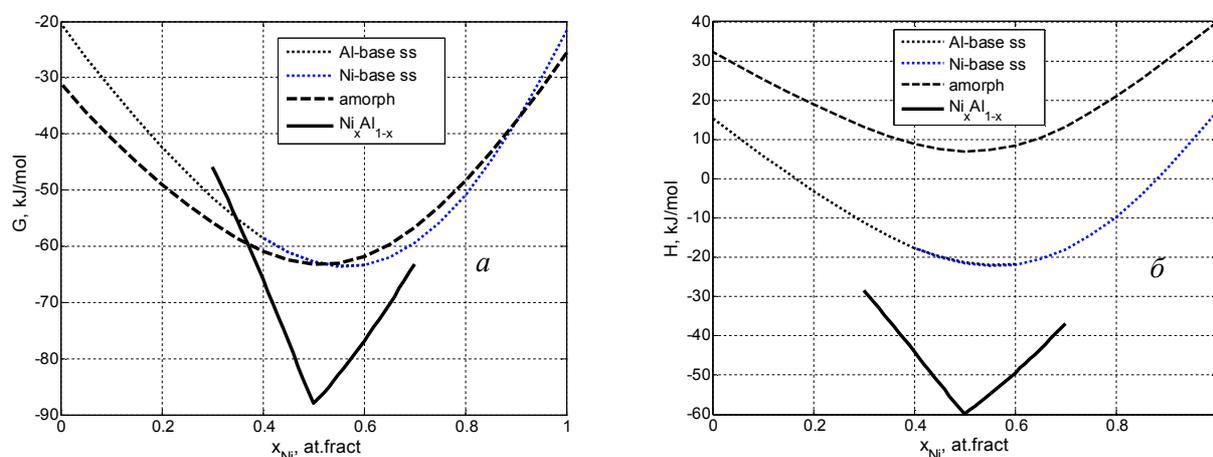


Рис. 1. Энергия Гиббса  $G$  (а) и энтальпия  $H$  (б) аморфной фазы (amorph) пересыщенных твердых растворов (ss) на основе Al и Ni и интерметаллической фазы Ni<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub> при температуре воспламенения  $T_{\text{ig}} = 700$  К

Как видно из рис. 2, прослойки неравновесных фаз на границе реагентов приводят к уменьшению энергии Гиббса образования критического зародыша фазы Ni<sub>0,5</sub>Al<sub>0,5</sub> в 3,4–4,7 раз при наличии аморфной фазы и в 10,7–12,1 раз при формировании пересыщенного твердого раствора во время МА. Это является физической причиной снижения эффективной энергии активации горения при МА-СВС.

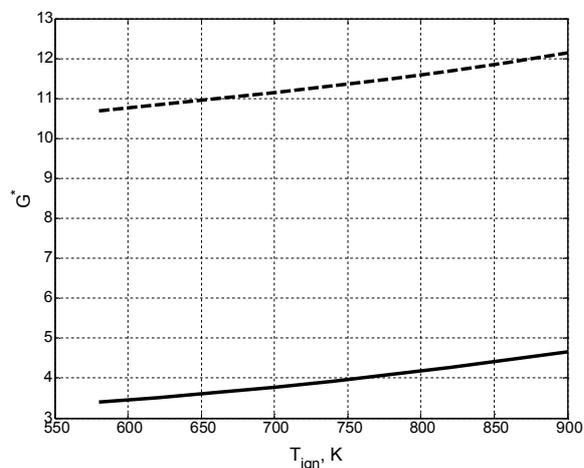


Рис. 2. Относительное изменение энергии Гиббса образования критического зародыша  $G^*$  для интерметаллида состава Ni<sub>0,5</sub>Al<sub>0,5</sub> из аморфной фазы (сплошная линия) и из пересыщенного твердого раствора (штриховая) по сравнению с реакцией его образования из чистых элементов (Ni и Al) при различных температурах воспламенения

### Литература

1. Корчагин М. А., Григорьева Т. Ф., Бохонов Б. Б., Шарафутдинов М. Р., Баринова А. П., Ляхов Н. З. Твердофазный режим горения в механически активированных СВС-системах. I. Влияние продолжительности механической активации на характеристики процесса и состав продуктов горения // ФГВ. 2003. Т. 39, № 1. С. 51–59.
  2. Shteinberg A. S., Lin Y. C., Son S. F., and Mukasyan A. S. Kinetics of high temperature reaction in Ni-Al system: Influence of mechanical activation // J. Phys. Chem. A. 2010. Vol. 114, No. 20. Pp. 6111–6116.
  3. Mukasyan A. S., Khina B. B., Reeves R. V., and Son S. F. Mechanical activation and gasless explosion: Nanostructural aspects // Chem. Eng. J. 2011. Vol. 174, No. 2-3. Pp. 677–686.
  4. Khina B. B. Effect of mechanical activation on SHS: Physicochemical mechanism // Int. J. SHS. 2008. Vol. 17, No. 4. Pp. 211–217.
  5. Rogachev A. S., Shkodich N. F., Vadchenko S. G., Baras F., Kovalev D. Yu., Rouvimov S., Nepapushev A. A., Mukasyan A. S. Influence of the high energy ball milling on structure and reactivity of the Ni + Al powder mixture // J. Alloys Compounds. 2013. Vol. 577. Pp. 600–605.
  6. Zhao Y. H., Sheng H. W., Lu K. Microstructure evolution and thermal properties in nanocrystalline Fe during mechanical attrition // Acta Materialia. 2001. Vol. 49, No. 2. Pp. 365–375.
  7. Ansara I., Dupin N., Lukas H. L., Sundman B. Thermodynamic assessment of the Al-Ni system // J. Alloys Compounds. 1997. Vol. 247, No. 1-2. Pp. 20–30.
  8. Miedema A. R., de Chatel P. F., de Boer F. R. Cohesion in alloys – fundamentals of a semi-empirical model // Physica B. 1980. Vol. 100. Pp. 1–28.
  9. Mansoori G. A., Carnahan N. F., Starling K. E., Leland T. W., jr. Equilibrium thermodynamic properties of the mixture of hard spheres // J. Chem. Phys. 1971. Vol. 54, No. 4. Pp. 1523–1525.
  10. Dinsdale A. T. SGTE data for pure elements // Calphad. 1991. Vol. 15, No. 4. Pp. 317–425.
- 

УДК 662.7

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВЫГОРАНИЯ КОКСОВ АНТРАЦИТА

Г. И. Худякова, П. В. Осипов, А. Ф. Рыжков

*Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина,  
г. Екатеринбург, Россия*

Приведены результаты выгорания коксозольного остатка антрацита в воздушной среде в диапазоне температур 400–1000 °С. В экспериментах использовался малозольный антрацит с малым содержанием влаги и пониженным выходом летучих ( $W^a = 3\%$ ,  $A^d = 12\%$ ,  $V^{daf} = 6\%$ ). Поскольку при условиях эксперимента трудно разделить стадии сушки, выхода летучих и выгорания коксового остатка, образцы угля предварительно подвергались термоподготовке с получением из исходного угля коксового остатка в инертной атмосфере. Подготовка образцов коксового остатка из исходного топлива происходила в инертной среде. Температурная программа эксперимента состояла из нескольких этапов. На этапе подготовки образцы нагревали в печи до температуры 900 °С, выдерживали 20 мин в среде инертного газа и затем охлаждали в инертной среде (подобно стандартной процедуре определения выхода летучих по ГОСТ Р 55660-2013). Полученный коксовый остаток с зольностью 16% подвергался конверсии в воздушно-кислородной среде по определенной температурной программе: неизотермической с заданной скоростью разогрева или изотермической выдержке.

Метод термогравиметрического анализа (ТГА) является одним из основных лабораторных методов для определения кинетических констант, а также скорости реагирования твердого топлива в процессе конверсии. Данный метод позволяет регистрировать изменение массы навески угля, подвергающегося нагреву в печи. Основными элементами прибора ТГА являются нагревательная печь и блок весов. По полученным данным убыли массы во времени рассчитываются параметры конверсии и эффективные значения кинетических характеристик.

Традиционно профиль экспериментальной кривой конверсии в зависимости от времени относят к следующим типам:

- 1) профиль с нарастающей скоростью конверсии, с достижением максимума скорости в конце процесса;
- 2) профиль с падающей скоростью конверсии, имеющий максимум скорости в начале процесса;
- 3) сигмоидальный профиль, представляющий сочетание двух указанных выше типов.

Как видно из рис. 1, кривая конверсии коксового остатка угля в изотермических условиях представляет собой отчетливый пример модели с падающей скоростью конверсии. Скорость конверсии определяется только изменением функции  $f(X)$ , т. е. изменением физико-химических характеристик коксового остатка угля. Для неизотермических условий профиль кривой близок к сигмоидальному с максимумом скорости конверсии в средней части. Это объясняется совместным влиянием на профиль кривой конверсии параметра  $f(X)$  и константы скорости  $k(T)$ .

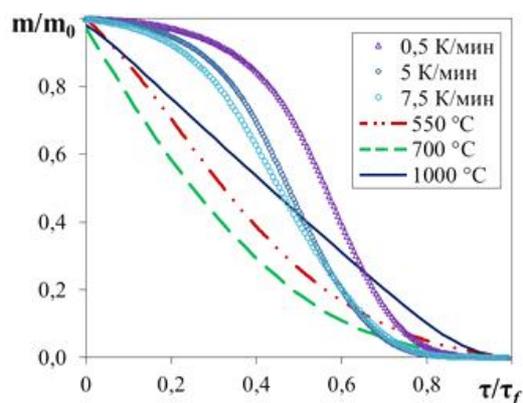


Рис. 1. Кривые профиля конверсии в зависимости от относительного времени. Точки – неизотермический режим, линии – изотермический режим

Таким образом, можно предположить, что изотермический способ измерений является более оптимальным для кинетических измерений с коксом угля.

Дальнейшая обработка результатов проводится с использованием двух подходов:

1. Предполагается, что скорость реагирования при определенной степени конверсии зависит только от температуры. Энергия активации и предэкспоненциальный множитель меняются в процессе конверсии:

$$\frac{dX}{d\tau} = k_0(X) \cdot \exp(E(X)/RT) p^n f(X). \quad (1)$$

В этом случае для определения предэкспоненциального множителя  $k_0(X)$  необходимо задаться видом функции  $f(X)$ , имеющим физическое обоснование изменения структуры кокса угля. Это известные модели – объемная ( $f(X) = (1-X)$ ), стягивающегося ядра ( $f(X) = (1-X)^{2/3}$ ), случайно пористых сред, называемой так же моделью хаотически расположенных пор ( $f(X) = (1-X)(1-\psi \cdot \ln(1-X))^{1/2}$ ) и др.

2. Если исходить из предположения, что реагирование кокса проходит в одну стадию во всем диапазоне конверсии, при этом кинетические параметры остаются неизменными, то существует возможность рассчитать соответствующий вид функции  $f(X)$ :

$$\frac{dX}{dt} = k_0 \exp(E / RT) p^n f'(X) . \quad (2)$$

Функция  $f(X)$  представляет собой полином  $n$ -го порядка, который вычисляется при обработке экспериментальных данных кривой выгорания.

С использованием данных по убыли массы навески удельная (динамическая) скорость реагирования – скорость выгорания навески, отнесенная на ее текущую массу, (1/с) может быть записана:

$$R_\tau = \frac{1}{m_\tau} \frac{dm}{d\tau} = \frac{1}{1-X} \frac{dX}{d\tau} , \quad (3)$$

где  $dm/d\tau$  – скорость убыли органической массы за известный период, мг/с.

В ходе выгорания меняется структура коксовой частицы, и процесс изменения в частице может быть описан различными характерными моделями конверсии. Результаты подбора моделей для неизотермического режима приведены на рис. 2, для изотермического – на рис. 3.

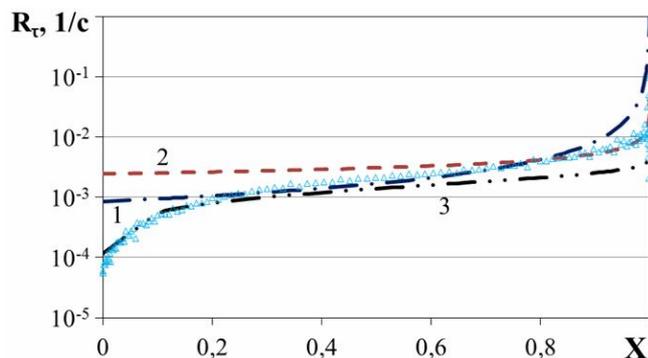


Рис. 2. Зависимость скорости выгорания от степени конверсии антрацита в неизотермическом режиме (7,5 К/мин). Точки – данные эксперимента, линия – расчет: 1 – по модели объемного реагирования; 2 – по модели стягивающегося ядра, 3 – по модели хаотически расположенных пор ( $\Psi = 150$ )

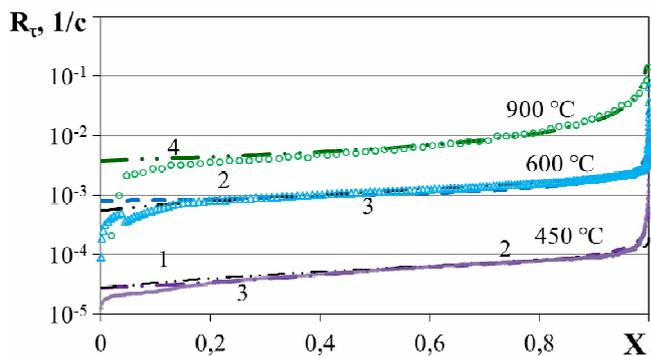


Рис. 3. Зависимость скорости выгорания от степени конверсии антрацита в изотермическом режиме: точки – данные эксперимента, линия – расчет: 1 – по модели объемного реагирования; 2 – по модели стягивающегося ядра, 3 – по модели хаотически расположенных пор ( $\Psi = 5$ ), 4 – диффузионный закон

Малореакционный антрацит в ходе выгорания с заданной скоростью разогрева печи (7,5 К/мин) на начальном участке при низкой температуре начинает реагирование с ростом скорости конверсии, и экспериментальные точки имеют хорошее совпадение с расчетной кривой по модели хаотически расположенных пор до  $X \approx 0,2$ . При  $X > 0,2$  процесс выгорания идет по всему объему частицы – по модели объемного реагирования.

При  $X > 0,8$  кривая по модели объемного реагирования отклоняется от экспериментальной. При этом расчетная кривая по модели сжимающейся частицы (ядра) совпадает с экспериментальными данными, начиная со степени конверсии  $X = 0,75-0,85$  и до конца

выгорания. Таким образом, выделяется участок, на котором процесс протекает по модели объемного реагирования, его продолжительность зависит от скорости разогрева печи: при 0,5 К/мин он занимает менее половины времени процесса конверсии, а при высоких скоростях нагрева до 2/3 всего процесса. Завершающаяся стадия конверсии протекает по модели сжимающейся частицы при всех скоростях нагрева навески.

В изотермических условиях модель объемного реагирования хорошо совпадает с экспериментальными данными для низкотемпературных (450 °С) и среднетемпературных (600 °С) режимов. В области низких температур процесс выгорания на начальном участке идет по модели объемного реагирования до  $X < 0,6$ , после чего имеет хорошее совпадение с расчетом по модели сжимающейся частицы. В области высоких температур (900 °С) процесс конверсии определяется коэффициентом диффузионного массообмена, определение которого сводится к критериальной зависимости, часто получаемой из эмпирических выражений для ограниченных условий процесса.

В случае выделения функции конверсии  $f(X) = R_t/R_{t0}$ , принимая  $R_{t0}$  при  $X = 0$ , получаем зависимость для изотермических кривых (рис. 4).

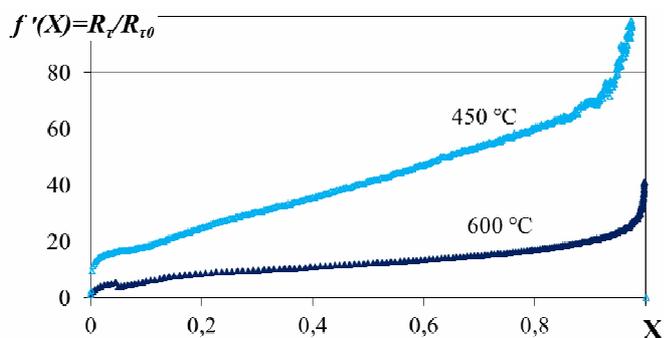


Рис. 4. Зависимость функции процесса конверсии в изотермическом режиме

Получение энергии активации по экспериментальным данным  $R_t(X, T)$  приводит к изменению его значения по ходу конверсии, в то время как при введении поправки на  $f(X)$  значение остается неизменным  $E_a = 148$  кДж/моль (рис. 5).

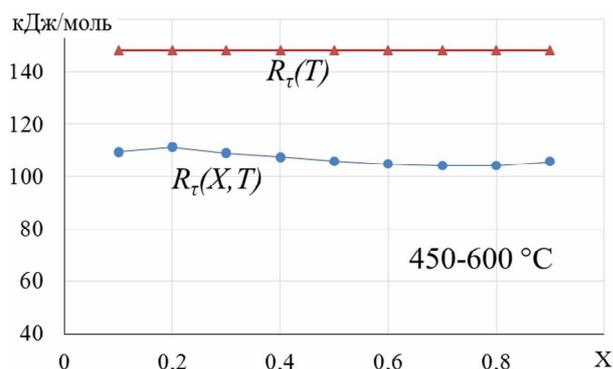


Рис. 5. Зависимость энергии активации антрацита от степени конверсии для двух методов обработки

Проведенный анализ показал, что при использовании первого подхода не все кривые конверсии могут быть описаны одной моделью, в отдельных случаях требуется сочетание нескольких моделей в определенных диапазонах конверсии. Это затрудняет обработку и приводит к дополнительным погрешностям при вычислении кинетических характеристик.

В случае второго подхода, имея эмпирический вид функции  $f(X)$ , значения кинетических характеристик получаются стабильными во всем диапазоне степеней конверсии.

Исследование выполнено в Уральском федеральном университете за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-19-00524).

УДК 620.22:66.096.5:66.097

## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОТЫ РЕАКЦИИ НА КАЧЕСТВО УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ПРИ ИХ КАТАЛИТИЧЕСКОМ СИНТЕЗЕ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ В РЕАКТОРЕ С ПСЕВДООЖИЖЕННЫМ СЛОЕМ

А. Н. Циценко<sup>1</sup>, О. С. Рабинович<sup>1</sup>, В. Л. Кузнецов<sup>2</sup>, Д. В. Красников<sup>2</sup>

*Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь  
Институт катализа им. Г. К. Борескова СО РАН, г. Новосибирск, Россия*

**Введение.** Каталитический синтез многослойных углеродных нанотрубок (МУНТ) из газовой фазы в псевдооживленном слое в настоящее время является одним из наиболее производительных и энергосберегающих методов получения этого уникального наноматериала, применяемого в качестве компонента разнообразных твердых и жидких композитов [1]. Как показали экспериментальные исследования последнего времени [2], качество синтезируемых МУНТ – распределение по диаметрам и количеству слоев, дефектность поверхности, массовая доля латеральных углеродных отложений (ЛЮУ) – в значительной степени зависят от температуры синтеза и концентрации газообразного прекурсора. В то же время, несмотря на высокую тепловую однородность псевдооживленного слоя, температура в реакторе синтеза МУНТ претерпевает значительные колебания вследствие выделения или поглощения тепла, сопровождающих синтез. Величина и знак указанного теплового эффекта зависит от типа используемого газа-прекурсора и от температуры синтеза.

Таким образом, возникает необходимость дополнить разработанную ранее массообменную модель каталитического синтеза МУНТ в псевдооживленном слое [3] расчетом теплового режима реактора с целью предсказать влияние этого режима на характеристики получаемых МУНТ, а затем определить принципы управления температурой реактора. Целью настоящей работы является решение указанных задач.

**Тепловой режим синтеза.** На основании термодинамического расчета определены тепловые эффекты синтеза МУНТ из различных легких углеводородов в предположении, что энтальпия образования МУНТ соответствует энтальпии образования графита (рис. 1). Как видно из рисунка, для наиболее часто используемых газов – этилена и пропан-бутана – величины тепловых эффектов значительны. Поскольку скорость синтеза падает по мере истощения катализатора, к концу каждого цикла синтеза (к моменту перезагрузки реактора) происходит уменьшение мощности тепловыделений в реакторе. Вследствие инерционности внешнего нагревателя это приводит к значительным колебаниям температуры в реакторе в течение цикла.

В зависимости от вида углеводородного прекурсора и диаметра реактора амплитуда колебаний температуры в реакторе в течение цикла может принимать значения от 15 до 50 °С и более.

Принимая, что время установления теплового равновесия между реактором и внешним нагревателем оказывается намного меньше времени одного цикла работы реактора, для расчетов колебаний температуры в реакторе использовалось предположение о квазистационарности теплообмена. Рис. 2 иллюстрирует колебания температуры в реакторах малого и большого диаметра в течение двух циклов синтеза. Очевидно, что с увеличением диаметра изменение температуры в течение цикла также растет. Такие колебания температуры отражаются на качестве получаемых нанотрубок, что анализируется ниже.

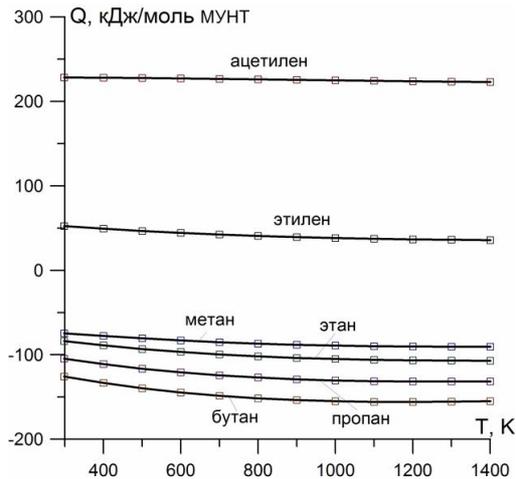


Рис. 1. Зависимость теплоты образования МУНТ из легких углеводородов от температуры синтеза

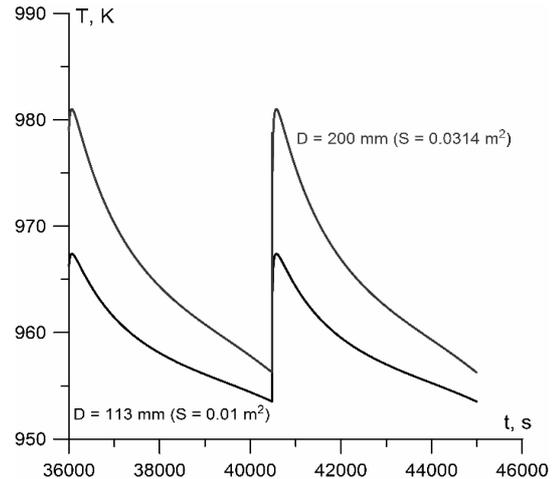


Рис. 2. Колебания температуры в двух реакторах различного диаметра. Номинальная температура (температура внешнего нагревателя) 950 К. Углеродсодержащий газ – этилен

**Кинетическая модель роста латеральных углеродных отложений.** В процессе синтеза МУНТ в псевдооживленном слое происходит каталитическое разложение углеродсодержащего газа на поверхности катализатора с последующим ростом нанотрубок. Одновременно с ростом нанотрубок на их внешней поверхности происходит побочный пиролиз углеродсодержащего газа и образование латеральных углеродных отложений (ЛУО), которые имеют хлопьевидную структуру и представляют собой конденсированные полиароматические углеводороды [2].

Массовая доля ЛУО в продукте рассчитывалась с использованием экспериментально определенной кинетики их образования [2], в соответствии с которой массовая скорость образования ЛУО может быть представлена в следующем виде:

$$\frac{dm_{lt}}{dt} = M_C m_{nt} k_0 \exp\left(-\frac{E_{lt}}{RT}\right) X_1^2 P_r^2 S_{уд}, \quad (1)$$

где  $m_{lt}$  – масса латеральных отложений,  $m_{nt}$  – масса нанотрубок (без учета массы ЛУО);  $E_{lt} = 257$  кДж/моль – энергия активации реакции образования ЛУО;  $k_0 = 3.32 \cdot 10^5$  моль/( $m^2 \cdot c$ ) – предэкспоненциальный множитель;  $X_1$  – относительная молярная концентрация углеродсодержащего газа;  $P_r$  – давление в реакторе;  $S_{уд}$  – удельная площадь поверхности МУНТ (принималось, что  $S_{уд} = 263 \cdot 10^3$ ,  $m^2/kg$ );  $M_C$  – молярная масса углерода.

В предложенной в [3] и используемой в настоящей работе модели синтеза МУНТ рассматривается циклический процесс с многократной выгрузкой продукта и загрузкой свежих порций катализатора. В результате в некоторый момент времени в реакторе присутствуют  $k$  фракций нанотрубок с массами  $m_{nt,k}$ , образовавшихся на различных порциях катализатора, которые были загружены в реактор в ходе различных перезагрузок. Поэтому степень науглероживания слоя МУНТ, содержащего указанный набор фракция МУНТ (пронумерованы с помощью индекса  $k$ ), будет определяться следующим образом:

$$\chi = \frac{\sum_{k=0}^{N_k} m_{lt,k}}{\sum_{k=0}^{N_k} m_{nt,k}}, \quad (2)$$

где  $m_{nt,k}$  – масса  $k$ -й фракции нанотрубок в реакторе;  $m_{lt,k}$  – масса латеральных отложений, находящихся на этой  $k$ -й фракции; суммирование ведется по всем находящимся в реакторе фракциям.

Необходимо также учитывать зависимость полной плотности МУНТ от степени их науглероживания. По данным, приведенным в [2],

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha\chi), \quad (3)$$

где  $\rho_0$  – плотность затравочных МУНТ ( $\rho_0 = 0,131 \text{ кг/м}^3$ );  $\alpha = 0.125$ .

**Массообменная модель синтеза МУНТ в каталитическом псевдооживленном слое с учетом образования латеральных отложений.** Математическая модель каталитического синтеза МУНТ в псевдооживленном слое, представленная в [3], дополнена уравнением для расчета массы латеральных отложений

$$\frac{dm_{lt}^k}{dt} = M_c m_{nt,k} k_0 \exp\left(-\frac{E_{lt}}{RT}\right) S_{yo} \int_0^H X_1^2 dy = M_c m_{nt,k} W_{lt}. \quad (4)$$

Уравнения переноса для газовых компонентов и полного массового расхода газа также дополнены слагаемыми, отвечающие за расход углеродсодержащего газа на образование ЛУО. Текущая высота слоя в реакторе  $H$  рассчитывается с учетом переменной плотности МУНТ:

$$H = \frac{\sum_{k=0}^{N_k} (m_{nt,k} + m_{lt,k})}{S\rho(\chi)}. \quad (5)$$

**Результаты моделирования.** Предложенная нестационарная модель каталитического синтеза многослойных углеродных нанотрубок в псевдооживленном слое с учетом роста ЛУО позволила определить условия проведения процесса, обеспечивающие заданную массовую долю латеральных отложений на поверхности нанотрубок и максимальные значения основных характеристик процесса: производительности, конверсии исходного газообразного реагента, конверсии катализатора.

Новая модель позволила также определить степень влияния колебаний температуры в цикле синтеза МУНТ на массовую долю латеральных отложений в продукте. В табл. 1 приведены результаты расчетов массовой доли ЛУО при использовании этилена как углеродсодержащего газа для двух вариантов, в одном из которых тепловой эффект синтеза МУНТ не был учтен. В рассмотренном случае тепловой эффект синтеза МУНТ приводит к значительному увеличению доли ЛУО в конечном продукте.

Таблица 1

Влияние колебаний температуры на массовую долю ЛУО в синтезируемых МУНТ для реакторов с различными диаметрами. Углеродсодержащий газ – этилен

Диаметр реактора $D$ , м	Массовая доля ЛУО	
	$Q_r = 0$	$Q_r = 1.59 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$
0.113	0.013	0.017
0.200	0.013	0.021

Изменение средней температуры в реакторе в результате выделения либо поглощения тепла при синтезе МУНТ оказывает влияние также на внешний диаметр нанотрубок и толщину их стенок. На рис. 3 представлены зависимости указанных показателей от темпера-

туры синтеза [2]. Приведенные данные говорят о существенных изменениях параметров МУНТ с температурой. Например, повышение температуры синтеза с 923 К до 963 К приводит к увеличению среднего диаметра нанотрубок с 17.5 до 22 нм.

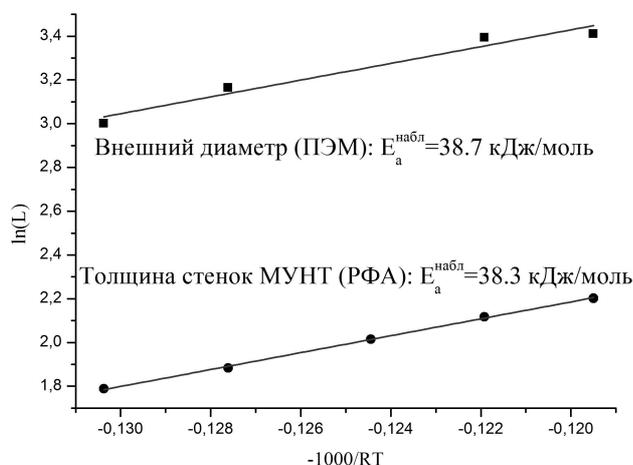


Рис. 3. Зависимости среднего диаметра и средней толщины стенки МУНТ от температуры, построенные в Аррениусовских координатах. Приведены значения наблюдаемых энергий активации [2]

### Литература

1. Pantano A. Carbon nanotube based composites: Processing, Properties, Modelling and Application. Dordrecht: Smithers Rapra Technology Ltd, 2013.
2. Красников Д. В. Формирование активных центров катализаторов в процессах синтеза многослойных углеродных нанотрубок с контролируемыми свойствами: Дис. ... канд. хим. наук. Новосибирск: Ин-т катализа им. Г. К. Борескова СО РАН, 2016. – 156 с.
3. Рабинович О. С., Блинова А. Н., Кузнецов В. Л., Делидович А. И., Красников Д. В. Моделирование нестационарных процессов каталитического синтеза углеродных нанотрубок в псевдооживленном слое // ТОХТ. 2014. Т. 48, № 1. С. 3–14.

УДК 544.342:53.072:53.04

## РОЛЬ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В КАТАЛИТИЧЕСКИХ РЕАКТОРАХ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА СИНТЕЗ-ГАЗА

С. И. Шабуня<sup>1</sup>, В. В. Мартыненко<sup>1</sup>, В. И. Калинин<sup>1</sup>, А. А. Ал-Муса<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

<sup>2</sup>Институт энергетических исследований, Научно-технический центр им. Короля Абдулазиза, г. Эр-Рияд, Королевство Саудовская Аравия

Синтез-газ (смесь СО и Н<sub>2</sub>) является исходным сырьем для различных химических производств. Основные промышленные процессы производства синтез-газа связаны с реакциями





При паровой конверсии угля (1) один реагент твердый, а второй газообразный. В трех других процессах (2)–(4) реагенты газообразные. Процессы (1) и (3) дают отношение  $\text{H}_2/\text{CO} = 1$ , в реакции (4) оно равно двум, а в (2) – трем. Таким образом, комбинируя процессы можно изменять отношение  $\text{H}_2/\text{CO}$  в пределах от 1 до 3. Другим вариантом управления этим отношением является использование реакции



для производства водорода, который после отделения  $\text{CO}_2$  может добавляться в синтез-газ. Мы будем рассматривать только каталитические процессы для реакций типа (2)–(4), т. е. реакции с газообразными реагентами и продуктами. Метан в реакциях (2)–(4) можно заменить другим углеводородом (или смесью углеводородов), сохранив отношение атомов  $\text{C}/\text{O} = 1$ . Во всех рассматриваемых процессах участвуют всего три типа атомов  $\text{C}$ ,  $\text{H}$  и  $\text{O}$ , причем отношение  $\text{C}/\text{O} = 1$ , а отношение  $\text{H}/\text{C}$  может меняться от 2 до 6.

Реакторы промышленного масштаба проектируются под влиянием различных технических факторов, традиций, принятых в отрасли и с учетом разнообразных ограничений экономического толка. В результате, реализованные технологические решения могут давать состав продуктов существенно отличающийся от оптимального. Для промышленных установок по производству синтез-газа интервал характерных температур от 700 до 1000 °С. При таких температурах каталитические процессы, связанные с неполным окислением углерода протекают быстро, так что при резидентных временах, составляющих десятки миллисекунд [1, 2] устанавливается состав компонент близкий к равновесному. Это означает, что состав продуктов (при фиксированном составе входной смеси) зависит только от температуры и давления процесса. Для иллюстрации в табл. 1 приведены результаты термодинамических расчетов для трех составов входной смеси при разных температурах и давлении 1 бар. Ориентируясь на термодинамический расчет, можно выбрать рабочее давление и температуру в реакторе. При этом надо организовать теплообменные процессы в реакторе так, чтобы на выходе из катализатора во всех точках газовый поток имел температуру не ниже целевой. Неравномерность температурного профиля на выходе из каталитического блока означает разные составы продуктов, а наблюдаемый (измеряемый) состав продуктов является результатом усреднения. Причем средний состав будет отклоняться от равновесного состава для средней температуры, поскольку усреднение происходит вне катализатора, где химические процессы практически заморожены.

В промышленных установках, производящих синтез-газ, резидентные времена измеряются секундами, т. е. в десятки раз больше характерных времен каталитических процессов  $\tau_k < 0.1$  с. Это означает, что в традиционных конструкциях реакторов скорость процессов определяется не кинетическими возможностями катализаторов, а диффузионными ограничениями. В рассматриваемых процессах производства синтез-газа есть два процесса диффузионного типа – это перенос тепла и диффузия реагентов к поверхности катализатора. Каждая конструкция реактора будет характеризоваться двумя масштабами – тепловым  $h_T$  и диффузионным  $h_D$ , и соответствующими характерными временами  $\tau_T = \frac{h_T^2}{a}$  и  $\tau_D = \frac{h_D^2}{D}$ , где  $a$  и  $D$  – коэффициенты температуропроводности и диффузии. Чтобы снизить диффузионные ограничения надо пытаться спроектировать реактор, в котором  $\tau_T \approx \tau_k$  и  $\tau_D \approx \tau_k$ . Основные возможности управления этими временами связаны с выбором размеров  $h_T$  и  $h_D$ . Существенным параметром также является скорость фильтрации газов через пористую структуру катализатора, поскольку влияет на характеристики теплообмена и толщину  $h_D$ .

В процессах, требующих подвода к реактору больших мощностей тепла (десятки и сотни МВт), характерные времена пребывания газовой смеси в реакторе  $\tau$  определяются внешними факторами, такими как коэффициент теплообмена на нагреваемых поверхностях и требованиями тепловой эффективности обогревающего устройства. Фактически время  $\tau$  тоже диффузионного типа, но для внешнего теплообмена.

Таблица 1

Равновесные составы при разных температурах, C/O = 1

$T, ^\circ\text{C}$	H/C	H <sub>2</sub> , мол. %	CO, мол. %	CH <sub>4</sub> , мол. %	CO <sub>2</sub> , мол. %	H <sub>2</sub> O, мол. %	C <sub>графит</sub> , мол. %
700	2	39.79	27.22	2.37	8.65	7.84	14.13
	4	56.18	20.01	4.39	4.34	7.56	7.52
	6	65.43	15.89	5.71	2.63	6.71	3.63
750	2	43.68	36.44	1.56	5.18	4.76	8.38
	4	60.32	25.82	2.85	2.49	4.44	4.08
	6	69.30	20.04	3.66	1.46	3.87	1.66
800	2	46.27	42.91	1.03	2.71	2.70	4.38
	4	62.96	29.59	1.86	1.26	2.47	1.87
	6	71.70	22.62	2.37	0.72	2.12	0.47
850	2	47.81	46.52	0.69	1.33	1.50	2.15
	4	64.49	31.59	1.23	0.61	1.35	0.73
	6	73.06	23.88	1.53	0.35	1.18	0
900	2	48.69	48.31	0.47	0.66	0.84	1.04
	4	65.36	32.54	0.83	0.30	0.76	0.22
	6	73.81	24.35	0.92	0.19	0.73	0
950	2	49.19	49.17	0.32	0.33	0.49	0.50
	4	65.85	32.98	0.58	0.15	0.44	0.008
	6	74.24	24.61	0.58	0.11	0.47	0
1000	2	49.48	49.58	0.23	0.18	0.29	0.24
	4	66.13	33.12	0.37	0.09	0.287	0
	6	74.51	24.75	0.37	0.06	0.31	0
1050	2	49.65	49.79	0.17	0.1	0.18	0.11
	4	66.31	33.20	0.25	0.05	0.2	0
	6	74.67	24.84	0.25	0.04	0.21	0

Конструкция реактора и отопительного устройства была бы оптимальной по объему катализатора (минимум), если бы времена  $\tau$ ,  $\tau_T$  и  $\tau_D$  удалось снизить до уровня  $\tau_k$ . В реальности целевая функция оптимизации более сложная, и резидентное время  $\tau$  может быть существенно больше  $\tau_k$ . Такая ситуация чаще всего связана с внешним теплообменом и различными ценовыми ограничениями. При этом желательно, чтобы параметры  $\tau_T$  и  $\tau_D$  были ближе  $\tau_k$ , чем к  $\tau$ , т. е. все внутренние процессы протекали быстрее внешнего теплообмена.

Во всех (известных нам) промышленных реакторах наблюдается ситуация  $\tau \gg \tau_k$ , что можно трактовать двояко. Если считать, что конструкции правильно оптимизированы, то для них используемые катализаторы "слишком хорошие", и все поиски более эффективных катализаторов не имеют смысла. В такой ситуации важнее снижение стоимости и увеличение срока эксплуатации катализатора, допустимо даже понижение эффективности, т. е. разумное увеличение  $\tau_k$ . Альтернативным объяснением ситуации  $\tau \gg \tau_k$  является неоптимальность используемых конструктивных решений. В таком случае оптимизация процессов тепло- и

массообмена может привести к существенному уменьшению объема катализатора и размеров реактора, скорее всего, в разы.

В качестве примера приведем результаты наших экспериментов при разработке генератора защитной атмосферы, использующего неполное окисление углеводородов по процессу типа (4), но с воздухом в качестве окислителя. Конструкция реактора разрабатывалась для частичного окисления природного газа; ориентиром качества конверсии были требования предъявляемые к защитной атмосфере для химико-термической обработки сталей –  $\text{CO}_2 \leq 0.1\%$ ,  $\text{CH}_4 \leq 0.5\%$ . Производительность установки была выбрана на уровне  $10 \text{ nm}^3/\text{ч}$  синтез-газа ( $\sim 7 \text{ nm}^3/\text{ч}$  исходной смеси), что соответствует нижней границе промышленных генераторов защитной атмосферы. В качестве рабочих параметров были приняты –

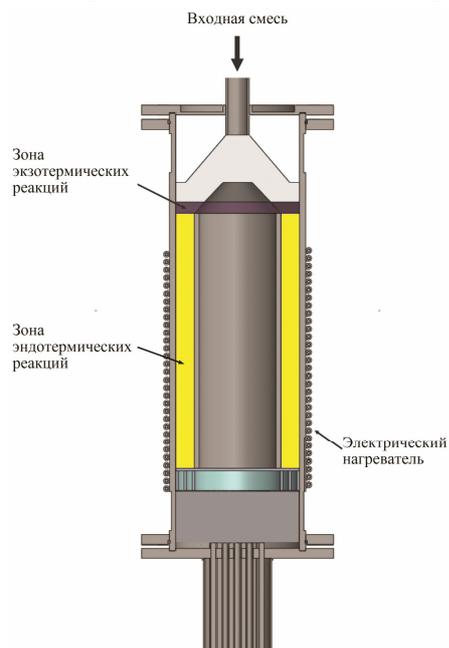


Рис. 1. Схема реактора с внешним нагревом катализатора

атмосферное давление и температура  $950\text{--}1000\text{ }^\circ\text{C}$ . Для достижения таких температур необходимо вводить в реактор примерно  $1.15 \text{ МДж}$  тепла на каждый килограмм входной смеси. Эволюцию наших подходов к конструкции реактора можно проследить в работах [3–5], в результате, на сегодняшний день конструкция установки предусматривает ввод тепла двумя способами – подогревом входной смеси и нагревом внешнего корпуса реактора. Используется цилиндрическая конструкция реактора с коаксиальной засыпкой катализатора объемом  $\sim 0.45 \text{ л}$  (рис. 1). Опробовались четыре типа гранулированных катализаторов – Ni, Pt, Rh и Pd, во всех случаях составы продуктов конверсии были близки к равновесному. Наибольшее число экспериментов было проведено с самым доступным никелевым катализатором. Платиновый катализатор оказался самым устойчивым при исследованиях экстремальных режимов с температурой в зоне экзотермических процессов до  $1200\text{ }^\circ\text{C}$ .

На рис. 2 для иллюстрации представлено сопоставление концентраций  $\text{CO}_2$ , измеренных при частичном окислении природного газа, с расчетными значениями. На этом графике собраны данные полученные в различных экспериментальных режимах, отличающихся расходами, катализаторами и уровнем нагрева. В качестве оси ординат принята величина энергии подведенной к килограмму смеси. Сплошные символы соответствуют экспериментам, пустые символы – расчетам для соответствующего эксперимента, пунктирная линия показывает равновесные значения для смеси природного газа с воздухом при отношении атомов C/O = 1. Расчет теплообмена в реакторе учитывал теплопроводность в радиальном направлении и конвективный перенос в осевом, модель химических процессов – локальное термодинамическое равновесие. Как видно, для концентрации  $\text{CO}_2$  утверждение о близости к равновесию выполняется достаточно хорошо, что справедливо и для других компонент выходной смеси.

Эксперименты с последовательным увеличением расхода исходной смеси приводили к пропорциональному уменьшению резидентного времени, так при расходах  $1.7 \text{ nm}^3/\text{ч}$ ,  $3.4 \text{ nm}^3/\text{ч}$  и  $5.1 \text{ nm}^3/\text{ч}$  резидентное время было около 80, 40 и 27 мс, тем не менее требуемое качество конверсии удавалось достичь при всех расходах. Используемые в установке контроллеры расхода позволили кратковременно работать с расходом  $8.5 \text{ nm}^3/\text{ч}$  ( $\sim 12 \text{ nm}^3/\text{ч}$  синтез-газа), с резидентным временем  $\sim 16 \text{ мс}$ . В таком режиме тоже были получены практически равновесные продукты с концентрациями  $\text{CO}_2 \leq 0.2\%$ ,  $\text{CH}_4 \leq 0.7\%$ . Как видно, при весьма

низком значении резидентного времени сохраняется нужное качество конверсии при производительности малого промышленного масштаба. Параметры экспериментального реактора, скорее всего, не являются предельными, тем не менее они могут быть использованы для оценок аппаратов крупнотоннажного производства.

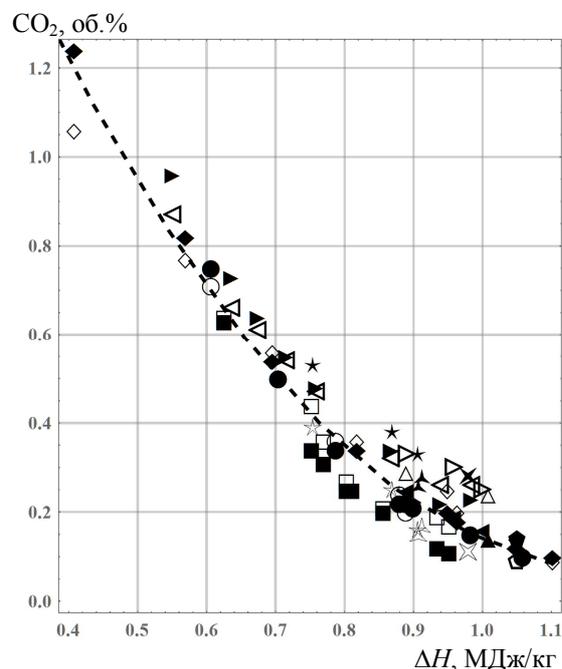


Рис. 2 Концентрации  $\text{CO}_2$  в выходной смеси в зависимости от удельного энерговклада на один килограмм реакционной смеси в экспериментах с тремя катализаторами для разных расходов. Ni: ●, ○ – 1.7, ■, □ – 3.4, ◆, ◇ – 5.1  $\text{нм}^3/\text{ч}$ ; Pd: ◀, ▶, ◁, ▷ – 1.7, 3.4, 5.1  $\text{нм}^3/\text{ч}$ ; Pt: ◆, ◇ – 1.7, ▲, △ – 3.4, ✕, ✖ – 4.9, ★, ☆ – 7  $\text{нм}^3/\text{ч}$

В табл. 2 приведены некоторые характеристики нашего реактора и трубчатого реактора синтез-газа в технологической линии производства метанола на заводе в г. Гродно. Этот реактор не является ни лучшим, ни худшим в отрасли, и дает представление о традициях проектирования устройств такого типа, когда закладывается очень большой «запас» на неточность моделей и расчетов.

Таблица 2

## Сопоставление параметров реакторов

Параметр	Малый реактор	Заводской реактор	Отношение
Рабочее давление, бар	1	20	20
Объемный расход исходной смеси, $\text{нм}^3/\text{ч}$	8.5	78 000	$9.2 \cdot 10^3$
Объем катализатора, $\text{м}^3$	$0.45 \cdot 10^{-3}$	24	$5.3 \cdot 10^4$
Поперечное сечение каталитической засыпки, $\text{м}^2$	$2.56 \cdot 10^{-3}$	2.07	$0.8 \cdot 10^3$
Плотность массового потока смеси, $\text{кг}/\text{м}^2/\text{с}$	1	8	8
Скорость движения газов, м/с	11.3	3.6	0.32
Резидентное время нахождения в реакторе, с	0.016	3.2	200
Средняя плотность теплового потока к катализатору, $\text{Вт}/\text{м}^2$	$8.5 \cdot 10^4$	$2.6 \cdot 10^4$	0.3
Средний коэффициент теплопередачи к катализатору, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$	850	150	0.18

Если пропорционально увеличению производительности реактора (объемного расхода смеси) увеличивать объема катализатора, то он должен быть чуть больше  $4 \text{ м}^3$  вместо  $24 \text{ м}^3$ . При таком эвристическом варианте масштабирования запас шестикратный. Если сохранять

плотность теплового потока через стенку, то следовало бы сократить поверхность труб примерно в три раза, т. е. взять в три раза меньше труб (и катализатора). Кстати, такое решение приводит в соответствие и скорости движения газов. Другими словами, нулевое приближение теплового масштабирования показывает трехкратный запас. Сопоставление резидентных времен свидетельствует, что кинетика химических процессов никак не ограничивает конструкцию, и требуется только грамотное проектирование тепловых процессов в реакторе. Трехкратное сокращение объема катализатора, скорее всего, это оценка снизу. В результате увеличения скорости движения газов, возрастет интенсивность теплообмена, что позволит дополнительно сократить длину труб, т. е. общий объем катализатора.

Оптимизация тепловых процессов в реакторе связана с увеличением коэффициентов теплообмена, что позволяет увеличивать плотность теплового потока к катализатору. Поскольку нагрев выполняется через металлическую стенку, увеличение плотности теплового потока будет увеличивать перепад температур на ней, т. е. вес температурного сопротивления стенки трубы будет возрастать. Этот эффект будет тем сильнее, чем толще металл и чем ниже его коэффициент теплопроводности. В реакторах высокого давления этот фактор может быть лимитирующим.

Альтернативой увеличению плотности теплового потока является увеличение поверхности теплообмена, что немедленно ведет к использованию конструкций щелевого типа вместо трубчатой. В таком варианте легче решаются вопросы теплообмена, но значительно сложнее обеспечить прочность конструкции в условиях высокой температуры и высокого давления.

Экспериментальная установка на базе коаксиального реактора с внешним нагревом обеспечила требуемое качество синтез-газа, получаемого из смеси природного газа и воздуха при рабочих расходах смеси от 1 до 8.5 нм<sup>3</sup>/ч. В том же реакторе была проведена конверсия ряда других углеводородов: этан, пропан, осветительный и авиационный керосин, нефтя, изоктан, бензин АИ-92, АИ-95 и А-80, дизельное топливо. Во всех случаях удалось получить синтез-газ с составом, соответствующим требованиям к защитной атмосфере для химико-термической обработки сталей.

Процессы частичного окисления при температурах 700 °С и выше идут с высокой скоростью, так что характерные кинетические времена меньше 100 мс, причем это относится ко всем традиционным катализаторам на основе Ni, Pt, Rh, Pd. Это означает, что в крупнотоннажных промышленных установках качество продукта и габариты реакторов зависят только от теплообменных и массообменных процессов. Поскольку все предлагаемые на рынке катализаторы обеспечивают необходимую «эффективность», то выбор следует делать, исходя из их долговечности и цены. Сопоставление параметров реактора малой производительности и крупнотоннажного трубного реактора показало, что оптимизация конструкции по теплообменным процессам должна в разы сократить и объемы катализатора и размеры установки.

### Литература

1. Pavlova S. et al. Monolith composite catalysts based on ceramometals for partial oxidation of hydrocarbons to synthesis gas // *Studies in Surface Science and Catalysis*. 2004. Vol. 147. Pp. 223–228.
2. Sadykov V. et al. Selective oxidation of hydrocarbons into synthesis gas at short contact times: design of monolith catalysts and main process parameters // *Kinetics and catalysis*. 2005. Vol. 46, No. 2. Pp. 227–250.
3. Al-Musa, et al. Partial oxidation of methane in an adiabatic-type catalytic reactor // *J. Power Source*. 2014. Vol. 246. Pp. 473–481.

4. Al-Musa, et al. Effect of active thermal insulation on methane and carbon dioxide concentrations in the effluent of a catalytic partial oxidation reactor for natural gas conversion to synthesis gas // Chemical Engineering J. 2015. Vol. 281. Pp. 852–859.

5. Al-Musa, et al. Development of Catalytic Reactors Exceeding Laboratory Scale for Synthesis gas Production // BIT's 6th Annual Global Congress of Catalysis-2015. 23–26 September 2015. Xi'an, China, 2015. P. 125.

---

УДК 623.746.4-519:662.75

## **ТЕПЛОМАССОБМЕН ПРИ ТЕЧЕНИИ В КАНАЛАХ СИНТЕТИЧЕСКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО НАГРЕВА**

**Л. С. Яновский**

*Центральный институт авиационного моторостроения им. П. И. Баранова,  
г. Москва, Россия*

Современные тенденции развития газотурбинных двигателей и энергоустановок неизбежно связаны с увеличением параметров термодинамического цикла и применением топлив с повышенными энергоемкостью и хладоресурсом. Использование таких топлив позволит существенно улучшить энергоэкономические показатели двигателей и энергоустановок и обеспечить работоспособность топливовоздушных и топливомасляных теплообменников и камер сгорания без закоксовывания [1].

В настоящее время в ряде стран проводятся работы по созданию жидких синтетических углеводородов, обладающих повышенной энергоемкостью, которые можно было бы использовать в качестве компонентов топлив. Одним из путей увеличения энергоемкости углеводородов является образование ненасыщенных соединений (двойных или тройных связей) или увеличение напряженности углеродной структуры. Напряжение в углеводородных соединениях возникает тогда, когда атомы углерода связываются в кольца, содержащие менее 6 атомов. В насыщенных углеводородах шестизвенные кольца являются энергетически наиболее благоприятными структурами, содержащими все С-С связи в пределах тетраэдрной геометрии. В цепях меньшей размерности для того, чтобы связать молекулы углерода, необходимо затратить дополнительную энергию.

В качестве сырья для синтетических энергоемких углеводородов рассматривается циклопентадиен (ЦПД) – первичный продукт нефтепереработки, ресурсы которого практически не ограничены, а стоимость невысока [2]. Методом циклопропанирования ЦПД [3] синтезированы полициклические углеводороды с теплотой сгорания свыше 44 000 кДж/дм<sup>3</sup> [4] перспективные для создания различных топлив. Такие углеводороды обладают повышенной плотностью и вязкостью, поэтому в состав топлив на их основе следует включить маловязкие углеводородные разбавители, обеспечивающие удовлетворительные вязкостно-температурные свойства.

Каких-либо данных по хладоресурсу и закономерностям тепло- и массообмена при течении синтетических топлив в литературе нет, в связи с чем были проведены экспериментальные исследования по определению потенциального хладоресурса и по теплоотдаче циклопропанированных углеводородов при течении в каналах в условиях высокотемпературного нагрева.

Потенциальный хладоресурс определяется суммой физического и химического хладоресурса. Физический хладоресурс топлива равен изменению энтальпии в диапазоне от температуры плавления до температуры начала термодеструкции (без химических превращений топлива), а химический, учитывающий тепловой эффект реакций, – изменению полной энтальпии от температуры начала деструкции до заданной температуры, определяемой термостойкостью конструкционного материала [1].

Эксперименты проводились при течении топлива в условиях высокотемпературного нагрева. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

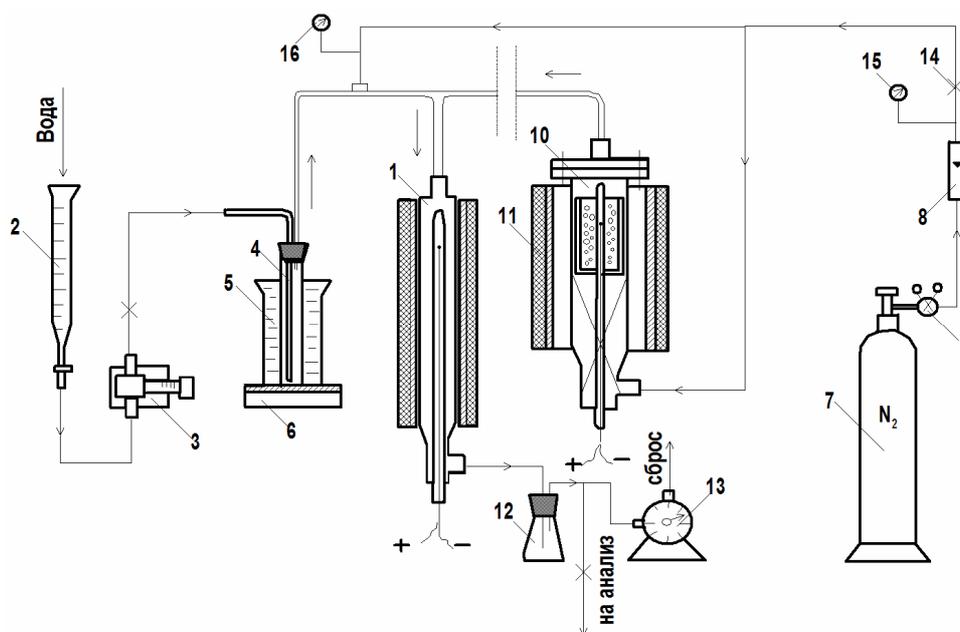


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Нагрев топлива осуществлялся в проточном реакторе 1 длиной 300 мм, выполненном из трубки  $\text{Ø}20 \times 2$  мм футерованной изнутри медной трубкой  $\text{Ø}12$  мм. Реактор обогревался снаружи электрической спиралью через слой электро- и теплоизоляции, а на оси реактора размещалась подвижная термопара для контроля профиля температур по длине рабочей зоны. Топливо из емкости 4 вытеснялось водой, закачиваемой дозировочным насосом 3 из мерной бюретки 2, и поступало в реактор. По мере увеличения мощности реактора повышалась температура топлива, и, далее происходило его разложение с образованием продуктов, поступавших в токе азота 7, 9, 8, 14 в сепаратор 12, где жидкие (при нормальных условиях) компоненты отделялись от газовых. Далее газовый поток проходил через расходомер, а для химического анализа состава производился отбор пробы газа в промежуточной точке. Состав газов и жидких продуктов анализировался хроматографическим методом. Степень коксования реактора определялась по показаниям манометра 16 на входе в реактор. Длительность каждого опыта составляла 1–1,5 ч.

Эксперименты показали, что величина физического хладоресурса синтетических топлив при нагреве до  $350\text{ °C}$  составила 1400–1600 кДж/кг. При температурах выше  $350\text{ °C}$  происходит деструкция топлива с образованием газовых и жидких продуктов. С ростом температуры в реакторе выход продуктов увеличивается, и уже при температурах  $650\text{--}810\text{ °C}$  степень конверсии топлива достигает заметных величин: 87–99 мас. %.

Величина химического хладоресурса, определенная по разности теплот образования топлив и продуктов их деструкции, в диапазоне температур  $650\text{--}800\text{ °C}$  при  $P = 0,1\text{ МПа}$  оказалась отрицательной: от  $-40$  до  $-200$  кДж/кг. Отрицательные значения свидетельствуют о том, что при деструкции циклопропанованных углеводородов происходит не поглоще-

ние тепла, как это имеет место при деструкции парафиновых углеводородов [6], а его выделение (!). Это связано с тем, что теплоты образования *n*-парафиновых углеводородов имеют отрицательные значения, а теплоты образования циклопропанированных углеводородов – положительные из-за напряженного состояния молекул, при насыщении связей в которых выделяется энергия, компенсирующая поглощаемую энергию распада на фрагменты. При деструкции циклопропанированных углеводородов образуется заметное количество жидких компонентов (35–65 мас.%), большую часть которых составляют ароматические углеводороды. При деструкции же обычных углеводородных топлив, в том числе используемых органических растворителей при температурах свыше 700 °С, жидкие компоненты практически не образуются. Впервые определена кинетика термического превращения как циклопропанированных углеводородов, так и топлив на их основе в присутствии растворителей.

Таким образом, потенциальный хладоресурс синтетических углеводородов при их нагреве до высоких температур (800 °С) оказался меньше их физического хладоресурса на величину химической составляющей, в то время, когда для обычных углеводородных топлив величины физического и химического хладоресурса суммируются.

Исследования теплообмена при течении синтетических топлив в каналах проводились на установке сверхкритического давления [5]. Параметры экспериментов: давление – до 8,0 МПа, температура топлива на выходе из реактора – до 800 °С, число Рейнольдса на входе в реактор  $2,1 \cdot 10^3 - 1,5 \cdot 10^4$ , плотность теплового потока – до  $1,5 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup>.

Установлено, что процесс деструкции синтетических углеводородов оказывает существенное влияние на распределение температуры вдоль реактора. При турбулентном их течении с  $T_{ex} > 400$  °С теплоотдача ухудшается, т. е. коэффициенты теплоотдачи, отнесенные к коэффициентам теплоотдачи, рассчитанным по свойствам продуктов деструкции без учета теплоты реакции, становятся меньше единицы ( $Nu/Nu_0 = 0,8-0,9$ ). Увеличение доли органических растворителей в топливе (до 40%) приводит, наоборот, к улучшению теплоотдачи ( $Nu/Nu_0 = 1,25$ ), что обусловлено увеличением доли эндотермического эффекта при деструкции растворителя и его превышением над экзотермическим эффектом насыщения связей циклопропанированных углеводородов. Течение эндотермически разлагающихся углеводородных растворителей (*n*-парафинов, нафтенов) характеризуется улучшенной теплоотдачей ( $Nu/Nu_0 > 1$ ). Расчетное отношение тепла реакции газообразования к подводимому теплу достигает единицы, т. е. все подводимое тепло идет на разложение топлива, и средне-массовая температура топлива не растет. Далее скорость газообразования и, соответственно, доля тепла, идущего на разложение, уменьшаются из-за падения концентрации исходного топлива. Химический хладоресурс обычных углеводородов, в отличие от синтетических, достигает 800–1000 кДж/кг при нагреве до  $T = 800$  °С. Представлено обобщение данных по теплоотдаче синтетических топлив в зависимости от тепловых эффектов и кинетики реакции и их сравнение с расчетами по известным методам, например [5, 7].

Работа поддержана грантом РФФИ (проект 15-11-30012).

### Литература

1. Дубовкин Н. Ф., Яновский Л. С., Харин А. А. и др. Топлива для воздушно-реактивных двигателей. М.: МАТИ, 2001. – 443 с.
2. Дубовкин Н. Ф., Репников А. А. Энергоемкие горючие // Научный вклад в создание авиационных двигателей (книга 2) / Под ред. В. А. Скибина и В. И. Солонина. М.: Машиностроение, 2000. С. 588–591.
3. Джемилев У. М., Хуснутдинов Р. Т., Толстикова Г. А. Норборнадиены в синтезе полициклических напряженных углеводородов с участием металлокомплексных катализаторов // Успехи химии. 1987. № 1. С. 65–94.

4. Fray G. I., Saxton R. G. Chemistry of Cyclooctatetraene and its Derivatives. London: Cambridge University Press, 1978. P. 492.

5. Шигабиев Т. Н., Яновский Л. С., Галимов Ф. М., Иванов В. Ф. Эндотермические топлива и рабочие тела силовых и энергетических установок. Казань: Казанский научный центр РАН, 1986. – 264 с.

6. Органическая химия. Стереохимия, углеводороды, галогенсодержащие соединения / Под ред. Дж. Ф. Стоддарта. М.: Химия, 1981. Т. 1. – 736 с.

7. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. – 416 с.

---

УДК 661.666.412

## ОБРАЗОВАНИЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ ПРИ ГОРЕНИИ БОГАТЫХ ТОПЛИВОМ ПЛАМЕН

З. А. Мансуров<sup>1</sup>, М. Ауелханкызы<sup>1</sup>, Н. Славинская<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт проблем горения, г. Алматы, Казахстан*

<sup>2</sup>*Institute for Combustion Technology, Stuttgart, Germany*

Синтез углеродных наноматериалов, а именно фуллеренов, углеродных нанотрубок и графенов проводился при испарении графита электрической дугой. Это достаточно дорогой метод – требуется чистый графит и электрическая энергия. Альтернативным методом является получение их в режиме горения в условиях сажеобразования.

Пламя можно рассматривать в качестве химического реактора по синтезу целевых продуктов. Основная особенность процессов на основе технологического горения заключается в том, что целевой продукт образуется в результате реакции горения, протекающей самопроизвольно при высоких температурах с большой скоростью без затрат энергии извне, т. е. за счет собственного тепловыделения. С развитием нанотехнологий возникают новые задачи по синтезу наноматериалов в режиме горения.

В статье представлены оригинальные результаты по разработке методов синтеза углеродных наноматериалов различного функционального назначения, которые были получены в Институте проблем горения:

- синтез фуллеренов в пламени;
- синтез углеродных нанотрубок в пламени;
- синтез супергидрофобной углеродной поверхности в пламени;
- синтез графенов в пламени;
- моделирование образования полициклических ароматических углеводородов (ПЦАУ)

и полная схема сажеобразования.

Сажеобразование, характерное для богатых топливом пламен, имеет важное значение в связи с проблемами экологии, производства различных материалов в качестве наполнителя [1]. В последнее время изучение механизма и кинетики сажеобразования активизировалось в связи с получением альтернативных топлив из растительного сырья. Важно знать общие закономерности превращения топлива до сажевых частиц независимо от вида молекулярного веса топлива. К настоящему времени накоплен значительный экспериментальный материал по процессам сажеобразования и предложены различные феноменологические модели [1–3]. Несмотря на это, все еще остается много неясностей в механизме сажеобразования. Даже в

простых случаях, например, гомогенного пиролиза углеводородов, нет полного понимания процесса, поскольку он связан с большим количеством быстропротекающих параллельных реакций, ведущих к образованию новой твердой фазы – частиц сажи (например, время конверсии метана с молекулярной массой 16 а.е.м. в частицы сажи с молекулярной массой более  $10^6$  а.е.м. составляет  $10^{-4}$ – $10^{-2}$  с). Следует обратить внимание, что эти быстро протекающие реакции идут в потоке, т.е. при интенсивном переносе масс частиц с параллельным увеличением их молекулярной массы [4].

**Синтез фуллеренов в пламени.** Фуллерены  $C_{60}$  и  $C_{70}$  были идентифицированы в 1985 г. и получены в макроскопических количествах в 1990 г., в обоих случаях методом испарения графита дугowym разрядом [5]. В пламенах ионы фуллеренов были обнаружены в 1987 г. и в 1991 г.  $C_{60}$  и  $C_{70}$  были извлечены в значительных количествах из пламени и спектроскопически идентифицированы. Ховард с сотрудниками получили значительные количества  $C_{60}$  и  $C_{70}$  в предварительно перемешанных ламинарных сажеобразующих пламенах бензола и кислорода при низких давлениях [6].

Эти данные стали основанием для разработки альтернативного метода получения фуллеренов в режиме горения углеводородов. Исследования проводились при горении предварительно перемешанного  $C_6H_6/O_2/Ar$  пламени для условий, соответствующих максимальному выходу фуллеренов. Обработка экспериментальных данных по определению выхода фуллерена  $C_{60}$  выявила преимущество кольцевого электрода по сравнению с электродом в виде иглы и показала, что наибольший выход фуллерена  $C_{60}$  (~15%) наблюдался при его расположении в средней части пламени ( $L = 4$  см) [7].

**Синтез углеродных нанотрубок в пламени.** Наиболее перспективным способом производства углеродных нанотрубок является пламенный метод. В случае использования пламени для синтеза углеродных наночастиц часть топлива расходуется на разогрев смеси, а часть используется как реагент, что делает данный метод более экономичным по сравнению с методами, основанными на использовании электричества, пиролиза углеводородов или дугowego испарения графита.

В [8] представлены результаты исследования диффузионного пропан-кислородного плоского пламени, стабилизированного на горелке со встречными струями при атмосферном давлении. Два встречных потока образовывали плоское пламя. Пламя было окружено внешним потоком азота, поступавшим из матриц горелок. Раствор катализатора ( $Fe(CO)_5$  или спиртовой раствор нитрата никеля) распылялся ультразвуковым распылителем и подавался через металлическое сопло в пламя со стороны топлива. Полученные продукты осаждались на стенках реактора и улавливались в ловушках с жидким азотом. Температура в реакторе измерялась термопарой, в пламени – пирометром Iron Ultimax.

Из рис. 1 видно, что образцы содержат агломераты сажи, среди которых встречаются металлические частицы. Обнаружено, что при определенных условиях эксперимента возможно образование хорошо упорядоченных жгутов углеродных нанотрубок диаметром 20–30 нм.

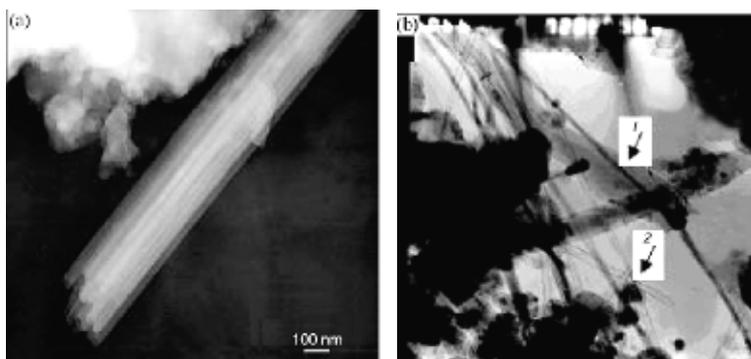


Рис. 1. Электронно-микроскопические снимки образца: 1 – углеродных нанотрубок, 2 – в углеродной оболочке [8]

**Синтез супергидрофобной углеродной поверхности в пламени.** Проведено экспериментальное исследование осаждения сажи на подложку из кремния и никеля при горении пропан-кислородной смеси [9]. На рис. 2 показана фотография экспериментальной установки и капля жидкости на супергидрофобной поверхности.



Рис. 2. Фотография экспериментальной установки и капля жидкости на супергидрофобной поверхности [9]

Капля воды, нанесенная на диск, который находился в пламени в течение 4 мин, показал гидрофобность. Было обнаружено, что гидрофобность поверхности очень стабильная. Внешний угол контакта (рис. 2) лежит в диапазоне  $152,4\text{--}157,1^\circ$  для всех случаев. Аналогичные капли воды были нанесены на гидрофильную поверхность кремния, который имеет внешний угол контакта  $50,1^\circ$ .

Для выявления влияния воздействия электрического поля на гидрофобность или гидрофильность образующейся сажевой поверхности провели исследования с воздействием электрического поля. При наложении электрического поля получена сажа с углом смачивания  $>170^\circ$ .

**Синтез графенов в пламени.** Исследование образования слоистых графеновых пленок проводили в пропан-кислородном пламени при соотношении  $C/O = 0,86$ . Исследования проводили, как с добавкой аргона в бензол-кислородную смесь в количестве  $300\text{--}650\text{ см}^3/\text{мин}$ , так и без аргона. В качестве каталитических подложек применялись пластинки из меди и никеля, помещаемых в пламя. Варьировался диапазон времени нахождения подложки в пламени: 5, 10, 20, 30, 40, 60 с, 5 и 10 мин; варьировался угол наклона подложки относительно вертикальной оси пламени:  $\alpha = 0, 30, 45, 60, 85^\circ$ . Температура пламени при экспериментах находилась в интервале  $900\text{--}950^\circ\text{C}$ . Образованные на подложках образцы сажевых структур исследовались на Раман-спектрометре NTEGRA Spectra.

Установлено, что зона формирования графеновых слоев находится на границе начала формирования сажевых частиц. При наклоне подложки на некоторый угол относительно вертикальной оси, на стороне, расположенной ближе к стабилизатору, область формирования графенов перемещается вверх.

Исследования по оценке влияния времени нахождения подложки в пламени горелки на процесс формирования графенов показали, что с увеличением времени нахождения подложки в пламени от 5 до 60 с наблюдается тенденция формирования графеновых слоев с уменьшением степени неупорядоченности графитизированной структуры, что характеризуется появлением пика 2D при  $2700\text{ см}^{-1}$  и с уменьшением интенсивности пика D при  $1351\text{ см}^{-1}$ .

Были проведены исследования по образованию графеновых слоев в пропан-кислородном пламени без добавления аргона на никелевой подложке при времени экспозиции 5 мин и угле наклона  $30^\circ$ . Установлено, что на никелевой подложке образуется 5–10 слоев графена ( $I_G/I_{2D} = 1,6\text{--}2,5$ ). Недостаток кислорода приводит к образованию сажи, при этом ПЦАУ являются зародышами сажевых частиц.

В работе [10] был исследован синтез графеновых слоев в бензол-кислородном пламени при низком давлении. Исследования показали, что формирование графеновых слоев происходит в предсажевой зоне, как и при атмосферном давлении. На рис. 3, а представлены Раман-спектры, характеризующие углеродные структуры, формирующиеся на никелевой

пластинке в зонах 0, 1, 2, 3 (рис. 3, б). В зонах 0, 1 и 2 наблюдается аморфная углеродная структура, а в зоне 3 синтезируются графеновые слои. При этом зона формирования графенов при низком давлении более расширена, чем при атмосферном давлении. Выше зоны 3 формируется сажевая структура (рис. 3, б).

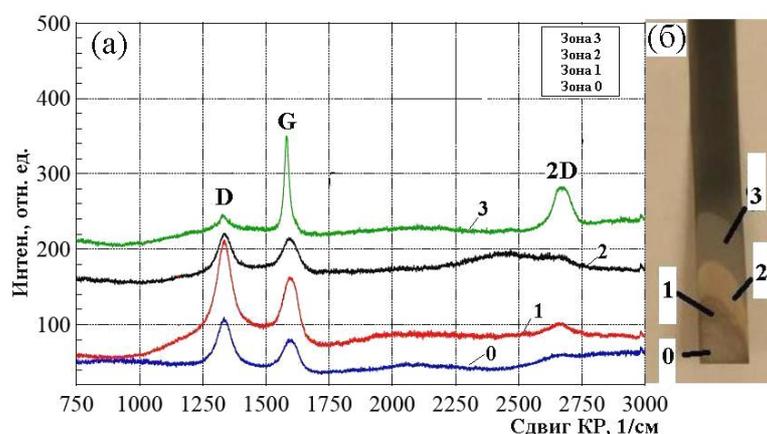


Рис. 3. Раман-спектры углеродных структур по зонам (а) и фотография никелевой подложки (б) с указанием зон сформированных углеродных структур при низком давлении

**Моделирование образования ПЦАУ и полная схема сажеобразования.** Образование полициклических ароматических молекул в пламенах является ключевым моментом в процессе сажеобразования. Реакционные пути образования этих прекурсоров, в первую очередь  $C_2H_2$ ,  $C_3H_3$ ,  $C_3H_4$ ,  $C_3H_5$ ,  $C_4H_2$ ,  $C_4H_4$ , зависят от вида топлива и параметров пламен. Хотя образование полиароматических молекул и сажи в процессе горения топлив интенсивно изучается, окончательная кинетическая схема еще не разработана, требует дальнейшей оптимизации и уточнения кинетических параметров [11]. В работе [12] были исследованы пламена ацетилена, этилена и пропана с целью установить особенности образования первого ароматического кольца (бензол,  $C_6H_6$ ) в пламенах насыщенных ( $C_3H_8$ ) и ненасыщенных ( $CH\equiv CH$ ,  $CH_2=CH_2$ ) углеводородов.

Исследование проведено на основе существующей детальной кинетической схемы [11], описывающей образование полиароматики в пламенах метана, этилена и этанола. Используемый механизм был, прежде всего, валидирован на экспериментальных данных по временам воспламенения ацетилена [13], этилена [14], пропана [14], характеризующих основные свойства горения  $C_2H_2$  [15],  $C_2H_4$  [16], и  $C_3H_8$  [17] в широком диапазоне параметров. Расчетные времена задержки воспламенения удовлетворительно совпадают с экспериментальными значениями.

Реакционные пути образования бензола в пламенах  $C_2H_2$ ,  $C_2H_4$  и  $C_3H_8$  показывают, что образование первого ароматического кольца-бензола происходит по аналогичным реакционным маршрутам во всех пламенах, после того как произошло разложение топлива и наработка ароматических прекурсоров. При этом реакционные маршруты зависят от температуры. Для низких температур,  $T < 1500$  К, доминируют маршруты, которые включают образование  $C_2H_3$  из  $C_2H_2$ , и далее  $C_4H_5$ , который в реакции с  $C_2H_2$  дает  $C_6H_6$ . Для высоких  $T$  доминируют реакции образования пропаргила и основной реакцией образования бензола является реакция образования пропаргила [12].

Как известно, образование и синтез фуллеренов в традиционном методе дугового испарения графита осуществляется при давлениях ниже 40 торр [18]. Как указано в работе [19], в асимптотических гигантских разветвленных звездах в результате газофазной конденсации образуются нано- и субнаноразмерные частицы. Проведены эксперименты при давлении 0,1–2,6 мбар со схожей с астрофизической атмосферой при температурах ниже

1700 К, в которых наблюдалось образование фуллеренов. Образование фуллеренов происходит при низких давлениях, и здесь важным является учет стерического фактора. Следует учесть, что образование такой изящной молекулы  $C_{60}$  требует необходимой пространственной ориентации двух молекул  $C_{30}$ . Имеются различные модели образования  $C_{60}$  фуллеренов, одна из которой осуществляется по zipper-механизму [20]. Необходимым условием такого механизма являются низкие давления. С возрастанием давления, т. е. при переходе к атмосферному и выше, где преобладают тройные столкновения, происходит коагуляция ПЦАУ с образованием сажевых кластеров [21].

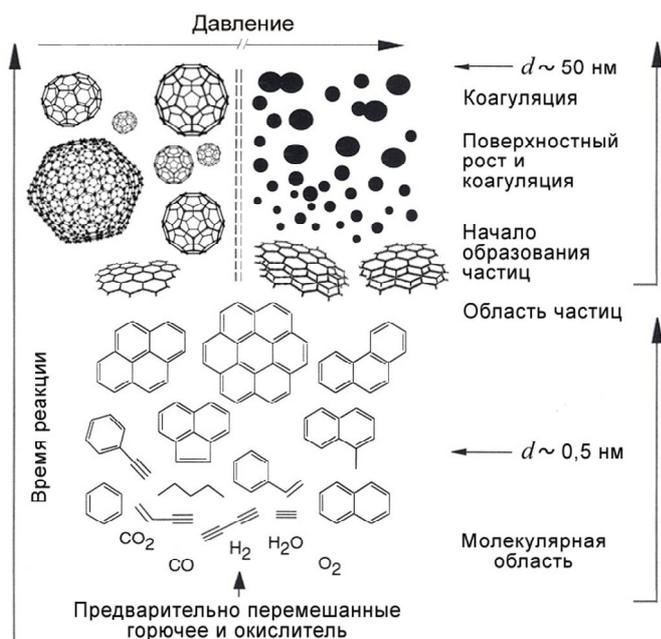


Рис. 4. Полная схема образования углеродных наночастиц при богатом углеродом топливе пламени

Ранее Бокхорном [22] была предложена общая схема реакции образования сажи в гомогенных смесях предварительно перемешанных пламенах, где промежуточными продуктами являются ПЦАУ. С учетом новых данных ПЦАУ можно рассматривать как основу образования фуллеренов и графенов в пламени, как предшественников образования сажевых частиц. На рис. 4 представлена схема образования частиц сажи, дополненная стадиями образования фуллеренов и графенов. Как показано на схеме, при низких давлениях образуются однослойные графены, а при атмосферном давлении – многослойные.

Разработана схема образования фуллеренов, графенов и сажи в богатых углеводородных пламенах с учетом давления. Показано, что синтез в пламени фуллеренов, графенов и углеродных нанотрубок представляет альтернативу технологии существующих методов синтеза в электрической дуге из графита.

### Литература

1. Теснер П. А. Образование сажи при горении // ФГВ. 1979. Т. 15, № 2. С. 3–14.
2. Wagner H. G. Soot formation in combustion // 17 Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1979. Pp. 3–19.
3. Wang H. Formation of nascent soot and other condensed-phase materials in flames // Proceedings of the Combustion Institute, 2011. Vol. 33. Pp. 41–67.
4. Мансуров З. А. Сажеобразование в процессах горения // ФГВ. 2005. Т. 41, № 6. С. 137–156.
5. Kroto H. W., Heath J. R., O'Brien S. C., Curl R. F., and Smalley R. F.  $C_{60}$ : Buckminsterfullerene // Nature. 1985. Vol. 318, No. 6042. Pp. 162–164.

6. Howard J.B. Fullerenes formation in flames // 24<sup>th</sup> Sympos. (Intern.) on Combustion. 1992. Vol. 24, No. 1. Pp. 933–946.
7. Мансуров З. А. Образование сажи полициклических ароматических углеводородов, фуллеренов и углеродных нанотрубок при горении углеводорода // ИФЖ. 2011. Т. 84, № 1. С. 116–149.
8. Мансуров З. А. Получение наноматериалов в процессах горения // ФГВ. 2012. Т. 48, № 5. С. 77–86.
9. Нажипкызы М., Мансуров З. А., Пури И. К. и др. Получение супергидрофобной углеродной поверхности при горении пропана // Нефть и газ. 2010. Т. 5, № 59. С. 27–33.
10. Mansurov Z. A., Prikhodko N. G., Auyelkhanzy M., Lesbayev B. T., Nazhipkyzy M. Synthesis of single and few layer graphenes in flames // 7<sup>th</sup> European Combustion Meeting 2015. 30 March – 2 April 2015. Budapest, Hungary, 2015. Pp. 118–119.
11. Slavinskaya N. A. et al. Kinetic study of the effect of ethanol addition on pah and soot formation in ethylene flames // Combustion and Flame. 2015. (impress).
12. Auyelkhanzy M., Mansurov Z. A., Prikhodko N. G., Slavinskaya N., et al. Mechanism of graphene and soot particles formation in flames // Carbon-2015. 15–17 July, Dresden, Germany.
13. Hidaka Y., Hattori K. et al. Shock-tube and modeling study of acetylene pyrolysis and oxidation // Combustion and Flame. 1996. Vol. 107. Pp. 401–417.
14. Brown C. J., Thomas G. O. Experimental studies of shock-induced ignition and transition to detonation in ethylene and propane mixtures // Combustion and Flame. 1999. Vol. 117. Pp. 861–870.
15. Lamprecht A., Atakan B., et al. Fuel-rich propene and acetylene flames: a comparison of their flame chemistries // Combustion and flame 2000. Vol. 122. Pp. 483–491.
16. Castaldi M. J., Marinov N. M., et al. Modeling of aromatic and polycyclic aromatic hydrocarbon formation in premixed methane and ethane flames // 26<sup>th</sup> Symp. (Int.) on Comb. 1996. Vol. 26. Pp. 693–702.
17. Marinov N. M., Castaldi M. J., Melius C. F. Aromatic and polycyclic aromatic hydrocarbon formation in a premixed propane flame // Comb. Sci. and Tech. 1997. Vol. 128. Pp. 295–342.
18. Krätschmer W., Lamb L., Fostiropoulos K., Huffman D. Solid C: a new form of carbon // Nature. 1990. Vol. 347. P. 354.
19. Jäger C., Huisken F., Lamas J. I., Henning Th. Formation of Polycyclic Aromatic Hydrocarbons and Carbonaceous Solids in Gas-Phase Condensation Experiments // Astrophys. 2009. No. 696. Pp. 706–712.
20. Ahrens J., Bachmann M., Baum Th., Griesheimer J., Kovacs R., Weilmünster P., Homann K.-H. // Int. J. Mass Spectrom. Ion Proc. 1994. Vol. 138. Pp. 133–148.
21. Mansurov Z. A. Soot formation. Almaty: Kazakh University. 2015. – 167 p.
22. Soot Formation in Combustion / Ed. Bockhorn H. Berlin, Heidelberg, Springer, 1994. P. 596.

## **ТЕПЛОВЫЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМАХ С НАНО- И МИКРОЧАСТИЦАМИ, В БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ**

УДК 621.59, 615.47

### **ОЦЕНКА ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНОСТИ АППАРАТОВ ДЛЯ ОБЩЕГО КРИОТЕРАПЕВТИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ**

**А. Ю. Баранов**

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, г. Санкт-Петербург, Россия*

Аппараты для общего криотерапевтического воздействия (криотерапевтические комплексы) предназначены для управляемого переохлаждения поверхности человеческого тела с целью достижения позитивного физиотерапевтического эффекта [1]. Минимальная допустимая температура поверхности кожи составляет  $-2^{\circ}\text{C}$  [2], поэтому технологическая задача криотерапевтического комплекса (КТК) сводится к обеспечению внешних условий, при которых эта температура будет достигнута без негативного воздействия на центральную часть тела, так называемое ядро.

В работе [2] показано, что максимальная продолжительность анальгетического эффекта общей криотерапии (6 ч) достигается при температуре охлаждающего газа 140 К и экспозиции 180 с. Для реализации технологии общего криотерапевтического воздействия (ОКВ) используют одноместные и многоместные криотерапевтические комплексы. Эксплуатационные преимущества того или иного вида КТК являются предметом дискуссии. Наряду с лечебной эффективностью КТК важнейшее значение имеет их энергоэффективность. Распространено мнение о том, что многоместные системы рациональнее расходуют энергию [3], однако оно основано на субъективных впечатлениях от наблюдения за работой одноместных и многоместных КТК.

Криотерапевтические аппараты являются самым энерговооруженным видом физиотерапевтической аппаратуры. В пересчете на одного пациента расход энергии на реализации технологии ОКВ составляет не менее 1 кВт·ч.

Несмотря на внешние различия вариантов технического исполнения, все КТК содержат два основных элемента: исполнительное устройство (ИУ) и систему его криостатирования (СК). Исполнительное устройство КТК – кабина для размещения пациентов в ходе ОКВ. С технологической точки зрения кабина пациентов является тепловым ограждением зоны криовоздействия, которая заполнена криогенным газом-теплоносителем. Охлаждение поверхности тела пациентов (объекта ОКВ) достигается за счет отвода теплоты к теплоносителю. Теплоноситель отводит теплоту, проникающую из окружающей среды через ограждение кабины.

Размеры и конструкция ИУ одноместного и многоместного комплекса имеют существенные различия, поэтому для упрощения численных исследований была введена в рассмотрение система одномерных характеристик исполнительного устройства. Все геометрические и энергетические показатели можно отнести к единице объема ИУ, что

позволит провести сопоставительный эксперимент на одномерной модели криотерапевтической системы [4].

Для описания геометрических размеров использованы значения удельной теплопередающей поверхности (компактности размещения) объекта ОКВ  $f_2$ , удельной теплопередающей поверхности ограждения  $f_3$  и относительного свободного пространства  $\varepsilon$ :

$$f_2 = \frac{F_2 n_2}{V_3}, \quad f_3 = \frac{F_3}{V_3}, \quad \varepsilon = \frac{V_3 - V_2}{V_3}.$$

Удельные характеристики получены путем деления абсолютных значений на величину теплоизолированного объема ИУ. По известным данным о действующих КТК можно рассчитать удельные геометрические характеристики ИУ одноместного и многоместного комплекса (табл. 1). Из данных таблицы видно, что компактность размещения пациентов в одноместных устройствах в 5 раз выше, чем в многоместных системах. Это связано с тем, что конструкция многоместных систем должна обеспечивать возможность перемещения группы от 3 до 8 пациентов по двум (трем) низкотемпературным камерам КТК. По тем же причинам доля свободного низкотемпературного пространства многоместной кабины, занятая пациентами, составляет всего 3%, в то время как у многоместных кабин – 16%.

Таблица 1

Удельные геометрические характеристики ИУ КТК

Характеристики	Одноместный КТК	Многоместный КТК
Теплопередающая поверхность объекта ОКВ, м <sup>2</sup> /м <sup>3</sup>	3,2	0,62
Теплопередающая поверхность ограждения, м <sup>2</sup> /м <sup>3</sup>	6,4	2,4
Удельное свободное пространство, %	0,84	0,97

Математические модели объекта ОКВ [4] и теплового ограждения [5] имитируют подвод теплоты в единицу объема кабины за один цикл общего криотерапевтического воздействия. Наряду с подводом теплоты от этих источников, существенная часть энергии затрачивается на охлаждение необходимого для заполнения внутреннего объема ИУ. В одноместном КТК каждый сеанс начинается с того, что температура теплоносителя в объеме ИУ равна температуре окружающей среды:

$$\tau = 0, \quad T_1 = T_{oc}.$$

В многоместном КТК в начале очередного сеанса температура теплоносителя в объеме основной и шлюзовой кабины устанавливалась на номинальном уровне:

$$\tau = 0, \quad T_{1к} = T_{к\_ном} = 140 \text{ К}, \quad T_{1ш} = T_{ш\_ном} = 210 \text{ К}.$$

За время входа пациентов в шлюзовую кабину ее внутреннее пространство заполняется атмосферным воздухом:

$$0 < \tau = 10 \text{ с}, \quad T_{1ш} \approx T_{oc}.$$

За время экспозиции пациентов в шлюзе система охлаждения должна восстановить номинальный уровень температуры:  $\tau = \tau_{ш}, \quad T_{1ш} \approx T_{ш\_ном}$ .

Компенсация потерь холодного теплоносителя при входе пациентов в объем шлюза создает дополнительную тепловую нагрузку – компенсационный подвод теплоты:

$$q_{\text{комп\_ш}} = (p_{\text{ш\_ном}} - p_{\text{о.с}})(T_{\text{о.с}} - T_{\text{ш\_ном}})c_p.$$

За время перехода пациентов из шлюзовой кабины в основную, температура теплоносителя в полостях выравнивается:

$$\tau = \tau_{\text{ш}} + 10\text{с}, \quad T_{\text{ш}} \approx T_{\text{лк}} \approx T_{\text{ср}} = 0,5(T_{\text{ш}} + T_{\text{лк}}).$$

Компенсация потерь холодного теплоносителя при переходе пациентов в объем основной кабины вызывает дополнительный компенсационный подвод теплоты:

$$q_{\text{комп\_к}} = (p_{\text{к\_ном}} - p_{\text{ср}})(T_{\text{ср}} - T_{\text{к\_ном}})c_p.$$

Аналогичные потери низкотемпературного теплоносителя наблюдаются при движении пациентов из основной кабины в шлюзовую, а затем в окружающую среду. С учетом низкой компактности размещения пациентов в многоместном ИУ, подвод теплоты с компенсационными потоками газа может существенно влиять на энергоэффективность КТК.

На математической модели ИУ с учетом удельных характеристик ИУ разной вместимости был выполнен численный эксперимент по определению затрат энергии на реализацию одного процедурного цикла. Изменение температуры в низкотемпературных камерах КТК моделировалось в соответствии с алгоритмами, описанными в [4, 6]. Минимальная температура ИУ, в основном, принята равной 140 К.

В результате выполнения численного эксперимента определены затраты электроэнергии или жидкого криоагента (азота) на охлаждение единицы поверхности объекта ОКВ (пациента) и тепловой КПД исполнительного устройства КТК (табл. 2):

$$Q_{\text{эл}} = \frac{Q_{\Sigma}}{\eta_{\text{реф}}}, \quad Q_{\Sigma} = Q_{\text{комп}} + Q_2 + Q_3, \quad \eta_{\text{реф}} = f(T_1),$$

$$G_a = \frac{Q_{\Sigma}}{q_a}, \quad q_a = r_a + c_p(T_1 - T''), \quad \text{КПД}_{\text{ИУ}} = \frac{Q_2}{Q_{\Sigma}}.$$

Таблица 2

Удельные энергетические характеристики ИУ КТК

Характеристики	Одноместный КТК	Многоместный КТК
Затраты электроэнергии, кВт·ч/м <sup>2</sup>	0,67	0,92
Затраты жидкого азота, кг/м <sup>2</sup>	2,34	3,24
Тепловой КПД, %	71	49

Вопреки распространенному мнению, показатели энергетической эффективности у одноместных устройств существенно выше, чем у многоместных. Высокая энергоэффективность одноместных устройств достигается за счет высокой компактности размещения пациента в зоне ОКВ, которая снижает подвод теплоты с компенсационным потоком теплоносителя и тепловую нагрузку от теплоизоляционной конструкции. В многоместных системах для предупреждения потерь холодного криоагента предусмотрена одна или две

шлюзовые кабины, но при равенстве объемов шлюза и основной камеры защитное действие промежуточных кабин несущественно, и не может компенсировать негативное влияние низкой компактности размещения пациентов.

### **Литература**

1. Баранов А. Ю., Ле Куанг В. М., Баранов В. А. О выборе технологии криостатирования индивидуальной криосауны // Вестн. Междунар. академии холода. 2008. № 1.
  2. Баранов А. Ю., Малышева Т. А., Баранов В. А. Энергетические основы эффективности криотерапевтической аппаратуры // Физиотерапия, бальнеология и реабилитация. 2005. № 2.
  3. Баранов А. Ю., Баранов В. А. Выбор схемы криотерапевтической установки // Холодильная техника. 2007. № 10.
  4. Баранов А. Ю., Малышева Т. А., Савельева А. В., Сидорова А. Ю. Перенос теплоты в объекте общего криотерапевтического воздействия // Вестн. Междунар. академии холода. 2012. № 2.
  5. Баранов А. Ю., Савельева А. В., Сидорова А. Ю., Карцева Ю. А. Оценка величины теплопритоков через верхнее сечение индивидуальных криобассейнов // Вестн. Междунар. академии холода. 2010. № 2.
  6. Маханёк А. А., Левин М. Л., Драгун В. Л. О точности контактных измерений температуры поверхности кожи пациента при проведении газового охлаждения // Вести НАН Беларуси. Сер. физ.-техн. наук. 2012. № 1. С. 75–82.
- 

УДК 53.087.44

## **ТЕМПЕРАТУРНЫЙ МОНИТОРИНГ ТЕЛА ПЛОВЦОВ В ПРОЦЕССЕ ЗАПЛЫВА ЧЕРЕЗ БЕРИНГОВ ПРОЛИВ ПРИ ЭКСТРЕМАЛЬНО НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ ВОДЫ**

**К. Н. Большев, В. А. Иванов, В. М. Ефимов, А. А. Степанов**

*Институт физико-технических проблем Севера им. В. П. Ларионова СО РАН,  
г. Якутск, Россия*

Исследование реакций человеческого организма при воздействии на него низких температур имеет важное значение для развития медицины в области определения пределов физических возможностей человека. Проведение таких исследований сопровождается трудностями как чисто технического характера, так и опасностью при воздействии низких температур на организм неподготовленного человека. Для определения температуры тела в разных точках в течение продолжительного времени необходимы датчики, обладающие достаточной компактностью и энергонезависимой памятью.

В августе 2014 г. в Беринговом проливе состоялось уникальное событие – заплыв от острова Малый Диомид (США) до острова Ратманова (Россия). Участники заплыва – пловцы-экстремалы Прокопчук Григорий (г. Якутск) и Брылин Александр (г. Благовещенск) проплыли почти 5,5 км в воде температурой от 3 до 6 °С в течение 2 ч.

В течение всего заплыва проводился мониторинг температуры тела пловцов. Методика проведения мониторинга была отработана ранее в ходе заплыва через реку Лена в июле того же года. В качестве основного инструмента были выбраны температурные логгеры iBDL

DS1922L – миниатюрные устройства, позволяющие регистрировать температуру в точке установки с заданным интервалом времени. Такие устройства программируются оператором до начала наблюдений и полностью автономны.

Основные характеристики логгера DS 1922L (рис. 1): допустимый температурный диапазон: от  $-40$  до  $+85$  °C; точность измерения:  $0,5$  °C; разрешение цифрового термометра:  $0,0625$  °C; погрешность хода часов:  $\pm 2$  мин в месяц; время между двумя последовательными измерениями: от 1 с до 273 ч. Благодаря небольшим размерам, два таких устройства были помещены в желудок каждого из пловцов через пищевод. Вторая пара датчиков закреплялась на запястьях с помощью обычного медицинского пластыря.

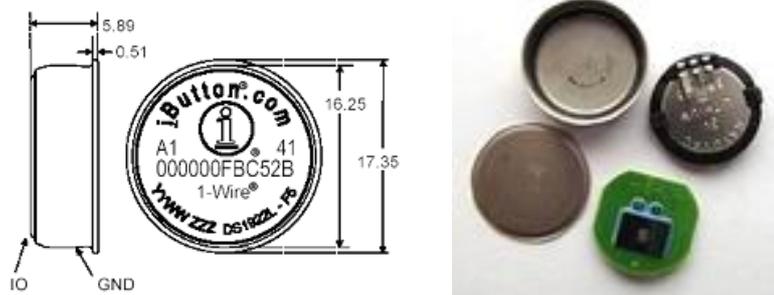


Рис. 1. Температурный логгер в корпусе MicroCAN

Заплыв с острова Ратманова до острова Малый Диомид начался 1 августа 2014 г. приблизительно в 14 ч 20 мин и закончился примерно в 16 ч 30 мин. Температура воды составляла от 3 до 6 °C (рис. 2).

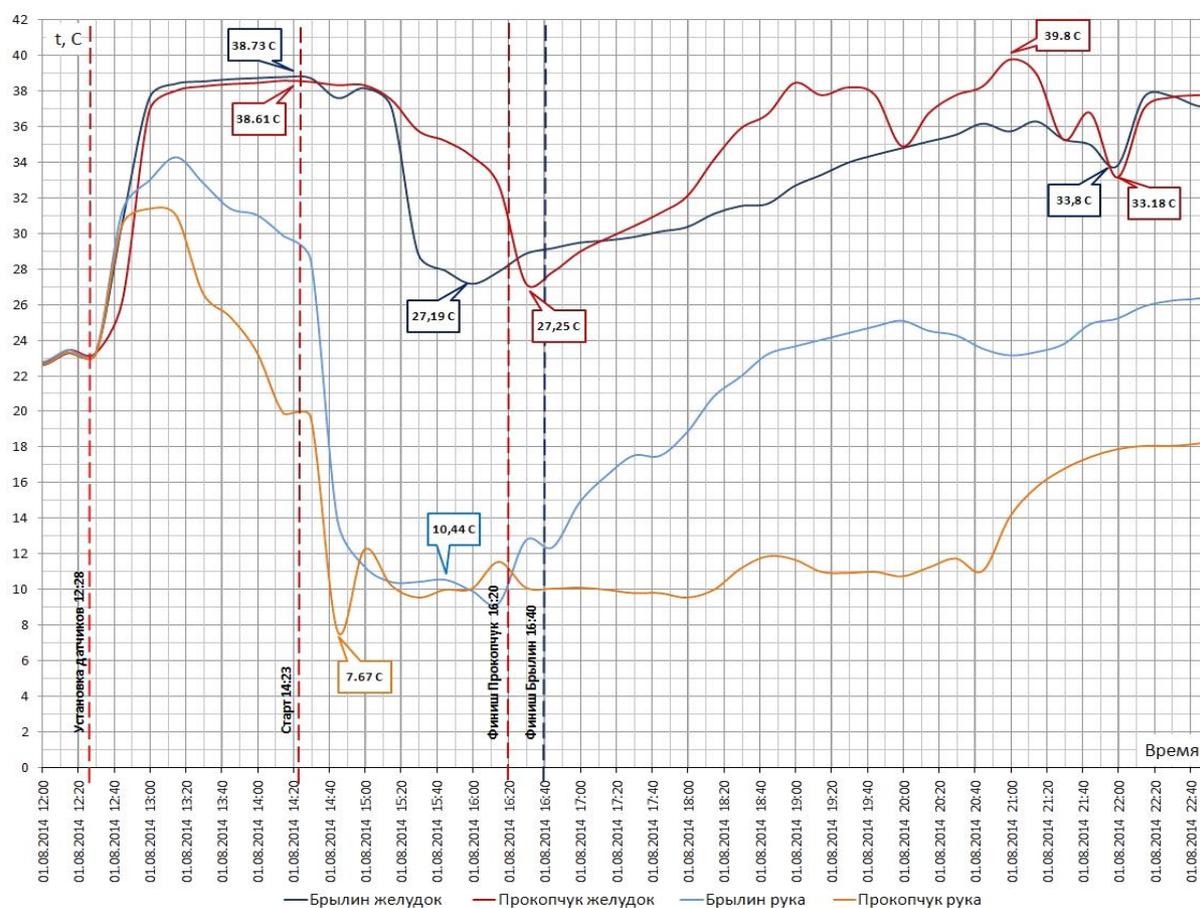


Рис. 2. Графики изменения температур в ходе заплыва

На момент старта пловцов логгеры в желудках зарегистрировали температуру около 39 °С. В процессе заплыва температура в желудке постепенно падала до 27 °С. После финиша восстановление нормального температурного режима длилось около 8 ч. Датчики, закрепленные на запястьях пловцов, в процессе заплыва фиксировали температуру около 10 °С.

Специалисты утверждают, что общее переохлаждение организма до таких температур считается тяжелой гипотермией и чревато опасностью остановки сердца. Учитывая то, что все это время спортсмены испытывали активную физическую нагрузку, можно сказать, что нами были зафиксированы уникальные возможности подготовленного и тренированного человеческого организма.

### Литература

1. Справочник практического врача / Под ред. А. И. Воробьева. М.: Эксмо, 2011.
  2. Справочник врача скорой и неотложной медицинской помощи / Под ред. проф. М. В. Гринева и докт. мед. наук И. Н. Ершовой. СПб.: Политехника, 2000.
  3. Концепция iBDL от НТЛ «Элин» [Электронный ресурс] URL: [http://www.elin.ru/iBDL/?topic=ibdl\\_elin](http://www.elin.ru/iBDL/?topic=ibdl_elin) (дата обращения 25.03.2013).
  4. Temperature and Humidity Data Logging [Электронный ресурс] URL: <http://www.maximintegrated.com/products/ibutton/data-logging/> дата обращения 25.03.2013)
  5. Испытание холодом // Московский комсомолец. 24.03.2006.
- 

УДК 537.291:533.723:66.074.9

## ПРИМЕНЕНИЕ БРОУНОВСКОЙ ДИФФУЗИИ, ТЕРМОФОРЕЗА, ЭЛЕКТРОФОРЕЗА И ДИЭЛЕКТРОФОРЕЗА ДЛЯ ОЧИСТКИ ГАЗОВОГО ПОТОКА ОТ НАНОЧАСТИЦ

А. А. Бринь<sup>1</sup>, Д. А. Такопуло<sup>2</sup>, С. П. Фисенко<sup>2</sup>, Ю. А. Ходыко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт энергетики НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

<sup>2</sup>Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

Актуальность для различных методов получения наночастиц и их использования приобретает проблема очистки атмосферы рабочего помещения от наночастиц. Для решения этой проблемы важно иметь в виду, что задача об очистке атмосферы рабочего помещения от наночастиц имеет много общего с задачей об осаждении наночастиц из газового потока на подложку в проточном реакторе [1–4].

В работе рассмотрены физические основы осаждения наночастиц из газового потока на стенку проточного реактора, учитывающие эффекты броуновской диффузии наночастиц, и, дополнительно, влияние внешних полей и создаваемых ими сил на наночастицы. В частности, термофореза, электрофореза и диэлектрофореза.

Мы не рассматриваем конденсации паров на наночастицах и их укрупнение до микронных размеров [5, 6]. Конденсация паров позволяет для очистки газового потока от наночастиц использовать традиционные методы, которые достаточно эффективно захватывают микронные гетерогенные капли.

Для цилиндрического реактора уравнение для числовой плотности наночастиц  $n(r, z)$  в ламинарном газовом потоке имеет вид

$$\frac{\partial(n(r,z)u(z))}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(v_r r n(r,z))}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r D \frac{\partial n(r,z)}{\partial r} \right], \quad (1)$$

где  $u$  – осевая компонента скорости потока,  $D$  – коэффициент броуновской диффузии наночастиц (заметим, что величина  $D$  обратно пропорциональна квадрату радиуса наночастицы  $R$ ).

Физическая причина появления радиальной компоненты скорости наночастиц  $v_r$  – наличие градиентов поля температуры, либо внешнее электростатическое поле и наличие заряда на наночастице, либо градиентов электростатического поля. Важной особенностью нашего подхода является то, что ламинарное течение газа в канале мы описываем в приближении сплошной среды, а взаимодействие наночастиц с газом описываем в свободномолекулярном приближении.

Относительная эффективность  $K$  осаждения наночастиц в реакторе определяется как

$$K = \frac{\int_0^{R_c} [n_0(r)u_0(r) - n_{out}(r)u_{out}(r)] r dr}{\int_0^{R_c} n_0(r)u(r) r dr}, \quad (2)$$

где  $n_{out}$  и  $u_{out}$  – числовая плотность наночастиц и скорость потока на выходе из реактора. Если  $K = 0$ , то осаждение наночастиц на стенку реактора отсутствует. Если  $K = 1$ , то все вошедшие в реактор наночастицы были осаждены на стенку реактора. Очевидно, что величина  $K$  зависит как от радиуса наночастиц  $R$ , от радиуса реактора  $R_c$ , так и от длины реактора  $L$ . При этом расход газа с наночастицами в реакторе прямо пропорционален величине  $n_0 R_c^2 u_0$ .

При фиксированной длине реактора минимальная эффективность осаждения наночастиц  $K_{min}$ , другими словами минимальная степень очистки, имеет место, когда движущейся силой осаждения является только броуновская диффузия. Показано, что

$$K_{min} = 1 - \exp(-L / l_B) \sim L / R^2 R_c^2 u_0, \quad (3)$$

где  $l_B$  – характерная длина броуновского осаждения наночастиц [4].

Отметим, что при любом методе очистки понижение давления интенсифицирует осаждение наночастиц и, тем самым, очистку газового потока. На рис. 1 показана зависимость эффективности осаждения от давления для  $R_c = 6.5$  мм,  $u_0 = 0.5$  м/с,  $L = 150 R_c$ ,  $R = 5$  нм.

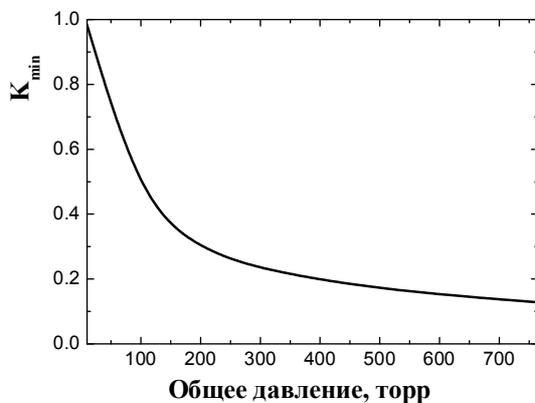


Рис. 1. Зависимость  $K_{min}$  от общего давления в реакторе

При той же эффективности применение внешних электрических полей либо термофореза позволяет создавать более компактные и в то же время более энергоёмкие установки.

### Литература

1. Станкевич Ю. А., Фисенко С. П. Изотермическое осаждение капель и наночастиц на подложку из натекающей газовой струи // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 6. С. 1396–1402.
  2. Пенязьков О. Г., Саверченко В. И., Фисенко С. П. Режимы электростатического осаждения фемтолитровых капель растворов на подложку-электрод при пониженном давлении // Докл. НАН Беларуси, 2014. Т. 58, № 5. С. 102–106.
  3. Fisenko S. P., Khodyko Yu. A., Takopulo D. A. // Nanomeeting-2015 / Eds. V. E. Borisenko, et al. Singapore, World Scientific, 2015. Pp. 155–157.
  4. Brin A. A., Fisenko S. P., Shnip A. I. // Technical Physics. 2008. Vol. 53. Pp. 1141–1145.
  5. Fisenko S. P., Wang W. N., Shimada M., Okuyama K. // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2006. Vol. 50. Pp. 2333–2338.
  6. Brin A. A., Fisenko S. P. // Colloid J. 2007. Vol. 69. Pp. 679–684.
- 

УДК 663.241.031-035.2:66.021.3/4:66-022.532

## МЕХАНОДИФфуЗИОННЫЙ ЭФФЕКТ – НОВОЕ ЯВЛЕНИЕ В ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСЕ

**О. Г. Бурдо, С. Г. Терзиев, В. Н. Бандура, И. И. Яровой**

*Одесская национальная академия пищевых технологий, г. Одесса, Украина*

Очевидны научно-технические противоречия между растущими требованиями к качеству пищевого продукта, энергоемкости его производства и техникой тепломассопереноса. Выдвигается гипотеза, что решение этих противоречий лежит в плоскости поиска новых принципов организации тепломассообменных процессов, использовании уникальных возможностей комбинированных влияний на процессы переноса, формировании сложных комбинаций движущих сил направленных на эффективное извлечение целевых компонентов из сырья. Представляется, что целесообразно искать возможности управления процессами переноса на уровне наномасштабных элементов пищевого сырья с помощью полного использования поверхностных явлений.

Парадигма и научные основы разрабатываемых в ОНАПТ пищевых нанотехнологий (НТ) включают: гипотезу бародиффузионного переноса из наномасштабных элементов сырья [1], термодинамическую схему нанопроцесса и тепло-механическую модель растительной клетки [2], кинетическую модель массопереноса [3].

Имеются факты, объяснять которые можно только с позиций нанонаук (изменения и трансформации структуры вкусовых и ароматических комплексов продукта, стерилизация микроорганизмов при пониженных температурах и т. п.). Причина этих фактов общая – действие электромагнитного поля (ЭМП) [2]. Ряд выявленных несоответствий с принятыми положениями приведен в табл. 1. Вывод однозначный: в раствор переходит большее количество компонентов, чем может быть растворено. Объясняются эти факты тем, что в условиях ЭМП можно организовать специфичный поток, который содержит хорошо растворимые компоненты твердой фазы (диффузионный поток), и практически не растворимые компоненты твердой фазы, связи которой с ней слабые. Это сугубо механический поток, мощность которого определяется разностью давлений. Его можно инициировать, им можно управлять параметрами электромагнитного поля.

Сопоставление экспериментальных фактов с литературными данными

Система	Сведения о параметрах процесса	Факты в условиях электромагнитного поля
Древесина – водно-спиртовые растворы	В раствор переходит до 46% древесины	В раствор перешло более 80% древесины
Древесина – водно-спиртовые растворы		Повышенное содержание ароматических компонентов
Зерна кофе – вода	В раствор переходит до 30% содержимого зерен	В раствор перешло более 40% содержимого зерен
Зерна кофе – вода		Повышенное содержание ароматических компонентов
Зерна амаранта – спирт	Спирт практически не растворяет сквален	В полученном масле амаранта до 4% сквалена

**Механизм процесса переноса из межклеточной структуры.** Представляется, что в общем, мы имеем дело с новым явлением, новым эффектом, название которому можно дать «механодиффузионный эффект при безградиентном волновом подводе электромагнитной энергии к полярным молекулам». В результате генерации паровых пузырьков 2 в глубине микрокапилляра 1 повышается давление, возникает гидравлический поток, который увлекает за собой экстракт из пограничного слоя 5, нерастворимые 3 и слаборастворимые 4 компоненты (рис. 1). Таким образом, из капилляра 1 выходит диффузионный поток экстракта, который дополняется потоком целого комплекса компонентов не характерных вообще для классических диффузионных процессов.

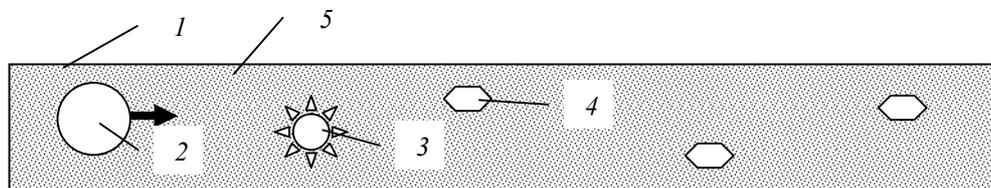


Рис. 1. Физическая схема взаимодействия компонентов и потока

Структура потока из капилляра 1 поясняется эквивалентной электрической схемой (рис. 2), где  $Y_{(t)}$  и  $Y_{Г}$  – текущее в твердой фазе и граничное значения концентрации растворимых компонентов соответственно;  $X_{\Sigma}$  – суммарное значение всех перенесенных в экстракт компонентов;  $C_C$  и  $C_H$  – концентрации в твердой фазе слаборастворимых и нерастворимых в экстрагенте компонентов соответственно;  $X_C$  и  $X_H$  – то же, но в экстракте.

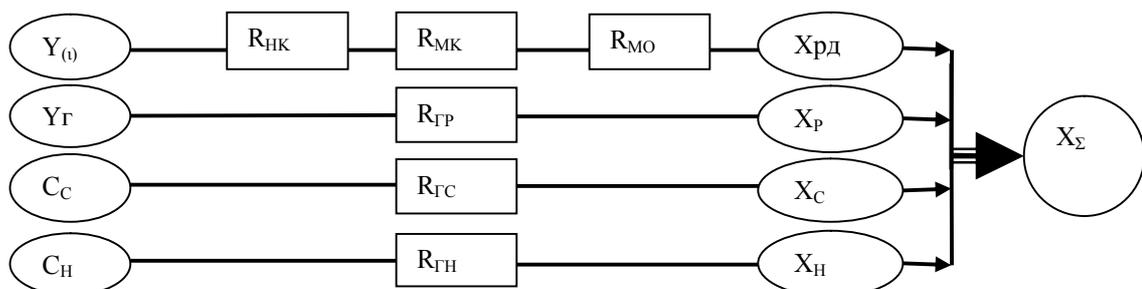


Рис. 2. Эквивалентная электродиффузионная схема сопряженных процессов переноса гидро-диффузионными потоками в системе твердая фаза – жидкость – электромагнитное поле

Исходя из классической теплофизической схемы массопереноса [2], механизм диффузионного переноса из волокнистой структуры в поток соответствует только части схемы (рис. 1, 2). Последовательная цепочка диффузионных сопротивлений состоит из суммы:  $R_{НК}$  (нанокапилляры),  $R_{МК}$  (микрокапилляры) и  $R_{МО}$  (массоотдачи).

Суммарный поток всех компонентов в интегральной форме:

$$\Sigma M_I = (M_{P_1} + M_{P_2} + M_C + M_H) F^{-1} = \frac{Y - X_{PD}}{R_D} + \rho \left[ \frac{P_K - P_0}{R_{GP}} + \frac{P_K - P_0}{R_{GC}} + \frac{P_K - P_0}{R_{GH}} \right]. \quad (1)$$

Интенсивность переноса остальных компонентов определяется балансом соответствующих сил, которые формируются в капилляре межклеточного пространства. Результирующая этих сил определит скорость потока конкретного компонента. Нестационарное одномерное поле концентраций растворимых веществ определяется уравнением конвективной диффузии Фика, а для нерастворимых компонентов чисто диффузионный поток отсутствует. Соответствующие механизмы и модели сведены в табл. 2.

Таблица 2

Механизмы переноса компонентов из межклеточной структуры

Характеристика потока	Движущая сила	Сопротивление потоку	Масса компонента	Модель процесса
Конвективный диффузионный массоперенос	Разность концентраций $Y - X_{PD}$	Диффузионное, $R_D$	$M_{P_1}$ (поток $j_1$ )	$\frac{dM_{P_1}}{Fd\tau} = \frac{Y - X_{PD}}{R_D}$
Механический перенос растворимых веществ из пограничного слоя	Разность давлений $P_K - P_0$	Гидравлическое, $R_{GP}$	$M_{P_2}$ (поток $j_2$ )	$\frac{dM_{P_2}}{\rho S d\tau} = \frac{P_K - P_0}{R_{GP}}$
Механический перенос слабо растворимых веществ из капилляров	Разность давлений $P_K - P_0$	Гидравлическое, $R_{GC}$	$M_C$ (поток $j_3$ )	$\frac{dM_C}{\rho S d\tau} = \frac{P_K - P_0}{R_{GC}}$
Механический перенос нерастворимых веществ из капилляров	Разность давлений $P_K - P_0$	Гидравлическое, $R_{GH}$	$M_H$ (поток $j_4$ )	$\frac{dM_H}{\rho S d\tau} = \frac{P_K - P_0}{R_{GH}}$

**Механизм процесса переноса из клетки.** Пищевое сырье растительного происхождения и отходы многих пищевых производств являются структурированными и их необходимо активировать – разрушить структуру клеток с целью извлечения и дальнейшей переработки ценных компонентов. Рассмотрим реакцию оболочки клетки при последовательном энергетическом и механическом воздействии. В основе анализа непрерывно-гетерогенная модель системы [1].

На первом этапе изменение объема клетки  $V_k$ , температуры  $T_k$ , давления  $P_k$  и концентрации в ней растворимых компонентов  $C_k$  представляются следующим образом:

$$\tau_0 < \tau < \tau_n; \quad P_0 < P_a \leq P_n; \quad T_0 < T_a \leq T_n;$$

$$\frac{dV_k}{d\tau} = K \varepsilon F_k \frac{\rho_2}{\rho_k} [C_s(\tau) - C_k(\tau)] + F_k \varepsilon w + \frac{1 - \varepsilon}{r \rho_n} \int q_u dF. \quad (2)$$

В соотношении (2) первое слагаемое учитывает эффект массопереноса, второе – изменение объема за счет инфильтрации, а третье – изменение объема за счет частичного парообразова-

ния. здесь  $K$  – коэффициент массопереноса;  $F_K$  – площадь поверхности оболочки клетки;  $\varepsilon$  – доля каналов в оболочке;  $\rho_3$ ,  $\rho_k$ ,  $\rho_n$  – плотность, соответственно, жидкости в межклеточном объеме, в клетке и пара, образовавшегося в клетке;  $q$  – плотность теплового потока;  $w$  – скорость истечения;  $C$  – доля сухих веществ.

На втором этапе выдержка необходима для завершения массопереносных процессов. На третьем этапе происходит резкий сброс давления, что приводит к интенсивному выходу содержимого через поры клеточной оболочки. При определенных условиях возможен частичный либо полный разрыв оболочки. В этом случае задачу можно представить в виде модели напряженного состояния сферической оболочки со сквозными отверстиями [2].

Научные гипотезы подтверждены на практике. В условиях коньячного производства электромагнитный экстрактор обеспечивал интенсификацию массопереноса в тысячи раз, позволял на наномасштабном уровне строить букет коньячного спирта. В технологии кофе степень извлечения компонентов из зерен повышалась на 15%, а затраты энергии снижались на 50%. Опытные образцы 60% концентрата кофе имеют высокие вкусовые характеристики [4]. Использование нанотехнологических подходов позволило получить чистую воду с содержанием солей менее 4 мг/кг, экологически чистый концентрат жидкого дыма и масла [5, 6].

Выделены (табл. 3) возможные механизмы процессов переноса в системе объем клетки – оболочка – межклеточное пространство – среда.

Таблица 3

Механизмы и стадии процессов переноса компонентов из растительного сырья при безградиентном подводе электромагнитной энергии

Элементы сырья	Режим и механизм процесса	Стадии процессов
Межклеточное пространство	Массоперенос при экстрагировании за счет диффузионных механизмов	1) поступление экстрагента в каналы; 2) диффузия растворимых веществ в стесненных условиях капилляра; 3) конвективная диффузия от границы раздела в среду
Межклеточное пространство	Массоперенос растворимых и нерастворимых компонентов из каналов в среду за счет инерционных сил	1) формирование центра парообразования; 2) рост давления в канале; 3) выброс компонентов из каналов в среду
Объем клетки	Комбинированное энергетическое, фильтрационное и диффузионное воздействие на содержимое клетки, механическое воздействие на мембрану клетки	1) формирование центра парообразования; 2) рост давления в клетке, и ее объема; 3) переход компонентов из объема клетки в межклеточное пространство
Оболочка клетки	Деформация оболочки клетки за счет сил внутреннего давления	1) повышение степени напряженного состояния мембраны клетки; 2) увеличение диаметров проницаемых каналов мембраны; 3) разрыв мембраны

Рассмотренные механизмы способны существенно интенсифицировать процессы активации сырья, активации и инактивации микроорганизмов [7].

**Выводы.** В условиях ЭМП возможно возникновение специфичного потока из межклеточного пространства нерастворимых экстрагентом компонентов. Такой эффект обнаружен впервые и ему дано название «механодиффузионный эффект». Для его инициирования требуется четкое согласование структурных характеристик сырья, особенностей жидкой фазы и параметров электромагнитного поля. Результатом организации таких процессов может

быть повышение выхода целевых компонентов, переход в раствор ценных компонентов, которые не извлекались традиционными методами (ароматических комплексов, компонентов вкуса и пр.).

### Литература

1. Burdo O. G. Nanoscale effects in food-production technologies // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2005. Vol. 78, Iss. 1. Pp. 90–96.
  2. Бурдо О. Г. Пищевые наноэнерготехнологии. Херсон, 2013. – 294 с.
  3. Бурдо О. Г., Бандура В. Н. Тепломассоперенос в наномасштабных элементах пищевого сырья // ММФ–2012: XIV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: Тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 10–13 сентября 2012 г. Минск, 2012. Т. 2, Ч. 2. С. 611–614.
  4. Бурдо О. Г., Ряшко Г. М. Экстрагирование в системе «кофе – вода». Одесса, 2007. – 176 с.
  5. Burdo O. G., Kovalenko E. A., Kharenko D. A. Intensification of processes of low-temperature separation of food solutions // Appl. Thermal Engineering. 2008. № 28. Pp. 311–316.
  6. Бурдо О. Г., Милинчук С. И., Мордынский В. П., Харенко Д. А. Техника блочного вымораживания. Одесса: Полиграф, 2011. – 294 с.
  7. Бурдо О. Г., Рыбина О. Б. Процессы инактивации микроорганизмов в микроволновом поле. Одесса: Полиграф, 2010 – 200 с.
- 

УДК 536.24

## ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛОТДАЧИ И КРИТИЧЕСКИЕ ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ ПРИ КИПЕНИИ ВОДЫ НА МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ В УСЛОВИЯХ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ

**Ю. Ф. Гортышов, А. В. Щелчков, Р. Р. Хакимзянов, Р. А. Аксянов, И. А. Попов**

*Казанский национальный исследовательский технический университет  
им. А. Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия*

**Введение.** Представлен краткий обзор экспериментальных исследований интенсификации теплоотдачи при кипении на поверхностях с нано- и микроструктурой. Выполнены экспериментальные исследования при кипении дистиллированной воды на поверхностях с микрооребрением, полученным методом деформирующего резания. Установлено, что на данных поверхностях, с трехмерным микрооребрением (зазоры шириной  $u = 120–180$  мкм, высотой ребер  $h = 340–570$  мкм, шагом ребер  $w = 240–400$  мкм), максимальные уровни увеличения теплоотдачи при кипении дистиллированной воды достигают 4–5 раз, по сравнению с гладкими поверхностями. Критические тепловые потоки увеличиваются до 6 раз, по сравнению с гладкими образцами.

**Экспериментальная установка.** Исследования выполнялись на установке, схема которой представлена на рис. 1. Установка представляет собой теплоизолированный сосуд в виде кипятильной камеры размером 150x250x200 мм, заполненный дистиллированной водой.

Плотность теплового потока и коэффициент теплоотдачи рассчитывались по формулам

$$q = \frac{Q}{F} = \frac{I\Delta U}{F}, \quad (1)$$

$$\alpha = \frac{Q}{F\Delta t}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, Вт/м<sup>2</sup>К;  $F$  – площадь поверхности пластины, на которую нанесены ребра, м<sup>2</sup>;  $Q$  – тепловой поток, выделяющийся на пластине, Вт;  $I$  – сила тока, подаваемого на пластину, А;  $\Delta U$  – падение напряжения на пластине, В;  $\Delta t = \bar{t}_w - t_f$  – разность между средней температурой поверхности образца и воды, К.

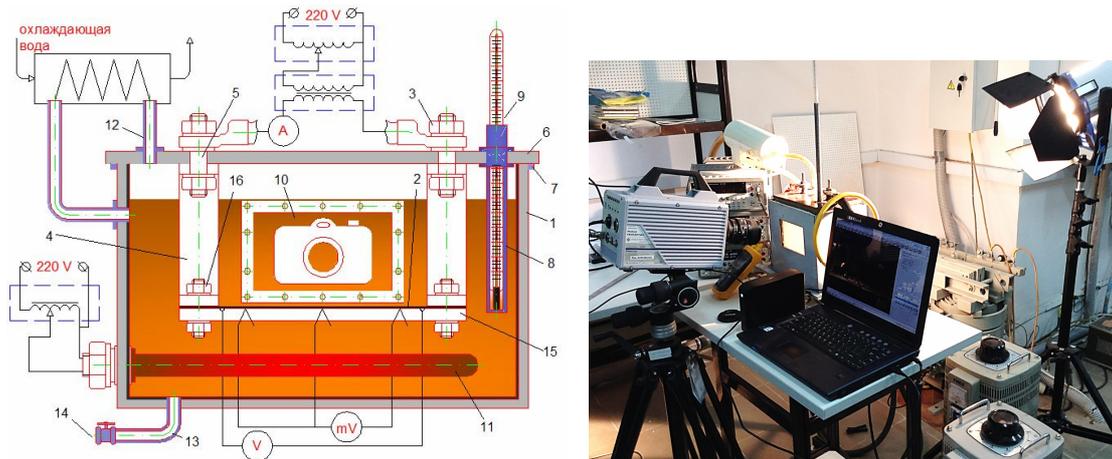


Рис. 1. Схема и внешний вид экспериментальной установки: 1 – теплоизолированный корпус, 2 – исследуемый образец, 3 – клеммы, 4 – токоподводы, 5 – резьбовое соединение, 6 – крышка, 7 – бурт, 8 – гильза, 9 – термометр, 10 – смотровое окно, 11 – ТЭН, 12 – штуцер конденсатора, 13 – сливной патрубков, 14 – вентиль, 15 – текстолитовая основа для образца

**Объект исследования.** Для уменьшения температуры начала кипения, интенсификации теплоотдачи и повышения критических тепловых потоков на поверхности электронных компонентов при жидкостном охлаждении наносятся металлические пленки или устанавливаются металлические пластины с микродеформациями, микрошероховатостями или пористыми слоями [1–3].

В данной работе выполнены экспериментальные исследования при кипении дистиллированной воды на поверхностях с микрооребрением, полученным методом деформирующего резания. Геометрическая форма и размеры образцов приведены на рис. 2 и в табл. 1.

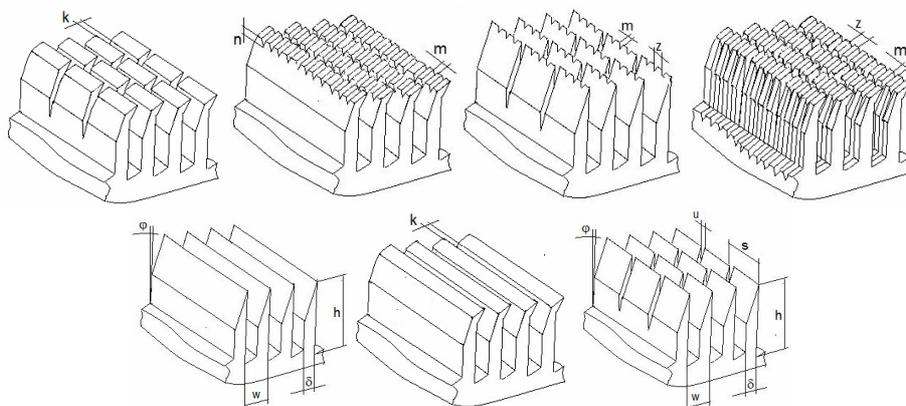


Рис. 2. Схемы микрооребрённых поверхностей (табл. 1), полученных методом деформирующего резания

Параметры исследованных поверхностей кипения, полученных методом деформирующего резания

Номер образца*	Материал	$h \cdot 10^6$ , м	$w \cdot 10^6$ , м	$\delta \cdot 10^6$ , м	$\varphi^\circ$	$u \cdot 10^6$ , м	$s \cdot 10^6$ , м	$m \cdot 10^6$ , м	$z \cdot 10^6$ , м	$n \cdot 10^6$ , м	$k \cdot 10^6$ , м
17	AISI1020	420	350	145	20	120	320	0	0	0	205
18	316L	300	70	26	7	0	0	0	0	0	10
19	BT1-0	550	250	150	10	0	0	0	0	0	100
20	AISI1020	570	350	140	10	180	320	0	0	20	210
21	AISI1020	480	240	105	20	120	320	50	100	50	135
22	BT1-0	300	250	140	0	0	0	0	0	0	110
23	BT1-0	360	200	115	25	0	0	0	0	0	85
24	BT1-0	360	200	115	25	0	0	15	95	30	85
25	BT1-0	200	100	65	7	0	0	0	0	0	10
26	316L	500	400	200	10	0	0	0	0	0	200
27	316L	400	400	200	10	0	0	0	0	0	100
28	316L	400	400	200	10	300	600	0	0	0	100
29	316L	400	400	200	7	300	600	20	50	10	100
30	BT1-0	500	400	200	10	0	0	0	0	0	200

\* нумерация продолжает обозначение образцов поверхностей, исследованных в [13–17]

**Результаты исследований. Теплоотдача при кипении.** Экспериментальные данные получены для дистиллированной воды при атмосферном давлении. Тепловой поток изменялся в пределах от 10 до 3500 кВт/м<sup>2</sup>. В исследуемом диапазоне плотности теплового потока наблюдались режимы конвекции, поверхностного и развитого пузырькового кипения, кризиса кипения. Исследования проводились при кипении насыщенной жидкости. Перед началом измерений проводилась так называемая, «приработка» поверхности, при которой жидкость многократно доводилась до вскипания на поверхности, проводились многократные опыты на всех пластинах (продолжительность опытов на одной пластине с перерывами достигала 2-3 дней).

Анализ результатов экспериментального исследования теплоотдачи на микроструктурированных поверхностях, представленных на рис. 3, показал, что наибольшие коэффициенты теплоотдачи наблюдаются на поверхностях № 17, 20 и 21, имеющих трехмерную структуру микроребер. Интенсификация теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении составила до 3–5 раз. Это полностью совпадает с выводами работ [4]. Кипение на данных поверхностях возникает при значительно меньших (до 5 раз) перегревах стенки (рис. 4). Также, как в [4], отмечается, что на поверхностях № 18, 19, 22–27, 30 с двухмерными ребрами независимо от микроструктуры вершины ребра (прямые, загнутые, с микростырьками), интенсификация теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении составила 1.2–1.4 раза. При значительном загибе ребер накаткой и образовании ими открытого микроканала, интенсификация теплоотдачи возрастает до 2–3 раз, как показано на рис. 4 для поверхности № 25. Анализ полученных данных подтвердил ранее полученные в [4] результаты экспериментальных исследований. Наиболее рациональными для интенсификации теплоотдачи являются поверхности, полученные методом деформирующего резания, со структурой поверхности в виде трехмерных микроребер. В диапазоне высот микроребер  $h = 340\text{--}570$  мкм, продольных шагов микроребер  $w = 240\text{--}400$  мкм, шагов просечки ребер  $s = 320$  мкм выявить рациональные размеры для максимальной интенсификации теплоотдачи не удалось. Стоит отметить, что при данных размерах микроребер зазор  $u$  не должен превышать значения  $u = 120\text{--}180$  мкм. Его увеличение, например, до  $u = 300$  мкм, приводит к значительному падению интенсивности теплоотдачи (до уровня двухмерного оребрения).

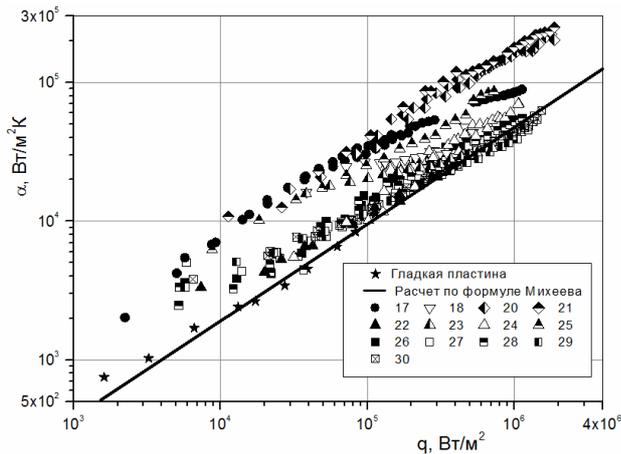


Рис. 3. Зависимость теплоотдачи при кипении воды от плотности теплового потока (обозначения см. табл. 1)

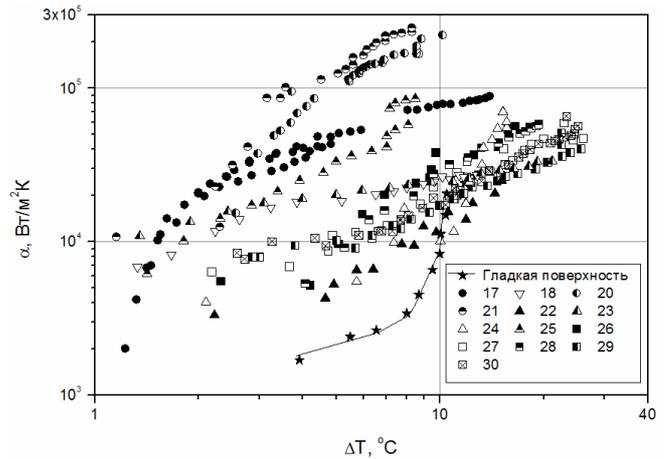


Рис. 4. Зависимость теплоотдачи при кипении воды от перегрева поверхности (обозначения см. табл. 1)

**Критические тепловые потоки.** В исследованном диапазоне режимных параметров наибольшие критические тепловые потоки получены для поверхностей № 20 и 21 (рис. 5), имеющих трехмерную структуру. Увеличение критических тепловых потоков составило 6 раз по сравнению с гладкой поверхностью. Сопоставляя результаты данной работы и [5], можно сделать вывод, что наиболее рациональны структуры с высотой трехмерных выступов порядка 250–340 мкм. Увеличение критических тепловых потоков для данных поверхностей объясняется затеканием жидкости за счет капиллярных сил через дополнительные зазоры шириной  $u = 120–180$  мкм под образующиеся паровые пленки, по сравнению с двумерными поверхностями. Увеличение ширины зазора до 300 мкм приводит к уменьшению плотности теплового потока, как показано для поверхности № 29.

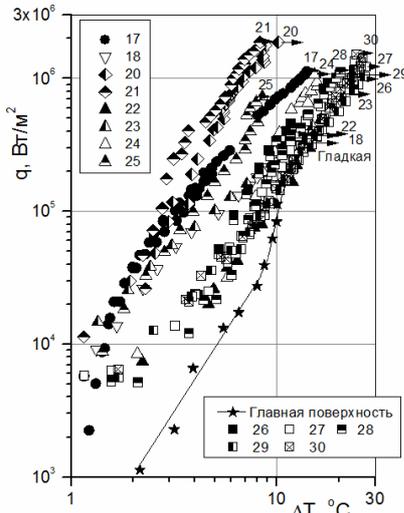


Рис. 5. Критические тепловые потоки при кипении воды для различных структур микрошероховатых поверхностей (обозначения см. табл. 1)

Для поверхностей № 18, 19, 22–27, 30 с двумерными микроребрами с различной структурой их вершин (прямые, загнутые, с микроштырьками) характерно повышение критических тепловых потоков до 4 раз, что соответствует данным полученным в [5].

**Заключение.** Показано, что теплообменные поверхности в виде двух- и трехмерных микрооребранных поверхностей и канальных структур позволяют существенно повышать теплоотдачу при кипении жидкостей. Наибольшая интенсификация теплоотдачи, свойственная поверхностям с трехмерными столбчатыми и канальными структурами – от 3 до 9 раз. Для двумерных микроребер интенсификация теплообмена составляет до 2,5 раз. При этом уменьшение межреберного расстояния и толщины ребер увеличивает интенсивность теплообмена. Увеличение критической плотности теплового потока составило 4,1–6 раз.

Работа выполнена по договору № 14.Z50.31.0003, заключенного в рамках реализации постановления Правительства РФ № 220 от 9 апреля 2010 г. по привлечению ведущих ученых в российские образовательные учреждения высшего профессионального образования, научные учреждения государственных академий наук и государственные научные центры Российской Федерации (ведущий ученый С. А. Исаев).

### **Литература**

1. Grimley T. A., Mudawar I., Incropera F. P. Limits to Critical Heat Flux Enhancement in a Liquid Film Falling over a Structured Surface that Simulates a Microelectronic Chip // J. of Heat Transfer. 1988. Vol. 110. Pp. 535.
  2. Anderson T. M., Mudawar I. Microelectronic Cooling by Enhanced Pool Boiling of a Dielectric Fluorocarbon Liquid // J. Heat Transfer. 1989. Vol. 111. Pp. 752.
  3. Arik M., Bar-Cohen A., You S.M. Enhancement of Pool Boiling Critical Heat Flux in Dielectric Liquids by Microporous Coatings // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2007. Vol. 50. P. 997.
  4. Popov I. A., Zubkov N. N., Kas'kov S. I., Shchelchikov A. V. Heat Transfer during the Boiling of Liquid on Microstructured Surfaces. Part 1: Heat Transfer during the Boiling of Water // Thermal Engineering. 2013. Vol. 60, No. 3. P. 157.
  5. Popov I. A., Zubkov N. N., Kas'kov S. I., Shchelchikov A. V. Heat Transfer during the Boiling of Liquid on Microstructured Surfaces. Part 2: Visualization of Boiling and Critical Heat Fluxes // Thermal Engineering. 2013. Vol. 60, No. 4. P. 285.
- 

УДК 536. 6.081

## **МЕТОДЫ ТЕПЛОВЫХ ИСПЫТАНИЙ ТЕПЛОИЗОЛИРУЮЩИХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ МИКРОСФЕР И ЭНЕРГОСБЕРЕГАЮЩИХ ПЛЕНОК СВЕТОПРОЗРАЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ОГРАЖДАЮЩИХ КОНСТРУКЦИЙ**

**П. С. Гринчук, Н. И. Стегюкевич, В. Ф. Шевцов, Е. В. Чернухо**

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

В строительстве получают распространение энергосберегающие пленки на светопрозрачных конструкциях и покрытия на фасадах зданий, крышах, лоджиях. Согласно литературным данным, такие пленки и покрытия являются эффективным отражателем в инфракрасной области спектра, что обеспечивает их энергосберегающие свойства. В настоящее время тепловые характеристики подобных пленок и покрытий не изучены в полной мере. Не существует стандартных методов испытаний теплоизолирующих характеристик данных материалов. Отсутствуют универсальные методики определения коэффициента теплопроводности и термического сопротивления тестируемых покрытий, а также стандарты, позволяющие получать количественные и воспроизводимые в лабораторных условиях энергосберегающие характеристики покрытий различных типов. Расчетный метод определения теплопроводности теплоотражающих покрытий, основанный на измерении термического сопротивления покрытия, не является корректным, поскольку механизм теплопередачи в тонком слое отличается от механизма теплопередачи однородных теплоизоляционных материалов [1, 2]. Необходимы комплексные испытания покрытий в условиях сложного теплообмена.

Для решения данных задач в работе использованы высокоинформативные методы измерения температур и плотности тепловых потоков в процессе термонагружения образцов. Методология работы включает комплекс методов контактной и бесконтактной диагностики температур и тепловых потоков на поверхности образцов. Экспериментальное оборудование представлено следующими приборами: тепловизор ИРТИС-2000; измеритель плотности тепловых потоков и температуры ИТП-МГ4.03/5(1) «Поток»; прибор для измерения эффек-

тивной теплопроводности строительных материалов ИТП-МГ4«100». Используемое испытательное оборудование имеет следующие показатели: измерение температуры с разрешением не менее 0,1 К; время формирования температурного поля не менее 0,5 с; пространственное разрешение 640×480 пикселей; погрешность измерений до 2% от измеряемого диапазона.

Для исследования энергосберегающих характеристик пленок и покрытий разработан и апробирован экспериментальный макет универсального стенда. Рабочая часть стенда включает металлическую трубу прямоугольного сечения. Нагрев теплоносителя и его прокачка осуществляется водным термостатом. На поверхности покрытий закрепляются контактные датчики температуры и плотности теплового потока, которые фиксируют данные параметры в процессе теплового нагружения. С целью испытаний энергосберегающих характеристик тонких пленок и покрытий в условиях лучистого теплообмена предложен метод моделирования теплового потока кварцевыми галогенными лампами. Предложен метод сравнительных испытаний, заключающийся в одновременном измерении плотности тепловых потоков и температур на поверхности пленок и покрытий, поверхности контрольных образцов с измерением температурных полей тепловизионными методами.

В процессе испытаний измерены коэффициенты эффективной теплопроводности композиций на основе газонаполненных стекловидных микросфер при температуре +20 °С с использованием разработанной методики подготовки образцов с последовательным нанесением слоев и высушиванием согласно СТБ 1618-2006. Проведены тепловые испытания покрытий из данных композиций при термонагружении на нагретой поверхности до +70 °С. С целью исследования теплоотражающих характеристик материалов проведены сравнительные испытания образцов без покрытия и с покрытиями путем моделирования теплового потока лучистым термонагружением образцов (рис. 1).

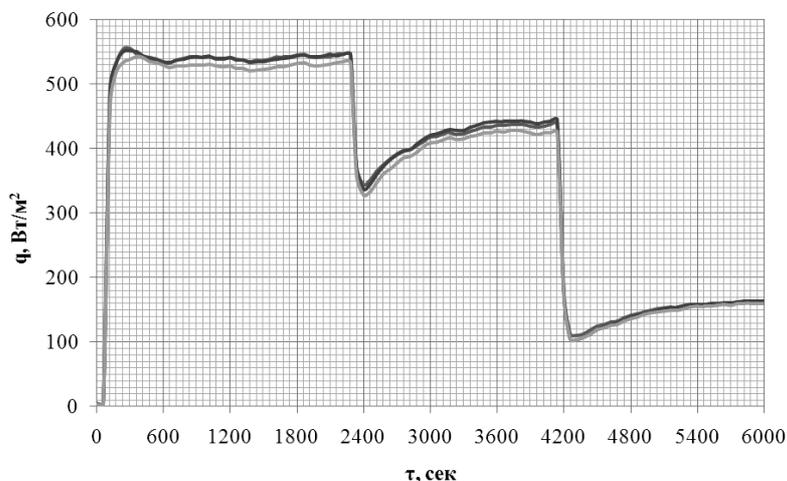


Рис. 1. Зависимости от времени плотности лучистого потока, тепловых потоков на поверхности образцов без покрытия и с покрытием в процессе термоиспытаний

Анализ данных сравнительных испытаний образцов позволяет предложить апробированные методы испытаний в качестве базовых при исследовании энергосберегающих свойств тонких покрытий и отражающих пленок. Особенность работы составляют высокоинформативные методы измерений и алгоритмы с использованием расширенного массива исходных данных, включающего до 1500 данных контактных измерений плотности тепловых потоков, температур поверхностей и сред на выбранных участках образца, до 300 000 данных бесконтактных измерений температуры на поверхности объекта. Использование полученных результатов работы предполагается в строительной отрасли при испытаниях новых энергоэффективных теплоизоляционных материалов и покрытий, используемых при строительстве нового энергоэффективного жилья.

### Литература

1. Домбровский Л. А. Моделирование теплового излучения полимерного покрытия, содержащего полые микросферы // ТВТ. 2005. Т. 43, № 1. С. 1–11.
  2. Герман М. Л., Гринчук П. С. Математическая модель расчета теплозащитных свойств композиционного покрытия «керамические микросферы – связующее» // ИФЖ. 2002. Т. 75, № 6. С. 43–53.
- 

УДК 532.542

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ НАНОЖИДКОСТЕЙ

Д. В. Гузей<sup>1,3</sup>, А. В. Минаков<sup>1,2</sup>, М. И. Пряжников<sup>1,3</sup>, В. Я. Рудяк<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия*

<sup>2</sup>*Институт теплофизики СО РАН, г. Новосибирск, Россия*

<sup>3</sup>*Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет, г. Новосибирск, Россия*

Термин «наножидкость» был впервые предложен в работе [1] для обозначения двухфазной системы, состоящей из несущей жидкости и наночастиц высокотеплопроводного материала. Типичными несущими жидкостями являются вода, органические жидкости (этиленгликоль, масло), полимерные растворы. Материалом для наночастиц служат металлы, оксиды металлов, углеродные нанотрубки. Одним из интенсивно развивающихся направлений в области наножидкостей является исследование процессов теплообмена в условиях вынужденной конвекции (ламинарные и турбулентные течения наножидкостей через каналы различного диаметра, тепловые трубки, микротеплообменники и др.) Первые эксперименты показали, что даже очень малые добавки наночастиц к жидкости (доли процента по объему) могут приводить к росту теплопроводности и теплоотдачи наножидкости на десятки процентов, а критический тепловой поток может увеличиваться в разы. В этой области за последние два десятилетия появилось огромное число работ. В большинстве работ отмечается увеличение теплоотдачи при использовании наночастиц. Повышение коэффициента теплоотдачи по отношению к базовым жидкостям может находиться в диапазоне от нескольких процентов до 350% для углеродных нанотрубок. Вместе с тем имеются публикации, где демонстрируется уменьшение теплоотдачи при добавлении наночастиц. Большинство из этих работ посвящено исследованию конвекции наножидкостей в ламинарном режиме [2, 3]. Турбулентная конвекция исследована существенно хуже. Анализ литературы показывает, что среди работ нет ни количественного, ни качественного консенсуса в области турбулентного теплообмена наножидкостей. Между тем практически все ученые отмечают, что влияние наночастиц на теплообмен в турбулентном режиме существенно более значительное, чем в ламинарном, и гораздо более сложное.

Цель настоящей работы – экспериментально изучить коэффициент теплоотдачи наножидкостей в ламинарном и турбулентном режимах течения.

Схема установки по изучению коэффициента теплоотдачи показана на рис. 1. Установка представляет собой замкнутый контур с циркулирующим теплоносителем. С помощью насоса рабочая жидкость прокачивается через измерительный обогреваемый участок, после прохождения которого поступает в теплообменник и отдает тепло термостату.

Расход рабочей жидкости в контуре регулируется с помощью изменения мощности насоса. Мощность насоса регулируется ЛАТРом. Измерение мощности, подводимой к насосу, осуществлялось при помощи измерителя Omix.

Обогреваемый участок представляет собой трубку из нержавеющей стали диаметром 6 мм и длиной 1 м. Толщина стенки трубки 0,5 мм. Нагрев трубки осуществляется путем подачи электрического тока непосредственно на стенку трубки. Такой способ нагрева позволяет получить нагрев с постоянной плотностью теплового потока на стенке трубки. Кроме того, такой способ обогрева является универсальным и легко применим к трубкам любого поперечного сечения. Трубка теплоизолирована многослойной изоляцией. Мощность нагрева регулируется при помощи трансформатора. Для измерения локальной температуры трубки на ее 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 на входе и выходе из обогреваемого участка. При этом термопара, предназначенная для измерения температуры среды на выходе из контура, располагалась на значительном удалении от конца обогреваемого участка для обеспечения однородности температуры среды в месте измерения. Участок от контура обогревателя до места измерения температуры среды был также теплоизолирован. Измерения перепада давления проводились при помощи дифференциального манометра ОВЕН ПД200.

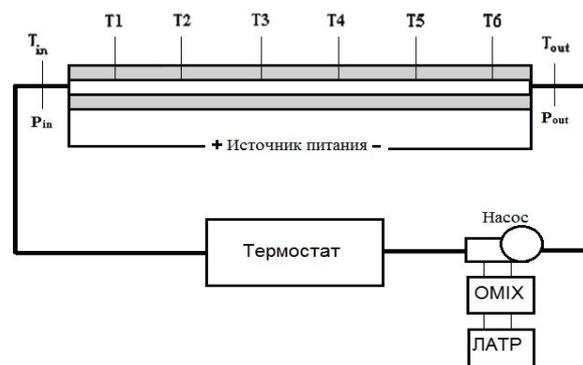


Рис. 1. Схема измерительной установки

Далее проведено экспериментальное исследование ламинарного теплообмена наножидкостей в цилиндрическом канале в условиях постоянной плотности теплового потока на стенках. В качестве базовой жидкости использовалась дистиллированная вода. В качестве наночастиц – порошки оксидов меди, титана. Диаметр наночастиц варьировался от 5 до 100 нм. Размер частиц определен с помощью электронной микроскопии. Объемная концентрация наночастиц варьировалась в диапазоне от 0 до 2 об.%. Полученные суспензии подвергались получасовой обработке ультразвуком в ванне "Сапфир". ПАВы в наножидкость не добавлялись. Вязкость наножидкостей была измерена при помощи ротационных вискозиметров DV2T и OFITE-900. Измерения вязкости были проведены в диапазоне скорости сдвига от 10 до 1000 1/с при температуре 25 °С. Перед измерениями вискозиметры были прокалиброваны на дистиллированной воде и этиленгликоле. Полученные результаты хорошо согласовывались с эталонными данными.

В результате экспериментов измерены средние и локальные величины коэффициента теплоотдачи на стенках канала и величина перепада давления на входе и выходе из канала.

Интенсификация теплообмена при использовании наножидкостей при фиксированном числе Рейнольдса оказывается весьма значительной. Так, коэффициент теплоотдачи для однопроцентной наножидкости на основе оксида меди, более чем на 40% выше аналогичного значения для воды практически при всех Re. Аппроксимируя зависимость коэффициента

теплоотдачи от числа Рейнольдса для двухпроцентной наножидкости, можно с уверенностью сказать, что превышение коэффициента теплоотдачи оказывается двукратным или даже больше. Естественно, с уменьшением концентрации наночастиц этот эффект монотонно снижается (рис. 2). При значении числа Рейнольдса выше 2000 для воды имеет место ламинарно-турбулентный переход, что интенсифицирует ее теплообмен. Показана сильная зависимость коэффициента теплоотдачи от материала наночастиц. Так, например, 2%-я концентрация наночастиц оксида железа увеличивает среднее значение коэффициента теплоотдачи на 5%, алмаза на 15%, оксида титана на 35%, а оксида меди на 40% по сравнению с базовыми жидкостями. Также была установлена зависимость наблюдаемой интенсификации теплообмена от свойств базовой жидкости для одних и тех же наночастиц и при одинаковых объемных концентрациях. Интенсификация теплообмена для наножидкостей, приготовленных на основе этиленгликоля, оказывается в среднем выше, чем для наножидкостей приготовленных на основе воды.

Проведено экспериментальное исследование турбулентного теплообмена наножидкостей в цилиндрическом канале в условиях постоянной плотности теплового потока на стенках. В качестве базовой жидкости использовалась дистиллированная вода. В качестве наночастиц – порошки оксидов кремния и алюминия. Диаметр наночастиц варьировался от 10 до 100 нм. Размер частиц определен с помощью электронной микроскопии. Объемная концентрация наночастиц варьировалась в диапазоне от 0 до 2 об.%. Нанопорошки были приобретены ОАО "Плазмотерм", г. Москва. Полученные суспензии подвергались получасовой обработке ультразвуком в ванне "Сапфир". ПАВы в наножидкость не добавлялись. Вязкость наножидкостей была измерена при помощи ротационного вискозиметра DV2T. Измерения вязкости были проведены в диапазоне скорости сдвига от 10 до 200 1/с при температуре 25 °С.

В результате экспериментов измерены средние и локальные величины коэффициента теплоотдачи на стенках канала и величина перепада давления на входе и выходе из канала. Было показано, что добавление наночастиц в теплоноситель оказывает существенное влияние на величину коэффициента теплоотдачи в турбулентном режиме течения (рис. 3). С увеличением концентрации наночастиц локальный и средний коэффициенты теплоотдачи при фиксированном значении числа Рейнольдса возрастают. Максимально зафиксированное в экспериментах увеличение коэффициента теплоотдачи по сравнению с чистой жидкостью составило около 30% (наножидкость на основе воды и 2%-й концентрации частиц оксида алюминия).

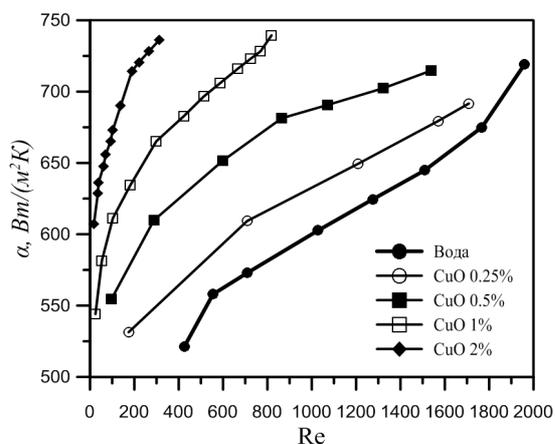


Рис. 2. Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса для наножидкости с частицами CuO

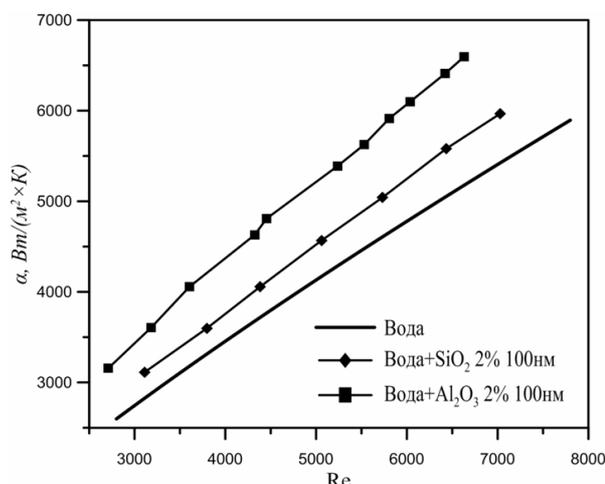


Рис. 3. Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса

В отличие от ранее исследованного ламинарного режима течения, в котором добавление наночастиц однозначно приводит к росту коэффициента теплоотдачи, в турбулентном режиме течения были отмечены случаи его снижения. Это связано с тем, что в турбулентном режиме коэффициент теплоотдачи зависит не только от теплопроводности теплоносителя, но и от его вязкости. Если рост теплопроводности теплоносителя за счет наночастиц существенно меньше роста его вязкости, то может иметь место ухудшение теплообмена. Таким образом, было показано ключевое влияние вязкости наножидкости на характеристики ее турбулентного теплообмена.

Эксперименты показали, что в общем случае коэффициент теплоотдачи наножидкости существенно выше соответствующего значения для базовой жидкости. Показано, что получаемый эффект зависит и от концентрации наночастиц, и от их размера, и материала. Коэффициент теплоотдачи так же, как и для обычных жидкостей, зависит и от теплопроводности, и от вязкости флюида. Поэтому могут появляться ситуации, когда коэффициент теплоотдачи наножидкости окажется ниже, чем у базовой жидкости.

### **Литература**

1. Choi S. U. S. Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles // *Developments and applications of non-newtonian flows*, ASME FED. 1995. Vol. 66. Pp. 3408–3416.
  2. Терехов В. И., Калинина С. В., Леманов В. В. Механизм теплопереноса в наножидкостях: современное состояние проблемы. Ч. 2. Конвективный теплообмен // *Теплофизика и аэромеханика*. 2010. № 2. С. 173–188.
  3. Minakov A. V., Lobasov A. S., Guzei D. V., Pryazhnikov M. I., Rudyak V. Ya. The experimental and theoretical study of laminar forced convection of nanofluids in the round channel. // *Applied Thermal Engineering*. 2014.doi:10.1016/j.applthermaleng. 2014.11.041.
- 

УДК 532.5.032

## **ОСОБЕННОСТИ ИСПАРЕНИЯ ЖИДКОСТИ ИЗ МАЛЫХ КАПЕЛЬ КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРОВ И ОБРАЗОВАНИЯ ОСАДОЧНЫХ СТРУКТУР РАЗЛИЧНОЙ МОРФОЛОГИИ**

**А. С. Дмитриев, П. Г. Макаров**

*Национальный исследовательский университет «Московский  
энергетический институт», г. Москва, Россия*

Коллоидные растворы, будучи промежуточной стадией в классификации дисперсных систем между химическими растворами и механическими взвесями, благодаря своим химическим и физическим свойствам (большая удельная площадь поверхности, адсорбция, склонность к агрегации из-за взаимодействия частиц и т. д.), коллоиды (в частности, содержащие наночастицы) активно используются в химии, фармакологии, медицине, системах охлаждения и других прикладных областях науки и техники.

Данная работа посвящена исследованию высыхания малых капель коллоидных растворов наночастиц. Капля исследуемого вещества объемом от 1 до 10 мкл наносилась при помощи микродозатора на специальным образом подготовленную поверхность. Фиксировалось время нанесения, температуры окружающей среды и подложки. Весь исследовательский стенд помещался в закрытый прозрачный бокс, благодаря чему исключалось воздействие

внешних конвективных потоков воздуха. Наблюдение процесса испарения жидкости проводилось параллельно двумя способами: визуально при помощи видеокамеры, направленной в профиль капли, и спектрометрически. В ходе второго способа исследовалась динамика изменения оптического светопропускания капли по мере ее высыхания. Прекращение изменения профиля спектра говорило о прекращении процесса испарения жидкости, формировании конечного осадка. С помощью этой методики были выделены отдельные стадии процесса высыхания капель.

В качестве исследуемых растворов использовались коллоиды на основе серебра, алмаза, оксидов железа (III) и кремния (IV). Были выбраны именно эти компоненты коллоидов, так как они являются представителями металлов, полупроводников и диэлектриков, соответственно, их свойства сильно различаются. Исследуемые вещества были замешаны в воде или в 9% водном растворе NaCl, кристаллы которого выступали в качестве стабилизатора смеси. Одной из основных задач исследования является изучения влияния типа смачиваемости подложки на скорость испарения коллоидных растворов. Для этого применялись подложки из разных материалов, с различной степенью шероховатости. Как и для обычных жидкостей, высыхание капель на гидрофобных поверхностях длилось дольше, чем на гидрофильных.

Особое внимание уделено экспериментальному изучению влияния температуры подложки на рисунок осадка, остающегося после полного испарения жидкости (рис. 1). Внутри капле перенос частиц коллоида осуществляется за счет возникновения конвективных потоков жидкости. Они возникают из-за различия вязкостей компонентов раствора, что описывается эффектом Марангони. В общем случае перенос частиц осуществляется из центра капли к поверхности раздела фаз (контактная линия), в итоге образуется кольцеобразный след (эффект «кофейных колец» [1]). Очевидно, что с

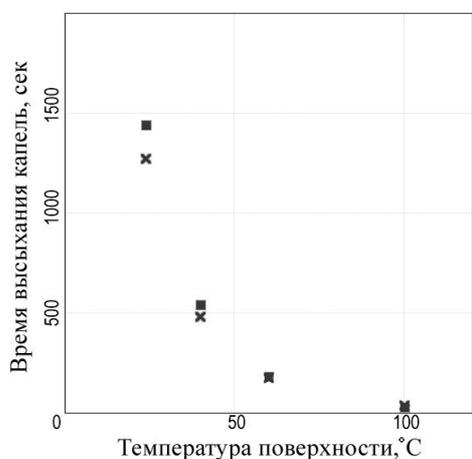


Рис. 1. Экспериментальные результаты косвенного спектрометрического измерения времени высыхания капле в зависимости от температуры подложки: квадраты – вода, крестики – коллоидный раствор наночастиц Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

изменением температуры подложки скорость конвективных потоков также изменится, что непосредственным образом сказывается на морфологии осаждаемых структур. Для нагрева в работе использовались как обыкновенные нагревательные устройства, так и тонкопленочные прозрачные нагреватели с применением полупроводникового материала оксида индия-олова ИТО. Исследовался диапазон температур подложек от комнатной до температур кипения соответствующих жидкостей. Планируется изучение случаев, когда температура подложки ниже температуры окружающей среды, а также когда капля исследуемого коллоида наносится на заранее разогретую поверхность с температурой, значительно превышающей температуру кипения.

Результаты проведенных опытов показали, что частицы взвеси не уносятся вместе с испаряемой жидкостью, а определенным образом осаждаются на поверхности подложки. Характер осаднения не является равномерным: плотность осаднения частиц, в основном, увеличивается от центра к периферии окружности исходной капли. Это справедливо для всех исследованных коллоидов. Нагрев подложки оказывает значительное влияние на морфологию осаднений и ширину кольца вдоль периметра основания капли. Однако при достижении температуры кипения наблюдается резкое увеличение ширины осаднений у

краев капли в следствие разбрызгивания жидкости из-за кипения. Кроме того, показано, что с ростом уровня перегрева подложки относительно окружающей среды разница в скоростях испарения коллоидного раствора наночастиц и воды становится менее заметной [2].

Дополнительно проведены исследования по испарению определенным образом организованных массивов капель. Для этого сначала наносился массив отдельных капель (рис. 2, *а*), не соединенных друг с другом. Далее, после их полного высыхания в пространство между ними наносились дополнительные капли так, что после высыхания второго массива между двумя соседними каплями первого возникали «мостики» (рис. 2, *б*). Возможен также другой вид взаимного расположения двух массивов, когда капли второго наносятся в пространство между четырьмя каплями первого, образуя крестообразные структуры (рис. 2, *в*).



Рис. 2. Исследование морфологий осадений массивов капель коллоидных растворов: *а* – внешний вид первого массива капель 3\*3; *б* – «мостик» второго массива между двумя каплями первого; *в* – «мостик» второго массива между четырьмя каплями первого

### Литература

1. Yunker P., Still T., Lohr M., Yodh A. // Nature. 2011. Vol. 476. P. 308.
  2. Dmitriev Alexander, Makarov Petr. Optical Methods for Studying the Drying Dynamics of Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Nanocolloid Droplets Depending on Variation of Substrate Temperature // 2015 Intern. Conf. on Fluid Dynamics: proceedings of the conf. Orlando, USA, 2015, April, 6–7. D-24.
- 

УДК 536.248

## МЕЗОСКОПИЧЕСКИЙ СЛОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МИКРОСФЕР КАК УСЛОВИЕ КИПЕНИЯ ЖИДКОСТИ В РЕЖИМЕ «ПРЫГАЮЩИХ ПУЗЫРЕЙ»

А. С. Дмитриев<sup>1</sup>, П. Г. Макаров<sup>1</sup>, М. А. Эльбуз<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «Московский энергетический институт», г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Университет Мансуры, г. Мансура, Египет

Исследование процессов кипения является важной проблемой современного теплообмена. Интерес вызывают специфические структуры стенок сосудов, которые, например, могут представлять собой мезоскопические структуры. Примером таких структур является, например, пористая среда. Как было показано в [1], применение пористых сред, состоящих из одинаковых слоев материала, является эффективным методом пассивного

повышения коэффициента теплопередачи при испарении/кипении и критического теплового потока [2]. Вместе с тем, особый интерес представляют собой не просто пористые среды, а системы, в которых твердая фаза является динамической, т. е. перемещается вместе с жидкостью.

В работе рассмотрено пузырьковое кипение дистиллированной воды на подложках из мезоструктур монодисперсных и полидисперсных микросфер из различных материалов. Экспериментально обнаружено, что при определенных режимах нагрева наблюдается неожиданный режим в пузырьковом кипении – так называемый эффект «прыгающих пузырей» [3], когда пузыри, захватывая некоторое количество микросфер и, отрываясь от дна, не достигают поверхности недогретой жидкости и опускаются обратно.

Суть эксперимента: в качестве сосуда использовались обыкновенные чашки Петри, на дно которых насыпались монодисперсные микросферы из сплава Pb95% + Sb5% или из алюминия. Далее на уровень в 10–30 раз больший, чем диаметр микросфер, наливалась дистиллированная вода. Чашка Петри ставилась на нагреватель, температура которого могла меняться в широких пределах. Поверхность жидкости была свободной и жидкость, следовательно, была недогретой и свободно испарялась в окружающее пространство. При температуре нагревателя 140–150 °С (имел место перепад температур между жидкостью и нагревателем около 25 °С) начиналось активное зарождение пузырей пара под микросферами. Следует особо подчеркнуть, что механизм роста пузырей отличался от классического [4], поскольку нагрев пара в пузыре происходил не только за счет теплоты от нагревателя, но и за счет теплопереноса через боковые поверхности микросфер, что заметно изменяло скорость роста пузырей.

Эксперименты показали, что кипение жидкости с засыпкой (монодисперсными микросферами) начинается быстрее, чем без нее. Кроме того, скорость зависит от размера металлических микросфер. Исследовано влияние теплового потока на наблюдаемый эффект, проведены модельные расчеты.

### Литература

1. Chen Li, Peterson G., Wang Y. Experimental Study of Thickness Effects in Evaporation/Boiling on Thin Sintered-Copper-Mesh Surface // ASME Summer Heat Transfer Conf., San Francisco, CA, July 17–22. 2005.
2. Аметистов Е. В., Дмитриев А. С. Монодисперсные системы и технологии. М.: Изд-во МЭИ, 2002. – 536 с.
3. Дмитриев А. С., Макаров П. Г., El Bouz M. A. О новом режиме пузырькового кипения в мезоструктурах микросфер (эффект прыгающих пузырей) // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41 (6). С. 67–72.
4. Лабунцов Д. А., Ягов В. В. Механика двухфазных систем. М.: Изд-во МЭИ, 2000. – 373 с.

УДК 614; 536.37

## ПРОГНОЗИРОВАНИЕ МАССОВЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОРАЖЕНИЙ В ЧРЕЗВЫЧАЙНЫХ СИТУАЦИЯХ

Р. Ш. Еналеев<sup>1</sup>, Э. Ш. Теляков<sup>1</sup>, Г. И. Амерханова<sup>1</sup>, В. А. Качалкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казанский национальный исследовательский технологический университет,  
г. Казань, Республика Татарстан, Россия.

<sup>2</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань,  
Республика Татарстан, Россия.

Массовые тепловые поражения гражданского населения и обслуживающего персонала производственных объектов могут возникнуть в природных и техногенных пожарах, террористических актах, локальных военных конфликтах. Прогнозирование числа пострадавших для оказания безотлагательной медицинской помощи является актуальной социально-экономической проблемой.

Проблема оценки опасности теплового поражения биообъектов впервые возникла после первых испытаний атомного оружия. В ведущих научных центрах NASA получен огромный объем экспериментальных данных [1], выборка из которых представлена в табл. 1. Приводятся расчетные данные авторов по индексу облучения, впервые предложенному Эйзенбергом [2]:

$$I = q^{4/3} \tau_{\text{экс}} \quad (1)$$

Значение индекса облучения инвариантно ко времени экспозиции, что позволяет применять его при обосновании пробит-функций для прогнозирования вероятностей возникновения термических ожогов различной степени тяжести.

Таблица 1

Зависимость порогового импульса облучения, вызывающего ожоги,  
от времени экспозиции

Время экспозиции $\tau_{\text{экс}}, \text{с}$	Плотность теплового потока $q$		Пороговый импульс $Q$ , $\text{кал}/\text{см}^2$	Приращение температуры имитатора кожи, $\Delta T, ^\circ\text{C}$	Индекс облучения $I$ , $[\text{кВт}/\text{м}^2]^{4/3} \tau$
	$\text{кал}/\text{см}^2 \cdot \text{с}$	$\text{кВт}/\text{м}^2$			
1	2	3	4	5	6
3	0.55	23.03	1.65	12.2	196.54
5	0.38	15.91	1.9	14.1	200.07
10	0.233	9.76	2.33	17.3	208.44
15	0.177	7.41	2.66	19.7	216.72
30	0.107	4.48	3.21	23.8	221.55

На основании результатов экспериментальных исследований [1] разработаны международные стандарты для оценки теплозащитных свойств одно- и многослойных пакетов одежды [3]. В стандартах [4, 5] для сравнительных испытаний материалов одежды в качестве критерия поражения предлагается однозначное приращение температуры медного имитатора кожи при времени экспозиции 30 с (табл. 1), не учитывающее влияние времени экспозиции на вероятность возникновения ожогов.

Важно отметить, что во всех зарубежных стандартах последствия воздействия высокоинтенсивного нагрева кожи оцениваются только для ожогов II степени с вероятностью 0,5. Однако для прогнозирования санитарных потерь в чрезвычайных ситуациях необходимо создание теоретических основ методологии прогнозирования термических ожогов с различной вероятностью и степенью тяжести поражения.

В работе [6] для дифференциации различных степеней ожога используется аррениусовская зависимость скорости теплового поражения от температуры основного слоя кожи (граница эпидермис – корium).

Скорость поражения от критической температуры основного слоя кожи рассчитывается по модели

$$\frac{d\omega}{d\tau} = A \exp\left(\frac{-E}{RT_s}\right), \quad \omega = \frac{c(0) - c(\tau)}{c(0)}. \quad (2)$$

Интеграл от скорости поражения используется для количественной оценки тяжести поражения:

$$P = \int_0^{\tau_{кр}} \frac{d\omega}{d\tau} d\tau. \quad (3)$$

При значениях  $P \leq 0,5$  основной слой остается без повреждений, при  $0,5 \leq P \leq 1$  – возникают ожоги I степени. Если  $P \geq 1$  – возникают ожоги II степени.

Значения кинетических констант, определяемых опытным путем [7], равны  $A = 4,6 \cdot 10^{72}$ ,  $E/R = 55\,420$ .

Аррениусовская зависимость скорости поражения от температуры (2) не учитывает степень разрушения белка коллагена (реакция нулевого порядка). В данной работе впервые предлагается учитывать степень превращения белка для реакции первого порядка:

$$\frac{\partial\omega}{\partial\tau} = A(1 - \omega) \exp\left(\frac{-E}{RT_s}\right). \quad (4)$$

Объемный источник энергии пиролиза белка и его влияние на распределение температуры учитывается в уравнении Фурье в виде

$$c_i \rho_i \frac{\partial T(x_i, \tau)}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \lambda_i(T) \frac{\partial T(x_i, \tau)}{\partial x_i} \right) + qk \exp(-kx_i) - Q_{нур} \rho_2 \frac{\partial \omega}{\partial \tau}, \quad (5)$$

здесь  $i = 1$  – эпидермис,  $i = 2$  – корium,  $i = 3$  – подкожная ткань.

В [8] впервые установлено, что распределение температуры по координате зависит от температуры нагревающего блока, но на определенной глубине от поверхности кожи температурные кривые пересекаются в одной точке. Критическая температура в этой точке предложена в качестве дополнительного критерия возникновения ожога II степени с вероятностью 0,5.

В целом правомерность предлагаемого подхода в виде совместного решения уравнения кинетики (4) и уравнения Фурье (5) подтверждается сравнением результатов вычислительного эксперимента по идентификации кинетических параметров с опытными данными [7]. Выборочные результаты вычислительного эксперимента представлены в табл. 2 и на рис. 1. Отличие расчетных и опытных данных по кинетическим параметрам кинетической модели составляет менее 5%.

Расчетно-экспериментальное обоснование модели кинетики нагрева и термического разложения кожного покрова при воздействии интенсивных тепловых источников позволяет решить главную задачу – прогнозирование вероятностей возникновения термических ожогов II степени.

Таблица 2

Результаты вычислительного эксперимента

$\tau$	$q$	$t_s$	$t_3$	$10^4/T_3$	$I$
3	0.55	64.66	60.56	29.98	196
6	0.342	61.65	59.1	30.11	207.8
10	0.233	58.38	58.15	30.20	208.6
15	0.177	58.41	57.26	30.28	217.9
20	0.143	57.82	56.71	30.33	217.6
30	0.107	56.75	55.91	30.40	221.7

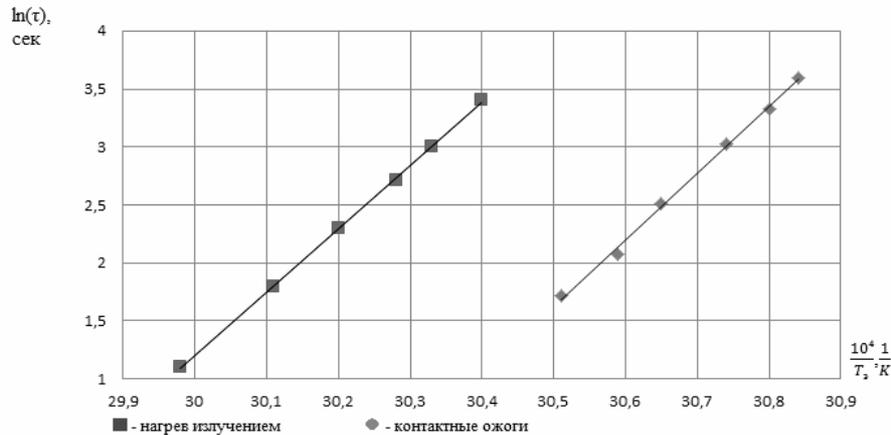


Рис. 1. Зависимость критического времени нагрева от обратной температуры основного слоя кожи

Для решения поставленной задачи используется пробит-функция, представляющая собой линейную зависимость между логарифмом индекса теплового потока и единицами стандартного отклонения случайной величины ожога от математического ожидания:

$$Pr = a + b \cdot \ln I_{cp}; Pr = t_0 + 5. \quad (6)$$

Пробит (probability unit)  $Pr$  получается увеличением от стандартного отклонения на пять единиц. Для вероятности возникновения ожога II степени 0,5 пробит-функция (6) может быть записана в виде

$$5 = a + b \cdot \ln 210. \quad (7)$$

Для расчета значений других вероятностей по (6) необходимо проведение многочисленных экспериментов на биообъектах и определения значений постоянных коэффициентов  $a$  и  $b$ .

В данной работе впервые предлагается другой, вычислительный инновационный подход. Известно [9], что температурный порог возникновения ожогов равен 44 °С. В соответствии с принципом теории вероятностей о практической невозможности маловероятных событий вероятность утроенного среднего квадратического отклонения равна 0,0027 (правило трех сигм). Для одностороннего отклонения ( $\sigma = -3$ ) пробит в уравнении (6) равен 2.

Тогда дополнительное к (7) линейное алгебраическое уравнение можно записать в виде

$$2 = a + b \cdot \ln I_x. \quad (8)$$

Вычислительный алгоритм определения неизвестного индекса в (8) состоит в решении системы уравнений (4) и (5) при любом времени экспозиции до 33 с, так как индекс инвариантен к его значению. И остается один переменный параметр – плотность теплового потока, пошаговое изменение которого проводится до достижения температуры кожи 44 °С и далее рассчитывается  $I_x$ .

Расхождение опытных данных по значению коэффициента в [9] в уравнениях (7) и (8) с расчётными составляет не более 1%.

Таким образом, показана возможность построения пробит-функций для поверхностных ожогов в вычислительном эксперименте на основе решения уравнений кинетики и энергии.

### Обозначения

$d\omega/dt$  – скорость поражения;  $c(0)$  – начальная концентрация белка коллагена;  $c(\tau)$  – концентрация денатурированного белка;  $\omega$  – степень превращения;  $T_s$  – температура основного слоя кожи, К;  $A$  – предэкспонент, 1/с;  $E$  – энергия активации, Дж/моль;  $R$  – газовая постоянная,  $\tau_{кр}$  – время воздействия теплового источника до появления ожога, с;  $q_0$  – плотность постоянного теплового потока, поглощаемого поверхностью кожного покрова, кВт/м<sup>2</sup>;  $\tau_{экс}$  – время экспозиции, с;  $t_s$  – температура поверхности кожи, °С;  $k$  – коэффициент поглощения излучения, 1/м;  $c_i$ ,  $\rho_i$ ,  $\lambda_i$  – теплоемкость, плотность, коэффициент теплопроводности структурных слоев кожи соответственно;  $Q_{нур}$  – теплота термического разложения коллагена, Дж/кг;  $I_{cp}$  – среднее значение индекса облучения; Pr – пробит;  $t_0$  – единицы стандартного отклонения нормированной случайной величины для нормального распределения.

### Литература

1. Stoll A. M., Greene L. C. Relationship between pain and tissue damage due to thermal radiation // J. Appl. Physiol. 1959. Vol. 14. P. 373.
2. Eisenberg N. A., Lynch C. J. Breeding. Vulnerability model: A simulation system for assessing damage resulting marine spills // U.S. Bureau of mines. R1 3867, Feb. 1946. – 167 p.
3. ASTM Standard D 4108. Standard test method for thermal protective performance of material for clothing by open flame method. American society for testing and materials. Philadelphia, PA. 1994.
4. ISO 9151:1995 «Textiles – Protective clothing. Part 1. Method of determining of heat transmission on exposure to flame».
5. ISO 6942:2003 "Textile fabrics – Burning behaviour – Evaluation of materials and material assemblies when exposed to a source of radiant heat".
6. Henriques J. F., Moritz A. R. Studies of Thermal Injury. I. The Conduction of Heat to and Through Skin and the Temperature Attained Therein // A Theoretical and Experimental Investigation Am. Path. 1947. Pp. 695–720.
7. Mehta A. K., Wong F. C. Measurement of Flammability and Burn Potential of Fabrics, Massachusetts Institute of Technology, Project DSR 73884, 15 Febr. Cambridge, 1973. P. 279.
8. Enalejev R. Sh., Kachalkin W. A. Mathematical Simulation of Heat and Mass Transfer Process in Skin Cover at Burn Injury // Annals of the New York Academy of Science. 1998. Vol. 858. Pp. 30–35.
9. Lee's Loos. Prevention in the process industries hazard identification, Assesment and Control, 3d ed. Edited by Sam Mannan, Texas, USA, 2004.

УДК 577.3.08

## АНАЛИЗ МАГНИТНОЙ СЕПАРАЦИИ ЭРИТРОЦИТОВ С УЧЕТОМ ИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО МАГНИТНЫМ СВОЙСТВАМ

А. М. Жолудь

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

**Введение.** В последнее десятилетие значительно возрос интерес к вопросам магнитной сепарации и измерениям магнитных свойств эритроцитов [1]: созданы методики диагностики малярии по измерению магнитных свойств эритроцитов [2], разрабатываются микрофлюидные устройства для магнитного разделения крови на фракции [3]. Таким образом, изучение магнитной сепарации в микроканале является актуальной задачей, вместе с тем, в имеющихся на сегодняшний день работах рассматривается прикладной аспект проблемы без теоретического анализа происходящих процессов.

Фундамент магнитной сепарации эритроцитов составляет открытая Лайнусом Полингом зависимость магнитных свойств гемоглобина от степени их насыщения кислородом [4]. Магнитная восприимчивость свободного от кислорода гемоглобина существенно превышает восприимчивость оксигенированного гемоглобина.

В данной работе произведен теоретический анализ и экспериментальное исследование процесса сепарации эритроцитов. Необходимые для расчетов магнитные свойства эритроцитов измерены на экспериментальном комплексе «Магнитоцитометр», детально описанном ранее [5].

**Теория изменения концентрации суспензии одинаковых частиц.** Рассмотрим задачу о изменении концентрации суспензии одинаковых частиц в измерительной ячейке комплекса «Магнитоцитометр» (рис. 1). Исходное уравнение – закон сохранения числа частиц:

$$\frac{\partial n(y, t)}{\partial t} = \frac{\partial j(y, t)}{\partial y}, \quad (1)$$

где  $j = nv_m$  – поток клеток, равный произведению концентрации  $n$  на  $v_m$  – скорость магнетического движения, которая определяется соотношениями

$$v_m = \alpha F_m, \quad F_m = \frac{1}{2} V (\chi - \chi_0) \nabla H^2,$$

где  $F_m$  – магнитная сила [6],  $\alpha$  – гидродинамическая подвижность,  $V$  – объем эритроцита,  $\chi$  – магнитная восприимчивость клетки,  $\chi_0$  – магнитная восприимчивость жидкости. Введем масштаб напряженности магнитного поля  $2\pi I$  ( $I$  – намагниченность магнитного стержня),  $A$  – масштаб расстояния (радиус ферромагнитного цилиндра), масштаб концентрации  $n_0$ , соответствующий концентрации частиц в начальный момент времени, когда частицы равномерно распределены по объему, тогда масштабы для силы и времени

$$F_m^* = \frac{2\pi^2 I^2 (\chi - \chi_0) V}{A}, \quad F_m = F_m^* f_m, \quad f_m = \nabla h^2, \quad T^* = \frac{A}{\alpha F_m^*} = \frac{A^2}{2\pi^2 I^2 m}. \quad (2)$$

Перепишем уравнение (1) в безразмерных переменных

$$\frac{\partial \hat{n}(\hat{y}, \tau)}{\partial \tau} = \frac{\partial \hat{j}(\hat{y}, \tau)}{\partial \hat{y}}, \quad (3)$$

$$\hat{j}(\hat{y}, \tau) = f_m(\hat{y}) \cdot \hat{n}(\hat{y}, \tau), \quad f_m(y) = -4y^{-5} - 2Py^{-3}, \quad P = H_0/\pi I.$$

Как видно, уравнение (3) не содержит ни одной характеристики частиц суспензии, в силу чего является универсальным для любых суспензий одинаковых частиц, его решение приведено на рис. 2. Масштаб времени содержит как характеристики магнитной системы, так и все характеристики частицы, которые обобщены в магнитофоретической подвижности, последнюю измеряют на экспериментальном комплексе «Магнитоцитометр». Магнитофоретическая подвижность – характеристика, устанавливающая связь между скоростью движения частицы в магнитном поле с его напряженностью

$$v_m = m \nabla \left( \frac{H^2}{2} \right).$$

Запишем начальные и граничные условия для уравнения (3):

$$\hat{n}|_{\tau=0} = \begin{cases} 0, & \hat{y} \leq 1 \\ 1, & 1 < \hat{y} < l+1, \\ 0, & \hat{y} \geq l+1 \end{cases}$$

$$\hat{j}|_{\hat{y}=1} = 0, \quad \hat{j}|_{\hat{y}=l+1} = 0, \quad l = \frac{L}{A}.$$

Начальное условие – условие равномерного распределения частиц, а граничные условия отражают непроницаемость стенок канала для движения клеток.

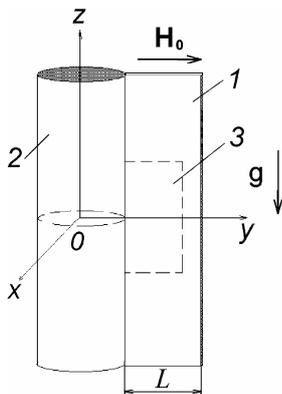


Рис. 1. Схема измерительной ячейки: 1 – канал, 2 – ферромагнитный цилиндр, 3 – область регистрации,  $L$  – ширина измерительного канала

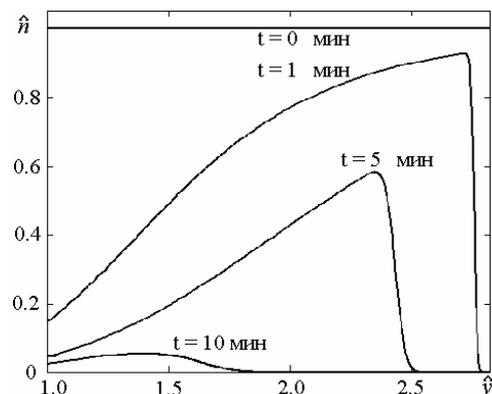


Рис. 2. Решение уравнения изменения концентрации со временем для суспензии одинаковых частиц в переменных  $\hat{n}$ ,  $\hat{y}$ ,  $\tau$

**Теория изменения концентрации в суспензии разных частиц.** Суспензия эритроцитов состоит из клеток, которые отличаются по магнитофоретической подвижности, для нее по результатам измерения построена гистограмма распределения (рис. 3), где в каждом столбце эритроцитам предписывается одинаковое значение магнитофоретической подвижности  $m_i$ , будем называть эту часть клеток  $i$ -й компонентой суспензии. Теория, изложенная для суспензии одинаковых частиц, справедлива для  $i$ -й компоненты суспензии, а

суспензия в целом – это сумма всех таких компонент. Гистограмма получена для начального момента времени, высота столбца гистограммы указывает частоту  $w_{0i}$  с которой встречается  $i$ -я компонента:

$$n(y, t) = \sum_{i=1}^N n_i(y, t), \quad w_{0i} = \frac{n_{0i}}{n_0},$$

где  $n_i(y, t)$  – концентрация  $i$ -й компоненты. Применим для каждой компоненты универсальное решения в безразмерных переменных  $\hat{n}(\hat{y}, \tau)$ , его легко преобразовать в решения для  $i$ -й компоненты умножением и делением на соответствующие масштабы (2):

$$\tau_i = \frac{t}{T_i^*}, \quad n_i = n_{0i} \hat{n}, \quad T_i^* = \frac{a^2}{2\pi^2 I^2 m_i}, \quad n_i(\hat{y}, t) = n_{0i} w_{0i} \hat{n}\left(\hat{y}, \frac{t}{T_i^*}\right),$$

$$n(\hat{y}, t) = n_0 \sum_{i=1}^N w_{0i} \hat{n}\left(\hat{y}, \frac{t}{T_i^*}\right). \quad (4)$$

На рис. 4 приведен пример расчета профиля концентрации по (4), для реальной суспензии с концентрацией 3 млн/мл. Различия между расчетами, произведенными для суспензии одинаковых частиц (см. рис. 2) и реальной суспензии, проявляются после 5-й мин процесса сепарации. Пик концентрации на 5-й мин для реальных суспензий менее острый, характеризуется меньшей крутизной спада концентрации за пиком. В реальной суспензии на 10-й мин сепарации, согласно расчетам, не существует области полностью очищенной от частиц, в отличие от суспензии одинаковых частиц. Расчеты производили при следующих параметрах  $l = 1.82$  (ширина канала в безразмерных переменных),  $A = 500$  мкм (масштаб расстояния),  $I = 1211$  Гс (намагниченность магнитного стержня).

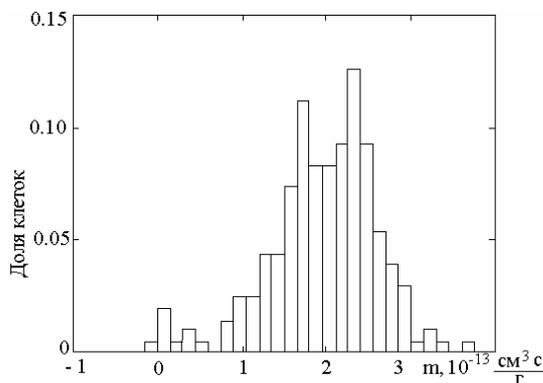


Рис. 3. Гистограмма распределения магнитофоретической подвижности для суспензии с концентрацией 1.5 млн/мл, прошедшей процедуру дезоксигенации

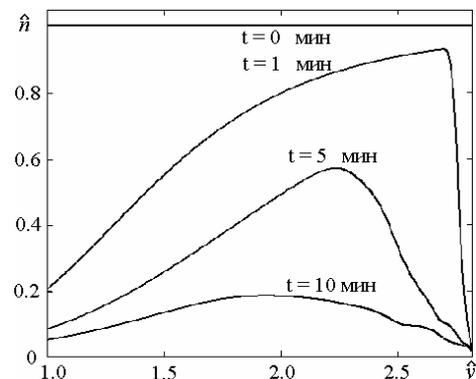


Рис. 4 Расчет профиля концентрации для реальной суспензии эритроцитов

Концентрация реальной суспензии – существенно неоднородна по объему, по этой причине для сопоставления расчетных и экспериментальных данных введем усредненную функцию распределения

$$F(\hat{y}, t) = \frac{\int_1^{\hat{y}} n(x, t) dx}{\int_1^{L+1} n_0 dx} = \frac{\sum_{i=1}^N \int_1^{\hat{y}} w_{0i} \hat{n}\left(x, \frac{t}{T_i^*}\right) dx}{L}.$$

**Результаты сопоставления экспериментальных и теоретических данных по концентрационной динамике.** На рис. 5 приведено сопоставление теоретических и экспериментальных функций распределения для концентрации 3 млн/мл. Кривые на рис. 5, а рассчитаны по теории для суспензии одинаковых частиц (обладающих усредненными свойствами реальной суспензии), на рис. 5, б – вычислены по теории для разных частиц. Использовалось измеренное распределение эритроцитов по магнитофоретической подвижности для начального момента времени процесса сепарации.

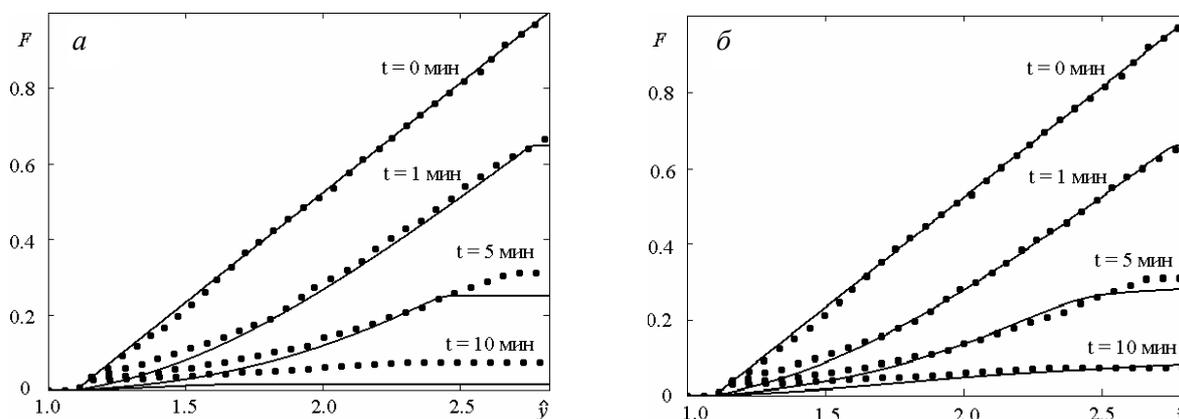


Рис. 5. Сравнение теоретических (сплошные линии) и экспериментальных (точки) функций распределения частиц

Эксперименты по магнитофоретической сепарации проводились при температуре в помещении 20 °С. Суспензия эритроцитов с нужной концентрацией получалась путем разведения цельной крови в растворе с рН = 7.4, содержащем 0.9% NaCl и 2% альбумина. Суспензия эритроцитов, находящаяся в плотно закрытой пробирке, после разведения подвергалась прокачке азота не менее, чем в течение 40 мин для дезоксигенации (вытеснения кислорода) эритроцитов.

В результате анализа зависимостей, представленных на рис. 5, приходим к следующим заключениям. Использование теории изменения концентрации суспензии одинаковых частиц приводит к тому, что на большом расстоянии от магнитного стержня со временем нарастают различия теоретической с наблюдаемой в эксперименте зависимостью. Это можно объяснить тем, что для расчета с использованием данной теории всем эритроцитам предписывается среднее значение магнитофоретической подвижности, в то время как результаты измерений показывают, что существует значительное количество эритроцитов, чья магнитофоретическая подвижность ниже среднего, а значит, они движутся медленнее.

Теория изменения концентрации в суспензии разных частиц дает лучшее согласие теоретических и экспериментальных данных, поскольку учитывает распределение эритроцитов по магнитофоретической подвижности.

### Литература

1. Zborowski M. et al. Red blood cell Magnetophoresis // Biophysical J. 2003. Vol. 84. Pp. 2638–2645.
2. Zimmerman P. A. Diagnosis of malaria by magnetic deposition microscopy // Am. J. Trop. Med. Hyg. 2006. Vol. 74, No. 4. Pp. 568–572.
3. Takayasu M. Kelland D. R., Minervini J. V. Continuous magnetic separation of blood components from whole blood // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2000. Vol. 10. Pp. 927–930.
4. Pauling L. and Coryell C. D. The magnetic properties and structure of hemoglobin, oxyhemoglobin and carbonmonoxyhemoglobin // Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. 1936. Vol. 22. Pp. 210–216.

5 Kashevsky B. E., Zholud A. M., Kashevsky S. B. Magnetophoretic trajectory tracking magnetometry – a new technique of assessing magnetic properties of submagnetic microparticles and cells // Review of scientific instruments. 2012. Vol. 83. No. 075104.

6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. Т. 8. – 620 с.

---

УДК 616-006.6:615.838.2

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ В ОПУХОЛИ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЛОКАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ГИПЕРТЕРМИИ

Б. Э. Кашевский<sup>1</sup>, С. Б. Кашевский<sup>1</sup>, Т. И. Терпинская<sup>2</sup>, В. С. Улащик<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь*

<sup>2</sup>*Институт физиологии НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь*

Магнитная гипертермия злокачественных опухолей вызывает в последние годы большой интерес. Лежащая в ее основе идея проста – разрушить опухоль термически, путем ее локального нагрева выше физиологической температуры за счет поглощения энергии переменного магнитного поля введенными в опухоль магнитными наночастицами. Основным объектом исследования служат коллоиды суперпарамагнитных частиц – подход, известный как магнитожидкостная гипертермия [1–3]. Нами развивается альтернативный подход, основанный на использовании наночастиц, обладающих статическим магнитным гистерезисом. Сравнение достижимой в физиологически приемлемых полях мощности поглощения энергии суспензиями суперпарамагнитных и магнито жестких наночастиц показало десятикратное преимущество последних [4], а эксперименты с мелкими животными впервые подтвердили возможность 100%-го термического разрушения опухоли магнито жесткими частицами в полях, применимых к человеку [5, 6]. Разработка метода магнитной гипертермии ставит множество вопросов. Среди них – локализация теплового воздействия области опухоли и его эффективный температурный режим, обеспечивающие безопасное для здоровых тканей термическое разрушение опухоли. В опытах с мелкими животными [5, 6] применен стационарный режим нагрева в течение 20 мин при температуре в контрольной точке (под нижним полюсом опухоли) 44 °С. При этом полное термическое разрушение опухолей и выздоровление животных зарегистрировано в 25% случаев. Очевидно, что лечебный эффект гипертермии зависит от распределения магнитных частиц в опухоли, суспензия которых в экспериментах [5, 6] вводилась медицинским шприцем вслепую. В данной работе распределение частиц визуализировалось с помощью цифровой рентгенографии (аппарат Пардус 300), а для анализа результатов применена интегральная модель нагрева опухоли. Эксперименты проведены с белыми мышами (самки) линии Af весом 23–25 г. Модель опухоли – перевиваемая карцинома Эрлиха, которую инъецировали под кожу спины в дозе 20 млн. клеток на животное. Магнитные частицы размерами около 60 нм получали методом, описанным в [7]. Удельная мощность поглощения энергии переменного поля в суспензиях таких частиц, при заданной частоте поля, не зависит существенно от их концентрации [4] и является функцией амплитуды поля,  $w = f(H_0)$ . Эту функцию определили экспериментально, путем интегрирования динамических петель магнитного гистерезиса [7]. Частицы тщательно диспергировали в препарате Реополиглюкине

(раствор декстрана в изотоническом растворе хлорида натрия) с помощью механического диспергатора КИА-10 Basic. Суспензию вводили с помощью инсулинового шприца с иглой диаметром 0.5 мм. Точность введения 0.01 мл. Суспензия магнитных частиц в растворе биополимера обладает достаточной седиментационной устойчивостью и способна проникать в ткани опухоли.

Процедуры гипертермии проводили на установке [6] совместно с химеотерапией (циклофосфан – внутривенно в дозе 100 мг/кг за 7–8 сут до гипертермии, кетонал в дозе 40 мг/кг веса тела – интратуморально, непосредственно перед гипертермией). Животных под наркозом помещали в индуктор переменного магнитного поля с частотой 3700 Гц и амплитудой до 700 Э. Температуру измеряли заделанными в медицинские иглы медь-константановыми термопарами в двух точках – в центре опухоли и в здоровых тканях, прямо под нижним полюсом опухоли. Режим гипертермии заключался в однократном нагреве до температуры под опухолью 50 °С. Магнитную суспензию вводили в два приема, примерно равными частями: первую дозу – за сутки до процедуры, вторую – накануне процедуры. Вторую инъекцию выполняли с учетом рентгеновской визуализации результата первой, окончательное распределение частиц также регистрировали. Концентрацию магнитных частиц в суспензии и необходимый объем инъекции определили из двух условий. Во-первых, исследуемые опухоли развиваются в виде солидных узлов, ткани которых растягиваются без разрыва лишь до определенного предела, установленного в предварительных испытаниях. Во-вторых, с учетом известной из измерений максимальной мощности поглощения энергии частицами, необходимую для достижения желаемого прироста температуры края опухоли данного размера массу частиц определяли по модели нагрева сферической опухоли со сферическим источником тепла в ее центре. В описанной здесь серии экспериментов объемное содержание частиц в суспензии составляло 15%.

Проведено 15 испытаний. Все животные успешно перенесли процедуру гипертермии. Полный некроз опухолей с рубцеванием тканей (в среднем через 40 дней после процедуры) зарегистрирован в 9 случаях (64%). Для выявления факторов, определяющих успех лечения, анализируем объем  $V_t$  и анизодиаметричность  $\alpha$  (отношение удвоенная длина/(ширина + глубина) опухолей, снимки распределения частиц, время выхода на заданную контрольную температуру под опухолью  $t_s$ , полную подведенную в опухоль за сеанс тепловую энергию  $Q$ , характер нарастания со временем температуры в центре опухоли и под опухолью. Опухоли

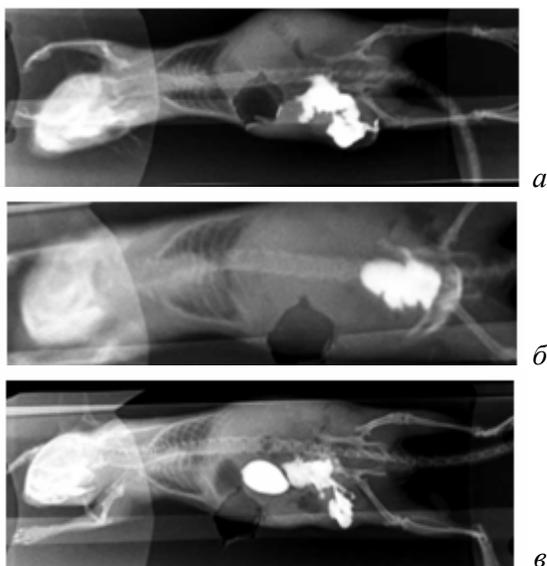


Рис. 1. Характерные примеры распределения частиц в опухоли

обладали объемом от 0.4 до 1.1 см<sup>3</sup> (среднее значение 0.57 см<sup>3</sup>) и имели различную форму – от сферической ( $\alpha = 1$ ) до более чем двукратно вытянутой. Полученные распределения частиц по результатам визуализации в одной проекции (рис. 1) можно охарактеризовать как локализованные (в границах опухоли, рис. 1, а и б) или нелокализованные (суспензия частично вытекает за пределы опухоли, рис. 1, в). В десяти случаях суспензия была локализована в опухоли, в пяти случаях целостность опухолевой капсулы оказалась нарушенной, суспензия частично вытекала в подкожную область у границы опухоли (белая область правильной формы на рис. 1, в). Изменение температуры со временем можно охарактеризовать четырьмя типами, представленными на рис. 2.

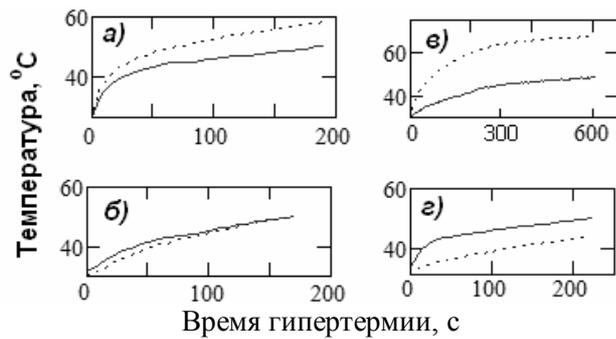


Рис. 2. Четыре характерных режима нагрева опухоли. Сплошные линии – температура под нижним полюсом опухоли, пунктирные – в центре опухоли

При нагреве типа А (рис. 2, а) температура края опухоли достаточно быстро ( $t_s \approx 3$  мин) достигает предписанной величины  $50^\circ\text{C}$ , а температура центра заметно выше температуры края. При нагреве типа Б (рис. 2, б) опухоль прогревается до заданного уровня так же быстро, а температура в центре мало отличается от температуры контрольной точки под нижним полюсом опухоли. Нагрев типа В (рис. 2, в) характеризуется значительно более медленным нагревом края опухоли в контрольной точке, температура которой может не достичь предписанной величины (в таком случае сеанс прекращается через 10 мин нагрева). При этом подъем температуры в центре значительно (около двух раз) превосходит подъем температуры в контрольной точке. Наконец, в одном случае зарегистрирован режим Г (рис. 2, г), при котором центр опухоли прогревается существенно меньше, чем край в контрольной точке.

Достаточно полное представление о проведенных экспериментах дает табл. 1. Анализируя эти данные с точки зрения выявления условий, обеспечивающих термическое разрушение опухоли, обратим внимание на следующие особенности. Во-первых, корреляция между результатом сеанса гипертермии и объемом (и формой) опухоли не выявляется. Наиболее очевидна корреляция между результатом и характером распределения частиц в опухоли. В восьми из девяти излеченных опухолей распределение частиц было компактным. Из пяти неизлеченных опухолей частицы были распределены компактно только в двух. Можно заключить, что компактное распределение частиц (на плоском изображении) является необходимым, но не достаточным условием успешного лечения. Рассматривая связь между результатом лечения и регистрируемыми характеристиками теплового воздействия, обратим внимание, что излечение наступало при трех режимах нагрева: режим А (температура в центре существенно выше температуры в контрольной точке под нижним полюсом опухоли, рис. 2, а) – пять случаев; режим Б (температуры в центре и в контрольной точке близки, рис. 2, б) – два случая; режим В (температура в центре значительно выше температуры в контрольной точке, которая не выходила на заданный уровень за 10 мин, рис. 2, в) – два случая. Обращает на себя внимание тот факт, что группа успешных сеансов с режимом А весьма однородна по температуре центра (от  $58$  до  $59.3^\circ\text{C}$ ). Кроме того, успешные процедуры с режимами А и Б характеризуются близкими величинами подведенной за сеанс тепловой энергии (от  $140$  до  $190$  Дж в четырех случаях и  $80$  Дж – в одном, среднее значение энергии тепловыделения  $147$  Дж). Для неизлеченных опухолей этот показатель находится заметно выше (от  $140$  до  $370$  Дж, среднее значение  $244$  Дж). Отдельно стоят две успешные процедуры с режимом В (№ 5 и № 7, табл. 1). В этих случаях зарегистрирован наибольший нагрев центра опухоли (около  $70^\circ\text{C}$ ), в то время как температура под нижним полюсом не достигала контрольной величины  $50^\circ\text{C}$ , и сеанс прекращали через 10 мин нагрева. Общее количество выделенного тепла ( $740$  и  $790$  Дж) в разы превосходило тепловыделение в успешных сеансах типа А и Б. Обратим также внимание на самый удачный эксперимент № 15, в котором прогрев достигнут за минимальное время ( $2.83$  мин) и потребовал минимального тепловыделения ( $80$  Дж). Из

сравнения рентгенограммы этой опухоли (рис. 3) со всеми другими следует, что в этом случае магнитная суспензия введена наиболее удачно (компактно и симметрично).

Таблица 1

## Сводные данные о результатах экспериментов

Номер опыта	Результат процедуры	Объем опухоли, см <sup>3</sup>	Распределение частиц	Режим нагрева	Температура в центре, °С	Терловыделение, Дж	Время сеанса, мин
1	Не вылеч.	0.59	Компактное	Б	52.4	280	4.46
2	Не вылеч.	0.39	Некомпактное	А	62.7	230	3.83
3	Вылечена	0.53	Некомпактное	А	58.7	160	3.08
4	Не вылеч.	0.66	Некомпактное	Б	49.1	370	5.50
5	Вылечена	0.72	Компактное	В	66.9	740	10.0
6	Вылечена	0.66	Компактное	А	58.0	190	3.50
7	Вылечена	0.68	Компактное	В	72.5	790	10.6
9	Вылечена	0.54	Компактное	Б	53.3	140	3.08
11	Вылечена	0.50	Компактное	Б	50.2	140	2.83
12	Не вылеч.	1.10	Компактное	Г	43.9	200	3.75
13	Вылечена	0.60	Компактное	А	58.3	160	3.17
14	Не вылеч.	0.45	Некомпактное	А	63.4	140	3.50
15	Вылечена	0.40	Компактное	А	-	80	2.83
16	Вылечена	0.42	Компактное	А	59.3	160	4.83

Примечание. Животные (опыты № 8 и № 10) были отобраны сразу после сеанса для гистологического исследования. В опытах № 5 и № 7 температура в контрольной точке не достигала предписанного уровня 50 °С, сеанс прекращали через ~10 мин.



Рис. 3. Рентгенограмма распределения частиц в опухоли (опыт № 15), для которой получен наилучший результат

Полученные результаты убедительно демонстрируют решающее значение, которое имеет для успеха магнитной гипертермии успешное введение тепловыделяющей магнитной суспензии. Анализ динамики нагрева опухоли, проведенный на основе модели сферической опухоли с произвольно расположенным в ней сферическим источником тепла, показывает, что регистрируемые различия объясняются различиями в расположении источника относительно измерительных термодатчиков. Для повышения эффективности локальной магнитной гипертермии следует приближать размеры области с частицами к размерам опухоли и добиваться размещения источника в центральной части опухоли.

### Литература

1. Jordan A. et al. Magnetic fluid hyperthermia (MFH): cancer treatment with AC magnetic field induced excitation of bio-compatible superparamagnetic nanoparticles // JMMM. 1999. Vol. 201. Pp. 413–419.
2. Johannsen M. et al. Magnetic fluid hyperthermia (MFH) reduces prostate cancer growth in the orthotopic Dunning R3327 rat model // Prostate. 2005. Vol. 642. Pp. 83–292.

3. Maier-Hauff K. et al. Efficacy and safety of intratumoral thermotherapy using magnetic iron-oxide nanoparticles combined with external beam radio-therapy on patients with recurrent glioblastoma multiforme // J. Neurooncology. 2011. Vol. 103. Pp. 317–324.

4. Kashevsky B. E., Kashevsky S. B., Korenkov V. S., Istomin Yu. P., Terpinskaya T. I., Ulashchik V. S. Magnetic hyperthermia with hard-magnetic nanoparticles // JMMM. 2015. Vol. 380. Pp. 335–340.

5. Кашевский Б. Э., Улащик В. С., Истомин Ю. П., Кашевский С. Б., Прохоров И. В., Пастушенко А. Г. Низкочастотная ферромагнитная гипертермия злокачественных опухолей // Докл. НАН Беларуси. 2010. Т. 54, № 2. С. 114–117.

6. Терпинская Т. И., Кашевский Б. Э., Кашевский С. Б., Манина Е. Ю., Улащик В. С. Противоопухолевый эффект локальной магнитной гипертермии и циклофосфана при карциноме Эрлиха // Докл. НАН Беларуси. 2013. Т. 57, № 3. С. 106–110.

7. Kekalo K. A., Kashevsky B. E., Agabekov V. E., Kashevsky S. B., Prokhorov I. V., Zhavnerko G. K. Influence of Co amount on the efficiency of energy absorption of Fe–Co ferrite nanoparticles // JMMM. 2009. Vol. 321. Pp. 1514–1516.

---

УДК 621.314

## **ВЛИЯНИЕ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОГО И ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ОРИЕНТАЦИОННУЮ ДИНАМИКУ ОДНОДОМЕННЫХ МАГНИТОЖЕСТКИХ ФЕРРОЧАСТИЦ**

**С. Б. Кашевский**

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

Систематическое изучение процессов поглощения энергии переменного магнитного поля в перематничиваемых по гистерезисному типу суспензиях малых ферромагнитных частиц начато в работах [1–2]. Наш непосредственный интерес к этой проблеме связан с применением гистерезиса в малых феррочастицах для локальной гипертермии злокачественных опухолей. Сравнительная теория достижимой в физиологически приемлемых полях мощности поглощения энергии суспензиями идеализированных суперпарамагнитных (монодисперсных) и магнито жестких (невзаимодействующих) наночастиц показала десятикратное преимущество последних, а эксперименты с мелкими животными подтвердили возможность 100%-го термического разрушения опухоли магнито жесткими частицами в полях, применимых к человеку [3]. Вместе с тем, энергия магнитного взаимодействия между относительно крупными (около 50 нм) магнито жесткими наночастицами, используемыми в тепловыделяющих суспензиях для магнитной гипертермии, сравнима с энергией основных взаимодействий, определяющих ориентационную динамику и поглощение энергии в одночастичном приближении – энергией магнитной анизотропии и зеемановской энергией. Выявление роли межчастичных взаимодействий в процессах поглощения энергии переменного магнитного поля суспензиями магнито жестких частиц представляет интерес для физики магнитных дисперсий и практический интерес для магнитной гипертермии. В настоящей работе построена модель совместной динамики пары идентичных однодоменных сферических частиц, обладающих одноосной магнитной анизотропией, взвешенных в вязкой жидкости и подверженных воздействию переменного линейно поляризованного

магнитного поля. В рамках модели учтены как магнитное, так и гидродинамическое взаимодействие частиц.

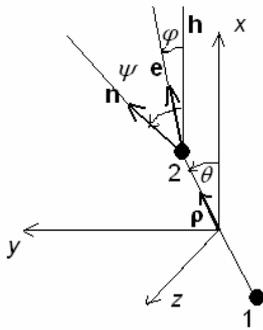


Рис. 1. Схема задачи

Рассмотрена пара частиц радиусом  $a$  в жидкости с вязкостью  $\eta$  под действием переменного магнитного поля с напряженностью  $\mathbf{H}$ , приложенного вдоль направления  $\mathbf{h}$ :  $\mathbf{H} = H_0 \sin(\omega t) \mathbf{h}$  (рис. 1). Состояние системы описывается углом  $\theta$ , определяющим отклонение оси, соединяющей центры частиц, от направления  $\mathbf{h}$ ; углами  $\varphi_i$ , определяющими положение магнитных моментов частиц относительно  $\mathbf{h}$ ; углами  $\psi_i$ , определяющими положение легких осей намагничивания частиц относительно  $\mathbf{h}$ , а также радиус-вектором  $\mathbf{R} = R\boldsymbol{\rho}$ , где  $R$  – расстояние между центрами частиц,  $\boldsymbol{\rho}$  – единичный вектор из центра частицы 1 в центр частицы 2.

Считая, что поступательное и вращательное движение частиц происходит в плоскости, образованной направлением поля и осью, соединяющей центры частиц, уравнения движения получены в следующем безразмерном виде (масштаб расстояния – радиус частицы, масштаб времени  $t^* = 3\eta/(2K)$ ):

$$\frac{dr}{d\tau} = -q \frac{x^a}{r^4} \left[ \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + 3 \cos(\varphi_1 + \varphi_2 - 2\theta) \right],$$

$$\frac{d\theta}{d\tau} = 2q \frac{y_a}{r^5} \sin(\varphi_1 + \varphi_2 - 2\theta) + \frac{1}{r} \left[ y_{11}^b \sin 2(\varphi_1 - \psi_1) - y_{12}^b \sin 2(\varphi_2 - \psi_2) \right],$$

$$\frac{d\psi_1}{d\tau} = \frac{3q}{2} \frac{y_b}{r^4} \sin(\varphi_2 + \varphi_1 - 2\theta) + \frac{1}{4} \left[ y_{11}^c \sin 2(\varphi_1 - \psi_1) + y_{12}^c \sin 2(\varphi_2 - \psi_2) \right],$$

$$\frac{d\psi_2}{d\tau} = \frac{3q}{2} \frac{y_b}{r^4} \sin(\varphi_1 + \varphi_2 - 2\theta) + \frac{1}{4} \left[ y_{12}^c \sin 2(\varphi_1 - \psi_1) + y_{11}^c \sin 2(\varphi_2 - \psi_2) \right],$$

$$u = -p(\cos \varphi_1 + \cos \varphi_2) - \cos^2(\varphi_1 - \psi_1) - \cos^2(\varphi_2 - \psi_2) + q \frac{1}{r^3} \left[ \cos(\varphi_2 - \varphi_1) - 3 \cos(\varphi_2 - \theta) \cos(\varphi_1 - \theta) \right],$$

$$p = p_0 \sin(v\tau), \quad p_0 = IH_0/K, \quad v = \omega t^*, \quad q = 4\pi I^2/(3K).$$

Здесь  $u = U/KV$  – энергия пары частиц в магнитном поле, отнесенная к энергии анизотропии частицы объемом  $V$ ,  $K$  – константа анизотропии,  $I$  – намагниченность,  $x^a, y_a, y_b, x_{11}^a, x_{12}^a, y_{11}^a, y_{12}^a, y_{11}^b, y_{12}^b$  – функции подвижности гидродинамически взаимодействующих идеальных сферических частиц, зависимость которых от расстояния между частицами рассчитана в [4]. Поведение системы определяется безразмерными параметрами  $p_0, q$  (отношение зеемановской энергии момента частицы к энергии анизотропии и отношение энергии диполь-дипольного взаимодействия к энергии анизотропии) и безразмерной частотой  $v$ . Исследование ориентационной и трансляционной динамики проводится численно. При этом ориентация магнитных моментов при каждом малом изменении конфигурации системы поле-частицы определяется путем нахождения ближайшего к предыдущему состоянию минимума энергии  $u$ .

Согласно выполненным расчетам, идеально гладкие сферические частицы под действием дипольного взаимодействия сближаются до контакта. Нарастающие при этом вязкие силы полностью подавляют их относительное движение, как трансляционное, так и

ориентационное. Образуется жесткий дублет. Найдено, что, в зависимости от значений параметров возбуждения (амплитуды  $p$  и частоты  $\nu$  поля) и начальной ориентации пары  $\theta$  могут развиваться два качественно различных типа поведения, отвечающие либо непрерывному, либо скачкообразному (перебросы между противоположными направлениями оси анизотропии) движению магнитных моментов (рис. 2).

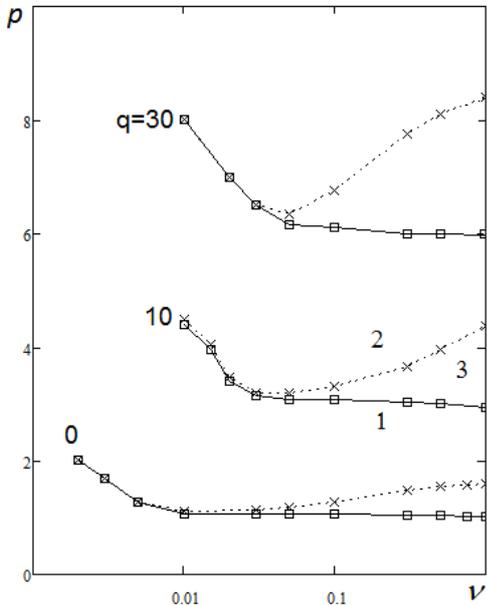


Рис. 2. Бифуркационные диаграммы

В области ниже кривой 1 наблюдается непрерывное (безгистерезисное) перемагничивание частиц путем их чисто механического вращения, в области выше кривой 2 – перемагничивание с гистерезисом. Поведение в секторе 3 зависит от начальной ориентации пары. При медленном увеличении амплитуды поля из области 1 в секторе 3 сохраняется безгистерезисный режим до границы области 2, при уменьшении амплитуды поля из области 2 в секторе 3 реализуется движение с магнитным гистерезисом.

Это означает, что рассматриваемая система обладает свойством памяти. Как оказалось, взаимодействующие магнитные частицы имеют две моды гистерезисного перемагничивания (рис. 3). Первая отвечает синхронному перебросу магнитных моментов частиц, при котором переброс происходит в одну сторону ( $\varphi_1 = \varphi_2$ , рис. 4, *а*), вторая – асинхронному ( $\varphi_1 = -\varphi_2$ , рис. 4, *б*), при котором моменты перебрасываются в разные стороны.

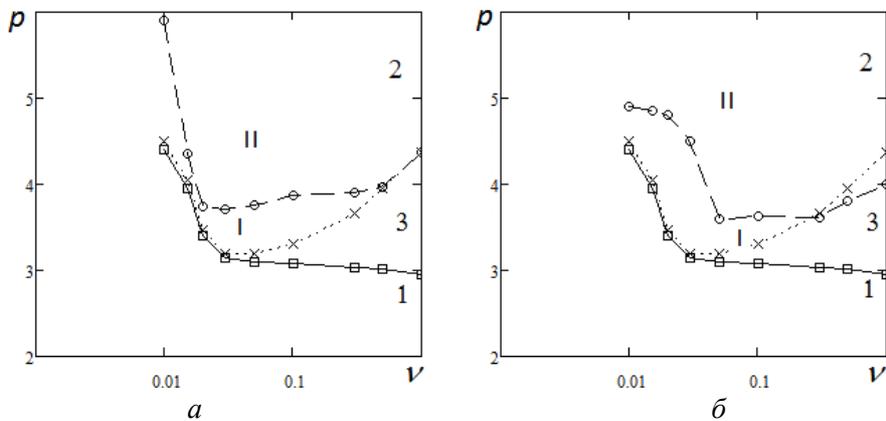


Рис. 3. Бифуркационная диаграмма двух мод гистерезисного режима перемагничивания для  $q = 10$

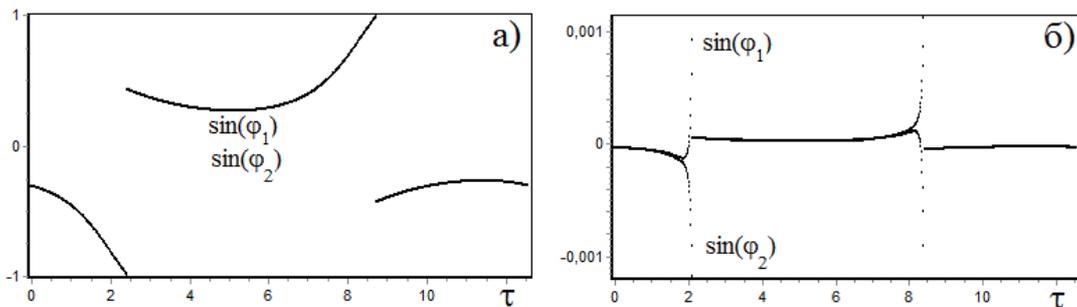


Рис. 4. Синхронный (*а*) и асинхронный (*б*) переброс магнитных моментов частиц при  $q = 10$ ,  $\nu = 0.5$  и амплитудах поля  $p = 3.5$  (*а*) и  $4.5$  (*б*)

На рис. 5 представлена рассчитанная для частоты  $\nu = 0.5$  зависимость энергии, диссипируемой за один цикл перемагничивания пары частиц, от амплитуды приложенного поля при увеличении (сплошная кривая) и уменьшении (точки) амплитуды. Как видим, дипольное взаимодействие увеличивает как амплитуду поля, при которой возникает магнитный гистерезис, так и предельную величину энергии, диссипируемой в одном цикле изменения поля.

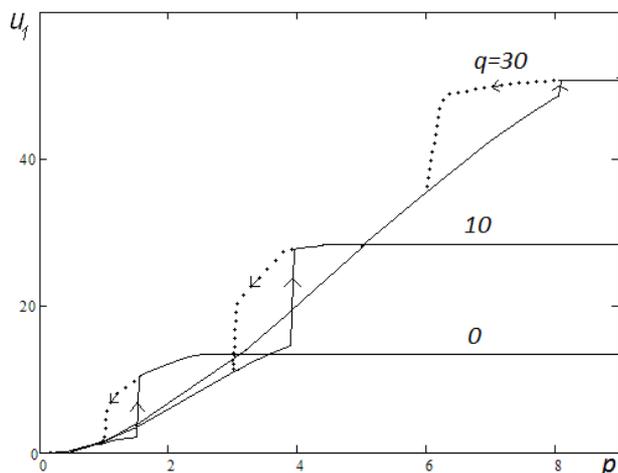


Рис. 5. Зависимость энергии  $u_1$ , поглощаемой за один цикл перемагничивания на частоте  $\nu = 0.5$ , от амплитуды поля при различных значениях параметра дипольного взаимодействия  $q$

Полученные результаты свидетельствуют о кардинальном влиянии диполь-дипольного взаимодействия на ориентационную динамику и диссипацию энергии в суспензии магнито жестких частиц.

На деле, магнитные частицы не являются идеально гладкими сферами, что может кардинально влиять на их гидродинамическое взаимодействие при сближении, препятствуя образованию жесткого дублета. Для учета этого фактора в рамках модели идеальных сфер предполагается искусственно ограничить сближение частиц неким малым, но конечным расстоянием.

### Литература

1. Кашевский Б. Э. Ориентационная динамика и диссипация энергии в жидкой дисперсии однодоменных феррочастиц при воздействии линейно-поляризованного поля // ИФЖ. 2005. Т. 78, № 2. С. 83–92.
2. Kashevsky B. E., Kashevsky S. B., Prokhorov I. V. Dynamic magnetic hysteresis in a liquid suspension of acicular maghemite particles // Particuology. 2009. Vol. 7. Pp. 451–458.
3. Kashevsky B. E., Kashevsky S. B., Korenkov V. S., Istomin Yu. P., Terpinskaya T. I., Ulashchik V. S. Magnetic hyperthermia with hard-magnetic nanoparticles // J. Magn. Magn. Mater. 2015. Vol. 380. Pp. 335–340.
4. Jeffrey D. J., Onishi Y. Calculation of the resistance and mobility functions for two unequal rigid spheres in low-Reynolds-number flow // J. Fluid. Mech. 1984. Vol. 139. Pp. 261–290.

УДК 538.93

## ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ОКСИДНОЙ КЕРАМИКИ ПРИ ТЕПЛОВОМ УДАРЕ

А. А. Козулин<sup>1</sup>, В. В. Промахов<sup>2</sup>, И. А. Жуков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Национальный исследовательский Томский государственный университет,  
г. Томск, Россия*

<sup>2</sup>*Научно исследовательский институт прикладной математики и механики  
Национального исследовательского Томского государственного университета,  
г. Томск, Россия*

В настоящей работе была поставлена задача с использованием «классических» подходов механики деформируемого твердого тела [1] на примере термического нагружения оксидных керамических образцов со включениями и структурой пористости оценить напряженно-деформированное состояние в результате распределения температуры внутри образцов.

Показана возможность учета экспериментальных данных о микроструктуре опытных образцов нанокompозитов  $Al_2O_3-ZrO_2$  на иерархических масштабных уровнях (нано-, микро-, мезо-, макро-) при создании модельных представительных объемов керамических материалов без и со структурой пористости. На основе данных о представительности объемов, описанных в [2, 3], были созданы модели структурированных представительных объемов на мезоскопическом уровне для математического моделирования с учетом распределения в материале матрицы  $Al_2O_3$ , упрочняющих частиц  $ZrO_2$ ; наличия кластеров пор (6% пористости), с учетом нерегулярного распределения пор (12% пористости) и упрочняющих частиц  $ZrO_2$ . Размеры модельных образцов  $7.5 \times 7.5$  мкм. Сеточная модель представлена на рис. 1.

Геометрические модель представительных мезообъемов дискретизированы сеточными моделями состоящими из четырехугольных элементов. Количество элементов в сетке около 7000. Плотность сетки и размеры конечных элементов выбраны, исходя из результатов оценки сеточной сходимости.

В исследовании решалась связанная термомеханическая задача (в два этапа), по условиям которой моделировался термический удар в объеме керамического композита. На первом этапе решалась температурная задача, в которой необходимо определить распределение полей температуры в объеме материала в результате резкого охлаждения. На втором этапе, используя результаты температурной задачи, определяли напряженно-деформированное состояние модельных образцов в результате температурного расширения материала. Сеточная модель была неизменна для обоих видов задач. Задача решалась в плоской постановке, толщина модели значительно меньше двух других линейных размеров. Такая постановка позволяет анализировать в плоском приближении характер распределения температуры и напряжений.

При решении задачи о распределении температуры в расчетной области система линейных алгебраических уравнений, соответствующая этой сетке, содержит порядка 7000 уравнений. Нестационарная задача теплопроводности решалась по неявной схеме [4].

Рассматриваемые модели композита, содержащие зеренную структуру, имеют одинаковые внешние размеры, которые можно идеализировать периметром расчетной области ABCD, представленным на схеме (рис. 2). В температурной задаче расчетные области подвергаются интенсивному охлаждению со стороны АВ. За материал матрицы выбран оксид алюминия  $Al_2O_3$ , материал включений  $ZrO_2$ .

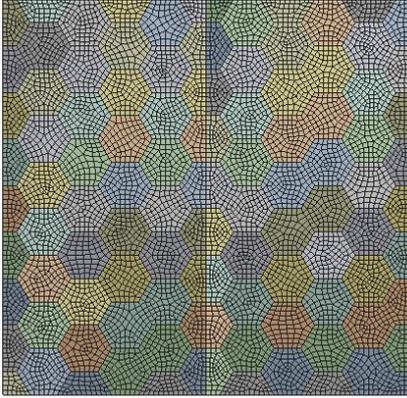


Рис. 1. Сеточная модель

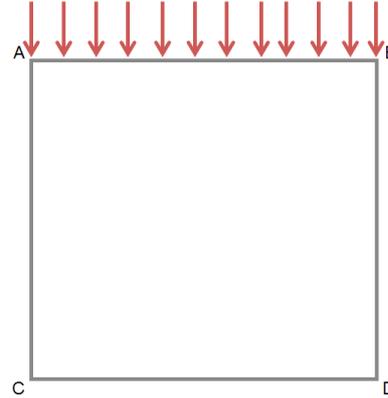


Рис. 2. Схематическое представление расчетной области

Для расчета были использованы теплофизические характеристики материалов, представленные в табл. 1 ( $C$  – теплоемкость,  $\rho$  – плотность,  $K_{xx}$ ,  $K_{yy}$  – коэффициенты теплопроводности в направлении осей  $x$  и  $y$ ).

Таблица 1

Теплофизические свойства материалов

Параметры	Матрица $\text{Al}_2\text{O}_3$	Упрочняющие частицы $\text{ZrO}_2$
$C$ , Дж/(кг °С)	1106	660
$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	3800	6000
$K_{xx}$ , $K_{yy}$ , Вт/(м °С)	30	3

**Решение задачи теплопроводности.** Для определения поля температуры в двухслойной пластинке методом конечных элементов [5] решается нестационарная задача теплопроводности для области ABCD. На границе материалов с различными физико-механическими характеристиками ставятся условия идеального теплового контакта: равенства температуры и тепловых потоков [6]. На кромках AC и BD задаются условия симметрии:

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{AC} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{BD} = 0.$$

Постановка таких условий (также их называют условиями теплоизоляции) означает, что вводимые границы искусственно сужают и идеализируют размеры области, подвергаемой анализу, а в реальной ситуации примыкающая область имеет точно такие же характеристики, как расчетная.

На кромках AB, где поддерживается температура 22 °С, и CD, где температура равна 800 °С, задаются условия Дирихле:

$$T \Big|_{AB} = 22 \text{ °С}, \quad T \Big|_{CD} = 800 \text{ °С}.$$

В момент времени  $t = 0$  температура во всей области ABCD была равна 800 °С:  $T(x, y) = 800 \text{ °С}$ .

При решении задачи методом конечных элементов уравнение теплопроводности с граничными условиями сводится к минимизации функционала [4].

Выявлено неравномерное распределение температурных полей в расчетных областях в силу различных теплофизических характеристик материала матрицы и включений, наличия пустот.

**Анализ напряженно-деформированного состояния.** Следующий этап реализуется с использованием результатов решения температурной задачи. Как было установлено, интенсивное охлаждение расчетной области вызывает возникновение температурных напряжений. Для их вычисления решается задача напряженно-деформированного состояния. Предполагается, что на границе контакта зерен существует идеальная адгезия: равны перемещения и напряжения. Задача напряженно-деформированного состояния решается с использованием метода конечных элементов (МКЭ) [4]. С точки зрения оценки прочности опасным состоянием при термоударе является наличие градиента температуры.

В результате получения решения связанных термомеханических задач о напряженно-деформированном состоянии при тепловом ударе в представительных объемах керамических композитов с материалом матрицы  $Al_2O_3$ , упрочняющих частиц  $ZrO_2$  и наличием пористости выявлены следующие основные факторы:

– распределение температуры в объеме материала неравномерное, сильное искажение в картину распределения полей температур вносят включения и поры имеющие иные, чем материал матрицы, теплофизические характеристики;

– в беспористой среде с включениями возникают незначительные растягивающие напряжения в области включений, не превышающие 600 МПа; композит выдерживает тепловой удар без разрушения;

– пористая среда значительно влияет на прочность композита при термоударе, в области пор возникают концентраторы со сложно-напряженным состоянием, при котором максимальные нормальные напряжения при растяжении равны по абсолютной величине сжимающим и достигают 2.6 ГПа (кластеры пор – 6% пористости) и 2.7 ГПа (нерегулярное распределение пор – 12% пористости); высокие уровни напряжений ведут к образованию трещин в «мостиках» между порами; с увеличением пористости с 6 до 12 % количество опасных зон возрастает.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы», соглашение № 14.578.21.0034, уникальный идентификатор ПНИ RFMEFI57814X0034.

### Литература

1. Люкшин П. А., Люкшин Б. А., Матольгина Н. Ю., Панин С. В. Моделирование напряженно-деформированного состояния и потери устойчивости термобарьерного покрытия при тепловом ударе // Физическая мезомеханика. 2011. Т. 14, № 1. С. 33–41.
2. Скрипняк В. В., Ваганова И. К., Скрипняк В. А. Моделирование деформации и разрушения керамических нанокompозитов при высокоэнергетических воздействиях // Высокие технологии в современной науке и технике: Сб. науч. тр. в 2-х т. Томск: НИ ТПУ, 2013. С. 440–442.
3. Скрипняк В. В., Скрипняк Е. Г., Ваганова И. К., Скрипняк В. А. Многоуровневое моделирование процессов деформации и разрушения структурированных твердых тел. Проблема определения представительного объема для динамических условий нагружения // Изв. ВУЗов. Физика. 2013. Т. 56, № 7-3. С. 80–82.
4. Зенкевич О., Морган К. Конечные элементы и аппроксимация. М.: Мир, 1986. – 318 с.
5. Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов. М.: Мир, 1979. – 392 с.
6. Плятт Ш. Н. Расчеты температурных полей бетонных сооружений. М.: Энергия, 1974. – 407 с.

УДК 533.6, 536.3

**РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ  
КАЧЕСТВЕННОГО ИЗМЕНЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛООВОГО ПОТОКА  
К СТЕНКЕ РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ ПОСРЕДСТВОМ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ  
ОСОБЕННОСТЕЙ РАДИАЦИОННЫХ СВОЙСТВ НАНОЧАСТИЦ**

**А. В. Колпаков**

*Государственный научный центр Российской Федерации – федеральное государственное  
унитарное предприятие «Исследовательский центр имени М. В. Келдыша»,  
г. Москва, Россия*

В связи со значимостью переноса тепла излучением при теплообмене в продуктах сгорания в ракетных двигателях (РД), а также в пристеночных завесах, создаваемых для защиты стенок РД от теплового разрушения, представляется полезным оценить возможность качественного изменения радиационного теплового потока по сравнению с потоком в существующих РД путем использования наночастиц с размерами в диапазоне от 10 до 200 нм вместо традиционно более крупных частиц с размерами от 1 до 10 мкм. Такое изменение может быть использовано для существенного улучшения радиационных и энергетических характеристик РД.

На примере модельной задачи о переносе излучения в плоском слое среды, содержащей поглощающие и рассеивающие сферические и нитевидные частицы, радиус которых варьировался в широком диапазоне от нескольких нанометров до десятков микрон, автором выполнено численное моделирование и рассмотрено влияние уменьшения радиуса частиц на поток теплового излучения.

Для сферических и нитевидных частиц кварца, оксида алюминия и сажи, а также для частиц с комплексным показателем преломления, который не привязан к конкретным материалам, используемым в РД, получены результаты, которые могут быть полезны для формирования более полного представления об особенностях радиационного переноса в средах, содержащих наночастицы, в условиях, характерных для РД.

**Уравнения и граничные условия для расчета радиационного переноса в дисперсной среде.** Поток и объемное тепловыделение лучистой энергии в среде, содержащей рассеивающие, поглощающие и излучающие частицы, определяются в общем случае путем решения спектрального интегро-дифференциального уравнения переноса излучения (УПИ), коэффициенты которого могут быть найдены в предположении об отсутствии интерференции волн, рассеянных разными частицами, путем решения системы уравнений Максвелла для задачи о взаимодействии плоской электромагнитной волны с индивидуальной частицей, по известным оптическим характеристикам материала частицы и ее размеру [1, 2]:

$$\vec{\omega} \nabla I_{\lambda}(\vec{r}, \vec{\omega}) + k_e I_{\lambda}(\vec{r}, \vec{\omega}) = \frac{k_s}{4\pi} \int_{4\pi} I_{\lambda}(\vec{r}, \vec{\omega}') f(\vec{\omega}, \vec{\omega}') d\vec{\omega}' + k_a B_{\lambda}(T(\vec{r})).$$

Поток излучения, который важен при решении задач теплообмена в РД, определяется формулой  $\vec{q}_{\lambda}(\vec{r}, \vec{l}) = \int_{4\pi} [I_{\lambda}(\vec{r}, \vec{\omega}) \vec{\omega} \cdot \vec{l}] d\vec{\omega}$ . Объемное тепловыделение равно дивергенции потока излучения. В данной работе УПИ решалось, как и в [3, 4], в  $P_1$ -приближении метода сферических гармоник, при использовании которого радиационный поток определяется по

градиенту плотности энергии излучения из решения краевой задачи для уравнения в частных производных типа Гельмгольца.

**Соотношения теории Ми для расчета оптических свойств сферических и цилиндрических частиц.** Форма частиц на практике может оказаться достаточно сложной, поэтому для простоты в данной работе рассмотрены два предельных случая, в первом из которых форма частиц считалась сферической, и для расчета коэффициентов УПИ использовались соотношения Ми, полученные в результате решения задачи о рассеянии плоской электромагнитной волны на шаре. Во втором случае использовались аналогичные соотношения, полученные для взаимодействия электромагнитной волны с бесконечно длинным цилиндром.

Для сферических частиц сечения рассеяния и экстинкции определяются соотношениями теории Ми, подробное обсуждение которых, а также особенностей их использования для численного расчета можно найти в монографиях [2, 5, 6]. Согласно [2] имеем

$$\sigma_{sca} = \pi r^2 Q_{sca} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{l=1}^{\infty} [(2l+1)(|a_l|^2 + |b_l|^2)],$$

$$\sigma_{ext} = \pi r^2 Q_a = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{l=1}^{\infty} [(2l+1) \operatorname{Re}(a_l + b_l)].$$

Для среднего косинуса угла рассеяния  $\mu^*$ , который используется в  $P_1$ -приближении метода сферических гармоник [2]:

$$Q_{sca} \mu^* = \frac{4}{\chi^2} \left\{ \sum_{l=1}^{\infty} \left[ \frac{l(l+2)}{l+1} \operatorname{Re}(a_l a_{l+1}^* + b_l b_{l+1}^*) \right] + \sum_{l=1}^{\infty} \left[ \frac{2l+1}{l(l+1)} \operatorname{Re}(a_l b_l^*) \right] \right\}.$$

Здесь коэффициенты рассеянного поля  $a_l$  и  $b_l$  зависят от функций Рикатти – Бесселя, которые связаны с функциями Ганкеля и с функциями Бесселя второго рода [2].

Для рассеяния плоской электромагнитной волны на бесконечно длинном цилиндре получены аналогичные соотношения [2, 6, 7]. Решение для факторов эффективности зависит от поляризации падающей волны и может быть получено по решениям для двух предельных случаев поляризации: когда вектор электрического поля колеблется в плоскости, задаваемой осью цилиндра и направлением распространения волны, и, когда вектор магнитного поля колеблется в плоскости, задаваемой осью цилиндра и направлением распространения волны. Для неполяризованного падающего света факторы эффективности определяются полусуммами соответствующих факторов эффективности [2]. В данной работе для расчета факторов эффективности использовались программы [2, 8, 9].

**Соотношения для расчета оптических свойств волокнистых материалов и дисперсных сред, содержащих сферические частицы.** В случае среды из сферических и нитевидных, ориентированных в пространстве частиц, коэффициенты поглощения и транспортного рассеяния среды могут быть рассчитаны путем осреднения, с учетом функции распределения, по размерам частиц и их ориентации в пространстве [2, 8–10].

**Данные для спектральной и температурной зависимостей комплексного показателя преломления материалов.** Для численного моделирования радиационного переноса использовались спектральные и температурные зависимости комплексных показателей преломления кремния, сажи и оксида алюминия, полученные в результате многолетних интенсивных исследований другими авторами. Подробный обзор соответствующих результатов можно найти в [2]. Следует обратить внимание на то, что данные для комплексного преломления, полученные разными авторами, отличаются существенно.

Максимальное расхождение по действительной части показателя преломления сажи составляет несколько десятков процентов и соответствует длине волны около 5 мкм, а максимальное расхождение по мнимой части показателя преломления сажи почти двукратное и имеет место в существенно более широком диапазоне длин волн от 0,5 до 5 мкм. Мнимая часть комплексного показателя преломления оксида алюминия достаточно сильно зависит от температуры, причем данные разных авторов отличаются на один-два порядка величины. Области непрозрачности для оксида алюминия, частицы которого играют важную роль при теплообмене в РД на твердом топливе, в практически значимом спектральном диапазоне от 0,5 до 5 мкм отсутствуют (рис. 1). У кварца имеется область непрозрачности в инфракрасном диапазоне.

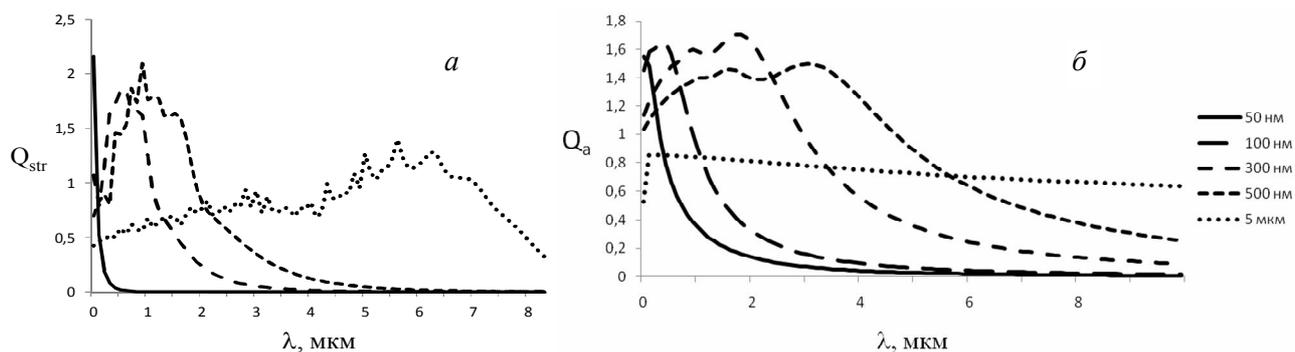


Рис. 1. Спектральные зависимости факторов эффективности рассеяния сферических частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (а) и эффективности поглощения сферических частиц сажи (б) для разных значений радиуса частиц при температуре 2500 К

**Результаты расчетов.** Выполненные расчеты показали, что при одной и той же массовой концентрации частиц среды, содержащие сферические и нитевидные наночастицы, могут являться существенно более эффективными излучателями и поглотителями теплового излучения по сравнению со средами, содержащими частицы с размером на уровне 5–10 мкм, при значениях комплексного показателя преломления, близких к значениям показателя преломления оксида алюминия.

В таком случае радиационный тепловой поток от продуктов сгорания к твердому топливу в камере сгорания РД и к стенкам корпуса РД может увеличиться в несколько раз, если вместо частиц конденсированной фазы размером на уровне 10 мкм, как в современных РД, в двухфазных продуктах сгорания будут преобладать частицы конденсированной фазы с размером на уровне нескольких десятков нанометров.

Таким образом, если при одной и той же массовой концентрации вместо волокон или сферических частиц с радиусом в несколько микрон для тепловой защиты стенки РД использовать завесы, жидкие пленки или волокнистые материалы, содержащие наночастицы, то в результате можно значительно повысить эффективность тепловой защиты стенки РД от потока собственного теплового излучения раскаленных продуктов сгорания и соответственно существенно уменьшить массу РД.

Следует подчеркнуть, что, поскольку оптические свойства частиц зависят от их размера, температуры, длины волны и свойств материала частиц, которые не всегда достоверно известны, а собственное тепловое излучение объема, содержащего частицы, зависит, кроме того, от массовой концентрации частиц, распределения по размерам и по ориентации частиц в пространстве, которые также известны приближенно, то для более подробного выяснения особенностей радиационного переноса в средах, содержащих наночастицы, необходимы дополнительные исследования.

### Обозначения

$\vec{r}$  – радиус вектор точки, м,  $\vec{\omega}$  – направление распространения излучения в точке,  $I_\lambda$  – спектральная интенсивность излучения, Вт/(м<sup>2</sup>·стерадиан·мкм),  $r$  – радиус частицы,  $m = n - ik$  – комплексный показатель преломления материала частиц,  $\sigma_a, \sigma_s, \sigma_{str}$  и  $Q_a, Q_s, Q_{str}$  – сечения и факторы эффективности поглощения, рассеяния и транспортного рассеяния,  $\mu_\lambda^*$  – средний косинус угла рассеяния излучения частиц,  $f(\vec{\omega}, \vec{\omega}')$  – индикатриса рассеяния частицы,  $k_e, k_s, k_a$  – коэффициенты ослабления, рассеяния и поглощения среды, 1/м,  $B_\lambda(T(\vec{r}))$  – функция Планка, Вт/(м<sup>2</sup>·мкм),  $q_\lambda(\vec{r}, \vec{l})$  – спектральный поток излучения, Вт/(м<sup>2</sup>·мкм).

### Литература

1. Viskanta R. and Menguç M.P. Radiation heat transfer in combustion systems // Prog. Energy Combust. Sci. 1987. Vol. 13, No. 2. Pp. 97–160.
2. Dombrovsky L. A., Baillis D. Thermal Radiation in Disperse Systems: An Engineering Approach. New York and Redding (CT), Begell House, 2010.
3. Колпаков А. В., Домбровский Л. А., Суржиков С. Т. Приближенный метод расчета переноса направленного излучения в поглощающей и анизотропно рассеивающей среде // ТВТ. 1990. Т. 28, № 5.
4. Bityurin V. A., Galaktionov A. V. and Kolpakov A. V. Reducing radiative losses in aluminum-hydrogen MHD generators // Technical Physics Letters. 2010. Vol. 36, No. 11. Pp. 1046–1048.
5. Hulst H. C. Light Scattering by Small Particles. New York: Wiley, 1957.
6. Bohren C. F., Huffman D. R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. New York: Wiley, 1983.
7. Lind A. C., Greenberg J. M. Electromagnetic scattering by Obliquely Oriented Cylinders // J. of Applied Physics. 1966. Vol. 37, No. 8. Pp. 3195–3203.
8. Домбровский Л. А., Колпаков А. В., Юкина Э. П. Расчет радиационно-кондуктивного теплообмена при тепловой обработке синтетических волокон // Прикладные задачи аэромеханики и космической физики. М., 1991. С. 58–62.
9. Колпаков А. В., Домбровский Л. А., Юкина Э. П. // Тр. XV конф. молодых ученых. М.: МФТИ, 1990. Ч. 2. С. 4. (деп. ВИНТИ № 6175-В90).
10. Домбровский Л. А. Расчет спектральных радиационных характеристик кварцевой волокнистой теплоизоляции в инфракрасной области // ТВТ. 1994. Т. 32, № 2. С. 209.

УДК 533.73+57.037

**ТЕПЛОВОЙ ЭФФЕКТ МЕТАБОЛИЗМА ЛАКТАТА  
ПРИ ОБЩЕЙ ГАЗОВОЙ КРИОТЕРАПИИ****М. Л. Левин, А. А. Маханёк***Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь*

Лечение холодом методом общей газовой криотерапии (ОГКТ) применяется при самых разнообразных патологиях и состояниях пациентов. Одна из сфер ее применения – спортивная медицина. ОГКТ используется, в частности, для ускоренного восстановления спортсменов после интенсивных тренировок. Активная мышечная работа может в условиях относительной нехватки кислорода мышечной ткани сопровождаться накоплением в крови и мышцах продукта неполного разложения глюкозы – лактата. В условиях экстремального низкотемпературного воздействия, но уже при достаточном кислородном обеспечении возникающая избыточная симпатическая стимуляция приводит к активации альтернативных источников и путей, и использование лактата является более прямым. Причиной более быстрого использования лактата, чем глюкозы, в митохондриальной сети преобразования энергии является содержание клеточными мембранами транспортных белков [1], предназначенных природой для перемещения лактата в клетки и обратно. Эти быстрые переносчики, так называемые монокарбоксилатные транспортеры (МКТ), имеются в большом количестве на поверхности клетки. МКТ также позволяют перемещать лактат в митохондрии. Мощная и продолжительная энергизация теплокровного организма, возникающая при реализации холодового и других видов стресса, не вписывается в концепцию тканевой биоэнергетики цикла трикарбоновых кислот (цикл Кребса). Понимание этого вопроса возможно при помощи открытого Б. Чансом механизма доминирования окисления бутандиовой (янтарной) кислоты (ЯК), как энергетического субстрата в дыхательной цепи, по сравнению со всеми другими субстратами и путями их окисления [2].

Цель данной работы – количественная оценка теплового эффекта метаболизма лактата при ОГКТ в предположении, что вся химическая энергия лактата переходит в тепло.

В основу численного моделирования метаболизма лактата при ОГКТ положены результаты оценок его количества, вырабатываемого спортсменами высокой квалификации циклического вида спорта – академической гребли – во время прохождения нагрузочного теста. В эксперименте [3] было зафиксировано изменение средней концентрации лактата от 3,82 мМ на момент окончания теста (перед ОГКТ) до 1,76 мМ после завершения крио-процедуры. По нашим оценкам, основанным на данных [4], полное разложение одного моля лактата сопровождается выделением 1338 кДж тепловой энергии. В предположении, что изменение концентрации данного вещества в крови за время процедуры (180 с) обусловлено его полным разложением до воды и углекислого газа, а концентрация лактата в мышцах и крови одинакова [5], средняя тепловая мощность составила 16 Вт/кг мышечной массы. Расчет теплового эффекта метаболизма лактата при ОГКТ выполнен, исходя из этой оценки.

Тело человека представляется в виде множества цилиндров, состоящих из четырех слоев биоткани: ядра, мышечного слоя, слоя подкожной жировой клетчатки и кожи (в компартментах головы вместо мышечного слоя задается слой кости). Ядро составляют мягкие ткани в компартментах «голова», «лоб», «лицо», «грудная клетка» и «живот», или кость в случае конечностей (компарменты «плечо», «предплечье», «кисть», «бедро», «голень», «ступня»). Характерные размеры компарментов и их слоев (субкомпарментов) для «стандартного человека» определены в работах [6, 7] и обеспечивают реалистичное описание массы, объема, теплосодержания и теплообмена такого человека в рамках моделей

с сосредоточенными и распределенными параметрами [8–10]. В основу антропометрической модели положена модифицированная нами модель Гордона [11].

Постановка тепловой задачи для  $k$ -го слоя  $j$ -го компартмента имеет вид

$$(\rho C_p)_{jk} \frac{\partial T_{jk}}{\partial t} = \nabla(\lambda_{jk} \nabla T_{jk}) + Q_{jk}; \quad (1)$$

$$T_{jk}|_{\Gamma_{jk}} = T_{j,k-1}|_{\Gamma_{jk}}; \quad \lambda_{jk} \nabla T_{jk}|_{\Gamma_{jk}} = \lambda_{j,k-1} \nabla T_{j,k-1}|_{\Gamma_{jk}}, \quad k=1, 2, 3;$$

$$-\lambda_{jk} \nabla T_{jk}|_{\Gamma_{j4}} = \alpha_j \left( T_{jk}|_{\Gamma_{j4}} - T_{env} \right); \quad T_{jk}(t=0) = T_{jk}^0.$$

Слагаемое  $Q_{jk}$  в уравнении энергии (1) учитывает мощность внутренних источников и стоков тепла: теплообразование в результате работы мышц, внутритканевый конвективный (перфузионный) теплообмен  $Q_{conv,jk} = C_b M_{jk} W_{jk} (T_b - T_{jk})$  [12], а также интенсивность метаболической теплопродукции  $Q_{met,jk} = Q_{met,bas} p^{(T_{jk} - T_{bas,jk})/T_{ref}}$ , где  $p = 2$ ,  $T_{ref} = 10^\circ\text{C}$  [11] (для головного мозга  $p = 3$  [13]). Детали постановки тепловой задачи (в том числе выражения, описывающие  $Q_{jk}$  в разных компартментах), а также многочисленные геометрические и теплофизические параметры и источники, из которых они были взяты, приведены в [8, 14]. Изменение кровотока в ходе нагрева или охлаждения биоткани описывается терморегуляционной моделью Столвика [15, 16]. Согласно этой модели расширение и сужение кровеносных сосудов в слоях кожи зависит от знака средней температуры кожи всего тела, гипоталамической температуры головы (центральной части) и локальной температуры каждого участка кожи. В мышцах полагаем, что на каждые 100 ккал/ч прироста метаболических тепловыделений приходится увеличение суммарной скорости кровотока через все мышцы на 50 л/ч [15].

Тепловую задачу решали в приближении отсутствия вынужденной конвекции и однородности температуры в кабине криосауны. Полагали, что степень черноты стен кабины и кожи пациента равна единице, а стены внутри криокамеры имеют температуру окружающего их воздуха ( $-110^\circ\text{C}$ ).

Для определения теплового состояния пациента перед общим криовоздействием рассматривали дополнительно три этапа. Первый этап – определение установочных (set-point) температур, необходимых для применения терморегуляционной модели Столвика. Эти температуры характерны для конкретного человека с его специфическими антропометрическими и возрастными данными. Под следующими этапами подразумеваем пребывание обнаженного пациента при комнатной температуре  $20^\circ\text{C}$  в течение 15 мин (второй этап), адаптация пациента к низкой температуре в предкамере криоустановки при  $-60^\circ\text{C}$  на протяжении 30 с (третий этап). Завершающий (четвертый) этап моделирования – нахождение пациента в основной процедурной камере криоустановки при  $-110^\circ\text{C}$  в течение 3 мин. Интенсивность кровотока (количество крови, выталкиваемое сердцем в большой круг кровообращения за 1 мин)  $CO$  вычисляется на момент окончания каждого этапа. В качестве показателя «сердечный выброс» рассматривается изменение интенсивности кровотока на момент окончания криопроцедуры относительно начального (до ОГКТ) значения. Моделирование выполнено для людей стандартизированной комплекции (рост, см x масса тела, кг) 160x60, 170x70, 180x80, 190x90 и 200x100 с показателями индекса массы тела  $BMI = M_{tot}/L^2$  от 23,44 до 25,0. Результаты моделирования представлены на рис. 1.

Изменение величины CO сильно зависит от величины относительной доли мышечной массы (рис. 1, *a*). Если избыточного лактата нет, либо его метаболизм не учитывается, то независимо от доли мышечной массы к моменту окончания ОГКТ величина сердечного выброса оказывается на 3% меньше, чем в начале процедуры. Качественно такое изменение (в сторону уменьшения) наблюдается и в эксперименте с участием пациентов с нормальным содержанием лактата в крови. Небольшое снижение системного кровотока после ОГКТ связано с охлаждением оболочки тела: кожи и подкожной жировой клетчатки, а также частичным охлаждением поверхностного слоя мышц конечностей. Увеличение CO почти в 1.5 раза при учете метаболизма лактата обусловлено влиянием выделяемого в мышцах тепла на мышечный кровоток.

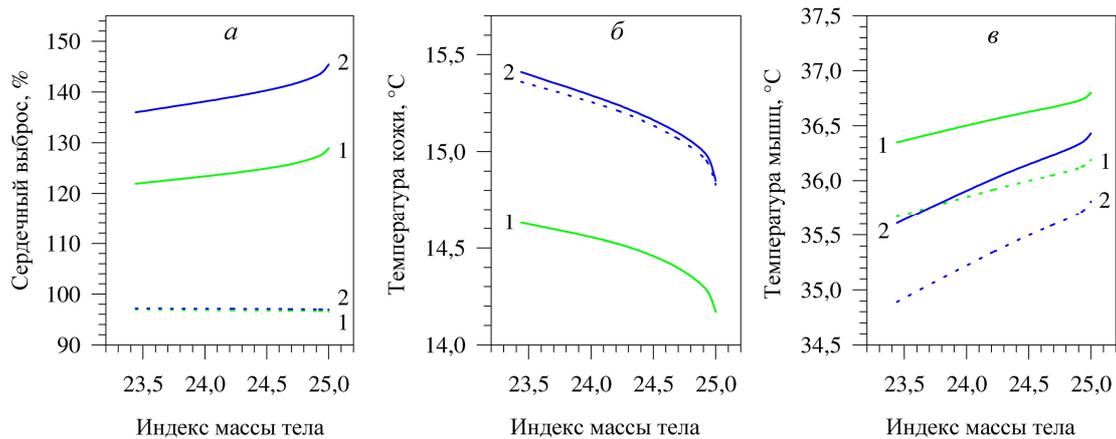


Рис. 1. Относительное изменение величины сердечного выброса (*a*), средняя температура кожи (*б*), средняя температура слоя мышц плеча (*в*) в зависимости от индекса массы тела пациента стандартизированной комплекции: 1 – массовая доля мышц 20%, 2 – 40%; пунктирные линии – вычисления без учета метаболизма лактата, сплошные линии – с учетом метаболизма лактата

Влияние метаболизма лактата на температуру кожных покровов, как видно из рис. 1, *б*, оказывается очень слабым (0,04–0,09 °C) при доле мышечной массы 40% и практически не ощутимо, когда эта доля составляет 20%. Наиболее выражен тепловой эффект от метаболизма лактата в мышцах конечностей. На рис. 1, *в* он показан лишь для мышц плеча. Для мышечной ткани живота, плеча и бедра прирост средней температуры в диапазоне BMI 23,4–25 составил 0,45–0,46; 0,61–0,68; 0,51–0,55 °C соответственно. В эксперименте эти изменения обнаружить неинвазивным образом довольно сложно. Моделирование показало, что обусловленный метаболизмом лактата прирост температуры мышечной ткани оказывается почти независим от ростомассовой характеристики стандартизированной комплекции пациента. Следует подчеркнуть, что полученные результаты представляют собой верхнюю оценку теплового эффекта метаболизма лактата, так как предполагалось, что избыточный лактат утилизируется организмом с выделением в виде тепла всей содержащейся в нем химической энергии.

Таким образом, даже при полном преобразовании в тепло химической энергии, содержащейся в избыточном лактате, изменение температуры поверхности кожи оказывается столь малым, что регистрация такого изменения оказывается весьма проблематичной. Косвенно о метаболизме лактата можно судить лишь по величине сердечного выброса. Данный параметр несложно измерить до и после окончания процедуры ОГКТ и подобные измерения могут быть полезны для уточнения количественных характеристик метаболизма лактата при ОГКТ.

### Обозначения

$C$  – теплоемкость биоткани, Дж/(кг °С);  $L$  – рост пациента, см;  $M$  – масса биоткани, кг;  $Q$  – объемная мощность внутритканевых источников и стоков тепла, Вт;  $T$  – локальная температура биоткани, °С;  $W$  – перфузия крови (внутритканевая интенсивность кровотока), с<sup>-1</sup>;  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи от поверхности кожи, Вт/(м<sup>2</sup>·°С);  $\lambda$  – теплопроводность биоткани, Вт/(м·°С);  $\rho$  – плотность биоткани, кг/м<sup>3</sup>;  $t$  – время, с. Индексы:  $\Gamma$  – внешняя граница кожи (цилиндрической расчетной области);  $b$  – кровь;  $conv$  – конвективный;  $j$  – номер части тела человека (компартамента);  $k$  – номер слоя биоткани,  $k = 1 - 4$ ;  $met$  – метаболический;  $tot$  – все тело.

### Литература

1. Alberts B., Johnson A., Lewis J., Raff M., Roberts Walter P. Molecular Biology of the Cell. 4<sup>th</sup> ed. New York: Garland Science, 2002. – 1616 p.
2. Chance B., Williams G. R. The respiratory chain and oxidative phosphorylation // Adv. Enzymol. 1956. Vol. 17. Pp. 65–134.
3. Левин М. Л., Лосицкий Е. А., Лущик М. Л., Лукьянская Л. А. Особенности метаболических реакций спортсменов при общем холодовом газовом воздействии. Минск. 2013. – 41 с. (Препринт / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, № 6).
4. Ленинджер А. Основы биохимии / Пер. с англ. М. Г. Дуниной; Под ред. акад. В. А. Энгельгарда. Т. 2. М.: Мир, 1985. С. 478.
5. Gladden L. B. Lactate metabolism during exercise / Ed. J. R. Poortmans. Principles of exercise biochemistry. 3<sup>rd</sup>. Basel: Kerger, 2004. Pp. 152–196.
6. Arkin H., Shitzer A. Model of thermoregulation in the human body. Part III: Model behavior and comparison to experimental results of exercising, heat // EEC-150. Depth. of Mechanical Engineering Technion. Haifa, Israel. 1984. Pp. 1–36.
7. Stolwijk J. A. J. A mathematical model of physiological temperature regulation in man NASA CR-1855. Yale University school of medicine. Washington, 1971. – 77 p.
8. Charny C. K., Hagmann M. J., Levin R. L. A whole body thermal model of man during hyperthermia tissues // IEEE Trans. on Biomed. Eng. 1987. Vol. BME-34. Pp. 375–386.
9. Gordon R. G., Roemer R. B., Horvath S. M. A Mathematical model for the human temperature regulatory system - transient cold exposure response // IEEE Trans. on Biomed. Engng. 1976. Vol. BME-23. Pp. 434–444.
10. Левин М. Л., Маханёк А. А. Сравнение физико-математических моделей общей газовой криотерапии с сосредоточенными и распределенными параметрами // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. 2014. № 4. С. 80–86.
11. Маханёк А. А., Левин М. Л., Драгун В. Л. Теплофизические аспекты общей газовой криотерапии // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. 2011. № 3. С. 59–71.
12. Pennes H. H. Analysis of tissue and arterial blood temperature in the resting human forearm // J. Appl. Physiol. 1948. Vol. 1. P. 93.
13. Xu X., Giesbrecht G. A mathematical model for human brain cooling during cold-water near-drowning // J. Appl. Physiol. 1999. Vol. 86. Pp. 265–272.
14. Левин М. Л., Маханёк А. А., Драгун В. Л. Влияние некоторых факторов теплообмена при общей криотерапии на температуру кожных покровов // II науч.-практ. конф. «Криотерапия в России» 14 мая 2009 г. Санкт-Петербург, 2009. С. 80–103.
15. Stolwijk J. A. J. Hardy J. D. Temperature regulation in man – A theoretical study // Pflugers Arch. 1966. Vol. 291. Pp. 129–162.
16. Stolwijk J. A. J. Mathematical models of thermal regulation // Thermal characteristics of tumors: applications in detection and treatment / Eds. R. K. Jain, P. M. Gullino. Annals of the New York Academy of Sciences. 1980. Vol. 335. Pp. 98–106.

УДК 620.3:60-69, 537.874.72

## МОДЕЛИРОВАНИЕ НАНОУГЛЕРОДНОГО СВЧ-НАГРЕВАТЕЛЯ С УЧЕТОМ МЕЖЧАСТИЧНОГО ТЕПЛООБМЕНА ИЗЛУЧЕНИЕМ

**А. И. Малиновский, О. С. Рабинович**

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

Многостенные углеродные нанотрубки (УНТ) обладают высоким коэффициентом поглощения электромагнитного излучения в СВЧ-диапазоне. По этой причине одним из возможных направлений их использования является создание автономных нагревательных элементов, действие которых основано на поглощении СВЧ-излучения. Актуальной задачей является моделирование тепловых режимов таких нагревателей, необходимое для предсказания их параметров и проектирования модулей СВЧ-нагрева, обеспечивающих необходимые показатели.

Рассматриваемая система имеет ряд особенностей. Засыпка из частиц с наноразмерной структурой при комнатных и более высоких температурах имеет низкую фонную теплопроводность, которая к тому же при дальнейшем увеличении температуры не растет [1]. Экспериментальные измерения при комнатной температуре для засыпки из многостенных УНТ дают 0,154 Вт/(м·К) [2]. В области высоких температур необходим точный учет переноса тепла излучением в засыпке.

Создана математическая модель рассматриваемого СВЧ-нагревателя. Расчетная область (рис. 1) представляет собой радиальный срез цилиндрической колбы нагревателя. Задача решается в предположении осевой симметрии, что должно выполняться при помещении нагревателя в окрестности пучности стоячей электромагнитной волны при длине волны, превышающей размер нагревателя.

При построении модели учитывались следующие эффекты:

- перенос тепла по кондуктивному и радиационному механизму в УНТ с учетом изменения теплопроводности и теплоемкости с температурой;
- распределение тепловых источников в нагревателе в соответствии с изменением потока мощности СВЧ-излучения на различной глубине в слое;
- перенос тепла теплопроводностью в материале стенок нагревателя;
- внешний теплообмен посредством теплового излучения с внешней поверхности поглощающего слоя (температура внешней среды равна 293 К);
- внешний конвективный теплообмен с поверхности нагревателя.

УНТ имеют высокий коэффициент поглощения СВЧ-излучения. В сравнении с ним кварцевое стекло можно считать прозрачным как для СВЧ, так и для теплового излучения.

Математическая модель формулируется следующим образом.

Уравнение для распределения температуры в массиве УНТ:

$$C_{\text{УНТ}} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda_{\text{УНТ}} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{2\pi r} \frac{dW}{dr}, \quad 0 < r < r_1. \quad (1)$$

Уравнение для распределения температуры в кварцевом стекле:

$$C_{\text{кв}} \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_{\text{кв}} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad 0 < r < R_0. \quad (2)$$

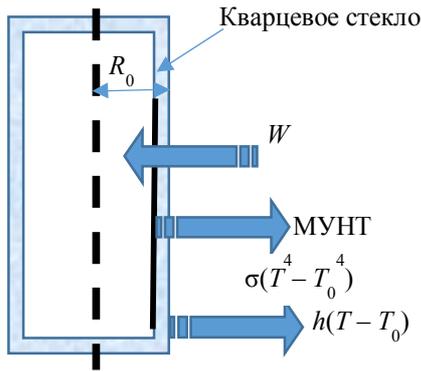


Рис. 1. Схема расчетной области СВЧ-модуля нагрева

Расчет потока СВЧ-излучения:

$$\frac{dW}{dr} = \kappa W. \quad (3)$$

Граничные условия:

$$\lambda_{\text{УНТ}} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_1} = \lambda_{\text{КВ}} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_1} + \sigma(T^4(r_1) - T_0^4), \quad (4)$$

$$\lambda_{\text{КВ}} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R_0} = h(T(R_0) - T_0), \quad T(r)|_{r=0} = T_0, \quad W|_{r=R_0} = W_0.$$

Нестационарная задача решалась численно, методом конечных разностей, на одномерной сетке размером в 50 ячеек. Шаг по времени выбирался в соответствии с размером ячейки и характерной температуропроводностью, составляя, как правило,  $1 \cdot 10^{-3}$  с.

Были использованы эмпирические зависимости от температуры для удельной теплопроводности кварца, удельной теплоемкости кварца и углеродного материала [3, 4].

Данные по коэффициенту теплопроводности порошка углеродных нанотрубок для температур выше комнатной в научной литературе отсутствуют. Анализ данных по теплопроводности при низких и комнатных температурах позволяет утверждать, что теплопроводность, обусловленная фоновой проводимостью по контактам, выходит на насыщение с ростом температуры уже при температурах ниже комнатной [2]. Можно ожидать увеличение эффективной теплопроводности с ростом температуры, благодаря переносу тепла излучением. Такой механизм описывается формулой  $\lambda_{\text{УНТ}} = \lambda_0(1 + \beta T^3)$  и характерен для мелких порошков.

Для расчета мощности теплового излучения коэффициент черноты принимался равным единице, при расчете внешнего теплообмена при естественной конвекции применялась формула (5) (комнатная температура, как и начальная температура нагревателя, принята равной 293 К):

$$h = \frac{\lambda_{\text{возд}}}{L} \left( 0,825 + \frac{0,397 Ra_L^{1/6}}{(1 + (0,492/Pr)^{9/16})^{8/27}} \right). \quad (5)$$

На экспериментальном стенде лаборатории дисперсных систем ИТМО НАН Беларуси была проведена серия экспериментов с измерением температуры термопарой на оси цилиндрического слоя УНТ.

Экспериментальный стенд представляет собой магнетрон и камеру-резонатор, в центр которой помещался цилиндрический кварцевый сосуд с исследуемым материалом. Внутрен-

ний диаметр кварцевого цилиндра 26,6 мм, наружный – 30,6 мм, высота – 45 мм. Особенностью стенда является возможность замещения газа в герметичном резонаторе на негорючий ( $\text{CO}_2$ ), поскольку температура горения нанотрубок ниже предполагаемой температуры нагревателя.

Запись значений температуры начиналась через 1-2 с после выключения магнетрона из-за наводимых в измерительной цепи токов. Нагрев производился с постоянной мощностью излучения, в различных опытах изменялась продолжительность нагрева.

Эксперименты с заданным временем нагрева повторялись несколько раз. Начиная со второго опыта, нагрев включался после того, как температура падала до 120 °С. В такой постановке наблюдалась полная воспроизводимость экспериментов (расхождение по  $T < 1\%$ ).

Анализ области регулярного режима охлаждения (в данном случае при  $t > 50$  с) позволяет определить коэффициент температуропроводности в данном диапазоне температур. Для системы в регулярном тепловом режиме охлаждения справедлива зависимость

$$T = T_0 + A \exp\left(-\frac{(t - t_0)}{t^*}\right). \quad (6)$$

Коэффициент  $t^*$  связан с температуропроводностью материала:  $a = r_1^2/t^* \mu^2$ . По этим данным определена  $a = 1,0 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ;  $\lambda = 0,068 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ . Это значение находится в хорошем соответствии с независимыми экспериментальными данными [2, 5] и было выбрано в качестве  $\lambda_0$  при дальнейших расчетах.

Было проведено сопоставление и калибровка численной модели по экспериментальным данным. В ней следует подобрать, исходя из максимального совпадения с экспериментальными данными, следующие неизвестные параметры: падающую мощность излучения, коэффициент поглощения материала, эффективный коэффициент теплопроводности поглощающего материала (как функцию температуры). Определены значения этих величин, позволяющие описать экспериментальные данные с максимальной точностью (рис. 2):  $W = (460 \pm 10) \text{ Вт}$ ,  $\kappa = (260 \pm 15) \text{ м}^{-1}$ ,  $\lambda_0 = (0.068 \pm 0.015) \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ,  $\beta = (4.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-9} \text{ К}^{-3}$ . Отметим также, что при определенной выше мощности излучателя и конструкции нагревателя максимальная температура в центре составляет  $T_{\text{max}} = 1610 \text{ К}$ . Нагрев при заданных условиях происходит достаточно равномерно по глубине (рис. 3), а центральная часть нагревается даже сильнее из-за эффекта фокусировки излучения.

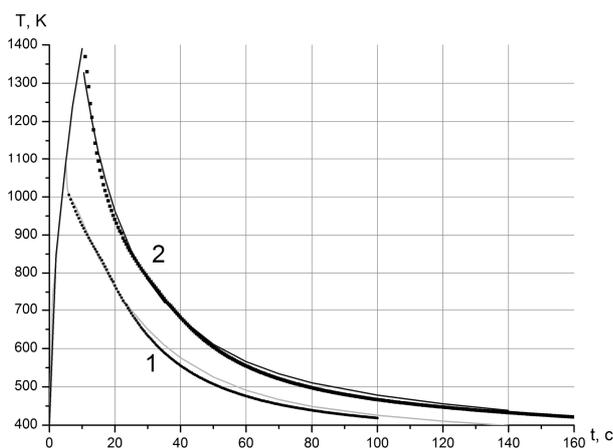


Рис. 2. Зависимость температуры от времени в центре нагревателя (экспериментальные точки и модель-ные кривые): 1 – СВЧ-нагрев в течение 5 с; 2 – СВЧ-нагрев в течение 10 с

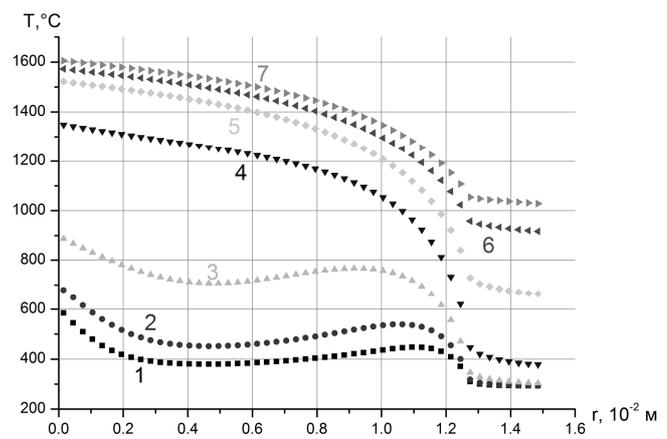


Рис. 3. Радиальное распределение температуры после непрерывного нагрева в течение: 1 – 0,5 с; 2 – 1 с; 3 – 3 с; 4 – 10 с; 5 – 30 с; 6 – 60 с; 7 – 110 с

Полученные значения для коэффициента температурной зависимости теплопроводности  $K$  показывают, что при температуре 1600 К эффективная теплопроводность возрастает примерно в 18 раз по сравнению с комнатной температурой до 1,3 Вт/(м·К), оставаясь достаточно низкой даже относительно теплоизоляционных материалов (для шамотного кирпича 1,6 Вт/(м·К)). Низкая теплопроводность является полезным свойством для нагревателя.

Сочетание высокого коэффициента поглощения, низкой теплопроводности и низкой объемной теплоемкости обеспечивают малое время выхода нагревателя на рабочую (стационарную) температуру: за 7 секунд нагрева на 75% от максимальной температуры, за 110 с – в пределах 1 К от максимума.

Кроме того, сильная температурная зависимость эффективного коэффициента теплопроводности приводит к высокому перепаду температуры между центральной частью нагревателя и его периферией. Это позволяет использовать центральную область нагревателя с высокой температурой для осуществления синтеза тугоплавких материалов путем помещения капсулы с реагентами вблизи оси нагревателя.

### Обозначения

$C_{\text{УНТ}}$  – объемный коэффициент теплопроводности порошка УНТ, Дж/(м<sup>3</sup>·К);  $T$  – температура, К;  $W$  – поток мощности, Вт/м<sup>2</sup>;  $W_0$  – мощность падающего излучения, Вт/м<sup>2</sup>;  $r$  – радиальная координата, м;  $\kappa$  – линейный коэффициент поглощения, м<sup>-1</sup>;  $\sigma$  – постоянная Стефана – Больцмана,  $h$  – коэффициент внешнего теплообмена, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $T_0$  – температура внешней среды, К;  $\lambda_{\text{возд}}$  – коэффициент теплопроводности воздуха, Вт/(м·К); Ra и Pr – числа Рэлея и Прандтля, соответственно,  $L$  – высота цилиндрического нагревателя, м; где  $r_1$  – внутренний радиус колбы, м;  $\mu$  – собственное значение для радиальной функции в методе разделения переменных, для случая постоянной внешней температуры в цилиндрической постановке  $\mu = 2,4048$ ;  $\lambda_0$  – теплопроводность при 300 К, Вт/(м·К);  $\beta$  – коэффициент температурной зависимости теплопроводности, К<sup>-3</sup>.

### Литература

1. Chalopin Y., Volz S., Mingo N. Upper bound to the thermal conductivity of carbon nanotube pellets // J. Appl. Phys. 2009. Vol. 105. P. 084301.
2. Liu K., Cui S., Kan W. Giant Thermal Transport Phase Lagging in CNT Aggregates // Nanoscale and Microscale Thermoph. Eng. 2013. Vol. 17, No. 3. Pp. 236–244.
3. Butland A. T. D., Maddison R. J. The specific heat of graphite: an evaluation of measurements // J. Nucl. Mater. 1973. Vol. 49. Pp. 45–56.
4. Сергеев О. А., Шашков А. Г., Уманский А. С. Теплофизические свойства кварцевого стекла // ИФЖ. 1982. Т. 43, № 6. С. 960–970.
5. Hu X. Jack, Prasher R., Lofgreen K. Ultralow thermal conductivity of nanoparticle packed bed // Applied Physics Letters. 2007. Vol. 91. P. 203113.

УДК 615.832.9+616.89-008

## МЕТОДОЛОГИЯ И ТЕХНОЛОГИЯ ЭКСТРЕМАЛЬНОГО КРИОВОЗДЕЙСТВИЯ ПРИ ПОСТСТРЕССОВЫХ РАССТРОЙСТВАХ

**О. А. Панченко, Н. А. Зайцева, А. В. Кабанцева**

*ОО «Всеукраинская профессиональная психиатрическая лига», г. Киев, Украина*

Стремительный рост частоты кризисных явлений и конфликтов в различных социальных группах в мире, высокий динамизм социально-технократического развития современного общества, усовершенствование информационных технологий, научно-технические достижения наравне с ростом качества жизни обуславливают рост уровня психоэмоционального напряжения, усложнение структуры личности и соответственно выдвигают жесткие требования к интегративной деятельности всех процессов психической сферы в целом.

Постстрессовые расстройства (ПСР) включают в себя разнообразные реакции на стрессовые события, находящиеся за рамками опыта человека. Когда речь идет о чрезвычайности стресса, то подразумевается, что соответствующие события носят экстремальный характер, выходя за пределы обычных человеческих переживаний, при этом они вызывают сильный страх, тревогу и ощущение беспомощности. Интенсивность травмы (стрессового воздействия) стирает индивидуально-личностные особенности пострадавших и способствует развитию посттравматических расстройств, которые могут развиваться в экстремальных ситуациях практически у каждого человека. Анализ пре- и посттравматической ситуации свидетельствует, что спустя некоторое время после пережитой жизнеопасной ситуации развиваются связанные с ней различные невротические и психопатические симптомы [1].

Последствия травмы можно условно разделить на три группы расстройств: психопатологические (клинические), психологические и социальные. К психопатологическим последствиям травмы [2] относят острые стрессовые расстройства, боль, тревожные расстройства, необъяснимые физические симптомы, депрессию, семейные проблемы, посттравматические симптомы, симптомы избегания и фобические расстройства. К психологическим изменениям следует отнести выделенный В. А. Кожевниковой [3] «постстрессовый патопсихологический симптомокомплекс», характеризующийся появлением или усилением подозрительности, ригидностью поведенческих и эмоциональных реакций, диссоциацией ценностно-смысловой сферы, однообразием и неадекватностью механизмов психологической защиты и копинг-стратегий, ограниченностью микросоциальных связей и формированием избегающего поведения.

Среди социальных последствий травмы в первую очередь выделяются состояния социальной дезадаптации, которая проявляется в плохом самочувствии, пониженном настроении, тревожности, эмоциональной неустойчивости, низкой общительности, низком самоконтроле, подозрительности, радикализме [3].

Другой подход к изменениям личности под влиянием экстремальных ситуаций предлагают А. К. Напреенко и К. Н. Логановский. Авторы предложили концепцию «психосоматического патологического развития личности», при этом выделены три этапа формирования: 1) неврозоподобный (астенический); 2) психосоматический; 3) патохарактерологический [4]. Психосоматическое патологическое развитие личности представляет собой расстройство личности с мозаичной психопатологической симптоматикой с выраженным компонентом социальной дезадаптации.

Активное применение криотерапии в клинической практике для лечения широкого круга соматических заболеваний, пограничных психических и психосоматических расстройств позволяет отнести ее к перспективным методам современной восстановительной медицины.

Для комплексной характеристики функционального состояния организма человека в условиях кратковременного воздействия экстремально низкой температуры необходимо исследовать изменения со стороны как можно большего числа реагирующих систем. Широкое действие криотерапии предполагает возможность ее применения при заболеваниях, которые сопровождаются нарушениями психоэмоциональной сферы человека. Известна взаимосвязь психического и физического уровней функционирования организма, т. е. изменения физического состояния (плохое самочувствие, заболевания, инвалидизация) влекут за собой нарушения социального функционирования, которые, в свою очередь, провоцируют изменения психологического состояния и свойств личности.

Основная лечебная эффективность криотерапевтических процедур связана со стрессовым стимулирующим воздействием на гипоталамо-гипофизарно-надпочечниковую систему, через стимуляцию периферического кровообращения. Сущность реакции на стрессор заключается в активации всех систем организма, необходимой для возвращения организма к нормальным условиям существования. Таким образом, биологическим смыслом стресса является адаптация. Для ее достижения возникает особое функциональное состояние и целый комплекс психологических и физиологических реакций [5–7].

Существующий опыт использования общей воздушной экстремальной криотерапии с лечебной и профилактической целью в реабилитационной медицине свидетельствует о перспективности и безопасности использования данного метода с целью восстановления психоэмоционального состояния и психической работоспособности в лечении ПТСР.

**Результаты исследования и их обсуждение.** В период (июль 2014 – октябрь 2015 г.) на базе отделения медицинской и социальной психологии ГУ «Научно-практический медицинский реабилитационно-диагностический центр МЗ Украины» г. Константиновка Донецкой области проводилось исследование особенностей психоэмоционального состояния у мирного населения, проживающего в зоне боевых действий. В тестировании приняло участие 1423 человек в возрасте от 18 до 70 лет. Психодиагностическое исследование выявляло преобладающие эмоции у жителей зоны боевых действий в связи с событиями в регионе. Результаты тестирования свидетельствуют о том, что выраженные негативные эмоции (страх, тревога, отчаяние, раздражение) сохраняют высокую интенсивность в течении длительного периода времени (рис. 1).

В результате диагностики с помощью Миссисипской шкалы в июле 2014 – октябре 2015 г. стабильно высоким остается количество лиц, имеющих отдельные признаки ПТСР (нарушения сна, снижение настроения и активности), и процента тестируемых с ПТСР (рис. 2). Подобные изменения могут быть связаны как с обострением ситуации в регионе, так и истощением адаптационных механизмов психики в связи с длительностью воздействия психотравмирующего фактора.

Оценка динамики показателей эмоционального состояния больных неврастенией проводилась на базе ГУ «Научно-практический медицинский реабилитационно-диагностический центр МЗ Украины» в период с 2014 по 2015 г. Экспериментальная группа – пациенты с неврастенией (F 48.0), получающие наряду с лечением, согласно клинического протокола оказания медицинской помощи, курс воздушной криотерапии (69 чел.); контрольная группа – пациенты с неврастенией (F 48.0) (66 чел.), получающие лечение согласно клинического протокола оказания медицинской помощи.

Для диагностики эмоционального состояния применялись следующие методики: диагностики нервно-психического напряжения Т. А. Немчина (НПН), дифференциальной самооценки функциональных состояний «самочувствие – активность – настроение» (САН), метод цветовых выборов Люшера. Группы были сформированы таким образом, что статистически значимые различия по показателям всех применяемых методик отсутствовали.

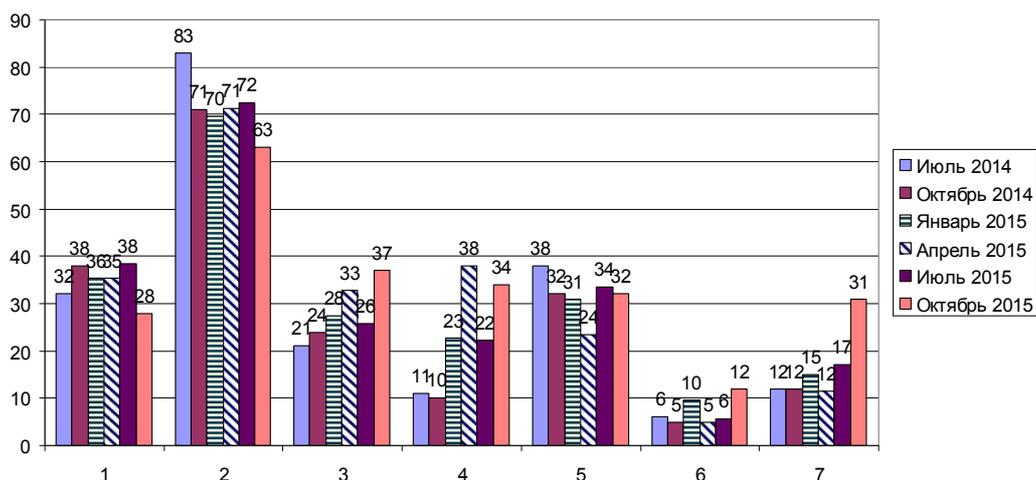


Рис. 1. Эмоции населения в зоне военного конфликта: 1 – страх, 2 – тревога, 3 –беспомощность, 4 – отчаяние, 5 – раздражение, 6 – безразличие, 7 – уныние

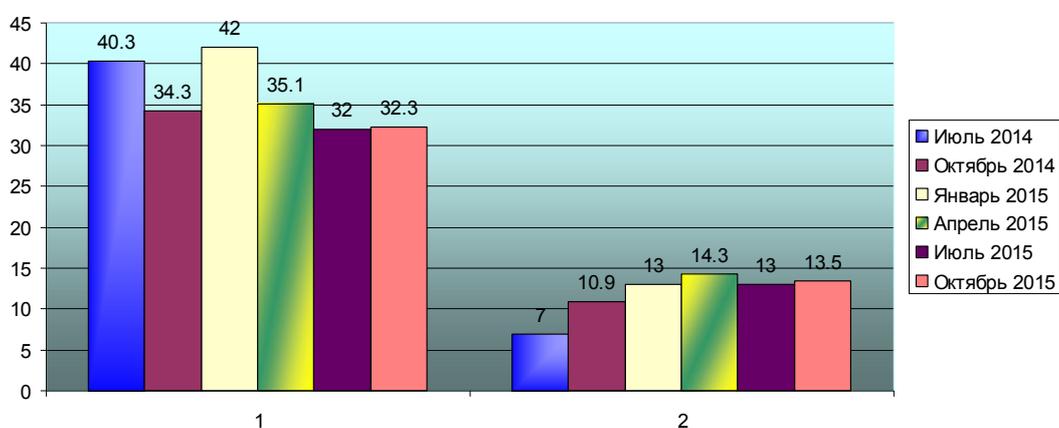


Рис. 2. Результаты диагностики (Миссисиппская шкала посттравматического расстройства): 1 – отдельные признаки ПТСР, 2 – ПТСР

Выявлены статистические различия средних в экспериментальной группе пациентов по шкалам «самочувствие», «активность», «настроение» в группах показателей, диагностированных в 1-й и в 10-й день лечения, в 1-й и в 20-й день лечения ( $p < 0,01$ ). Подобная динамика показателей говорит о том, что самочувствие, активность и настроение у пациентов, проходивших курс криотерапии, улучшились уже на 10-й день лечения, на 20-й день произошло стойкое улучшение самочувствия, активности и настроения по этим показателям. В контрольной группе пациентов с неврастенией также были выявлены статистические различия средних по шкалам «Самочувствие», «Активность», «Настроение» в группах показателей по этим шкалам, диагностированных в 1-й и в 20-й день лечения ( $p < 0,01$ ), что говорит о достоверном повышении показателей к концу терапии.

Улучшение состояния пациентов экспериментальной группы произошло уже на 10-й день лечения, что, по нашему мнению, связано именно с воздействием общей экстремальной воздушной криотерапии.

Выявлены статистически значимые различия средних по шкале САН у пациентов экспериментальной и контрольной групп ( $p < 0,01$ ); т. е. показатели самочувствия, активности и настроения достоверно выше у больных, получавших воздействие воздушной криотерапии, по сравнению с контрольной группой. Нервно-психическое напряжение, диагностируемое у пациентов экспериментальной группы, снизилось уже на 10-й день терапии, на 20-й день

произошло стойкое снижение показателей по методике НПН как у пациентов экспериментальной, так и контрольной группы.

Таким образом, выявленная тенденция в динамике показателей эмоциональной сферы пациентов с неврастенией свидетельствует о том, что криотерапия обеспечивает более быстрое и стойкое улучшение эмоционального состояния данного контингента больных.

#### **Выводы**

В результате проведенного исследования выявлены статистические различия средних показателей в экспериментальной группе пациентов по шкалам «самочувствие», «активность», «настроение» в группах показателей, диагностированных в 1-й и в 10-й день лечения, в 1-й и в 20-й день лечения. Выявлены статистически значимые различия средних по шкале САН у пациентов экспериментальной и контрольной групп ( $p < 0,01$ ), т.е. показатели самочувствия, активности и настроения достоверно выше у больных, получавших воздействие воздушной криотерапии. Подобная динамика свидетельствует о более выраженном терапевтическом эффекте у пациентов экспериментальной группы. У пациентов экспериментальной группы происходит более быстрое (на 10-й день терапии) и стойкое снижение ( $p < 0,01$ ) нервно-психического напряжения (методика НПН).

Таким образом, выявленная тенденция в динамике показателей эмоциональной сферы пациентов с неврастенией свидетельствует о том, что криотерапия обеспечивает более быстрое и стойкое улучшение эмоционального состояния данного контингента больных. Поскольку изменяются эндогенные процессы, необходимо проводить дальнейшие исследования на доказательном уровне по влиянию общей воздушной экстремальной криотерапии как антистрессорного фактора.

#### **Литература**

1. Тадевосян М. Я., Сукиасян С. Г. Психическая травма, ее последствия и предрасполагающие факторы // Журнал неврологии и психиатрии. 2011. № 11. С. 95–100.
2. MaYOU R., Farmer A. Trauma // Brit. Med. J. 2002. Vol. 325. Pp. 426–429.
3. Кожевнікова В. А. Особливості особистості та поведінкові зміни у осіб, що пережили екстремальні події: Автореф. дис. ... канд. психол. наук. АМН України. Харків, 2006. – 186 с.
4. Агибалова Т. В., Александровский Ю. А., Бочеева Е. А. и др. Посттравматическое стрессовое расстройство / Под ред. В. А. Солдаткина. ГБОУ ВПО РостГМУ Минздрава России. Ростов н/Д: Изд-во РостГМУ, 2015. – 624 с.
5. Григорьева В. Н. Психосоматические аспекты нейрореабилитации. Хронические болезни. Н. Новгород: Нижегород. гос. мед. академия, 2004. С. 198.
6. Лазарус Р. Теория стресса и психофизиологические исследования. Эмоциональный стресс. М., 1970. С. 178.
7. Онищенко В. О. Оценка влияния общей криотерапии на психофизиологическое состояние организма человека // Криотерапия: безопасные технологии применения: Матер. науч.-практ. конф. Донецкая обл. Константиновка, 24 апреля 2012 г. Константиновка: КВИЦ, 2012. С. 84–86.

УДК 536.2

## ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ ТЕПЛООВОГО ПОТОКА НА ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ КИПЕНИИ НАНОЖИДКОСТЕЙ

М. И. Пряжников<sup>1,2</sup>, А. В. Минаков<sup>1,2,3</sup>, В. Я. Рудяк<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГАОУ ВПО «Сибирский федеральный университет», г. Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

<sup>3</sup>Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет,  
г. Новосибирск, Россия

Кипение, в качестве одного из наиболее эффективных и действенных способов теплообмена, используется в различных инженерных приложениях. Поэтому еще в прошлом веке повышение критической плотности теплового потока при кипении было предметом многочисленных исследований ([1–3] и ссылки в них). В последнее время для этой цели интенсивно изучается возможность применения наножидкостей. По-видимому, первыми работами по исследованию кипения и кризиса кипения наножидкостей следует считать работы [4, 5]. В работе [4] исследовалось кипение двух наножидкостей на основе воды с частицами диоксида кремния и оксида алюминия на 10 мм квадратном нагревателе и было установлено, что наличие наночастиц повышает характеристики кипения.

С другой стороны, в [5] исследовалось пузырьковое кипение также наножидкости на основе воды с частицами оксида алюминия, но на цилиндрическом нагревателе диаметром 20 мм. Авторы этой работы пришли к выводу о том, что наличие наночастиц ухудшает характеристики кипения и тем больше, чем выше концентрация частиц. Аналогичный вывод сделан и в [6], это объяснялось «выглаживанием» поверхности нагревателя из-за осаждения на нем наночастиц. Такое объяснение, однако, не согласуется с наблюдениями [7], где изучалось кипение той же наножидкости на 100 мм квадратном нагревателе и было установлено, что шероховатость поверхности нагревателя после завершения процесса кипения увеличивалась с ростом концентрации частиц.

К настоящему времени известно уже более двух десятков статей, посвященных данной тематике. В большинстве из них отмечается существенный рост критического теплового потока (КТП) при использовании наножидкостей [8]. В нашей последней работе [9] помимо этого было установлено, что рост КТП зависит также от размеров наночастиц. Вместе с тем, до сих пор отсутствуют систематические данные о том, какова эта зависимость, не ясно, как влияет на КТП материал наночастиц и размер нагревателя. Цель данной заметки и состоит в определении этих зависимостей.

Исследование кипения наножидкостей выполнялось на установке, которая детально описана в работе [9]. Исследуемая жидкость помещалась в герметичную стеклянную колбу диаметром 8 см. Объем исследуемой жидкости в колбе 300 мл. В ёмкость с жидкостью в качестве нагревателя помещалась нихромовая нить длиной 34 мм, закреплённая медными шинами сечением 10×2 мм, по которым подавался электрический ток. С помощью программируемого источника на нихромовый нагреватель подавалось напряжение, которое фиксировалось прецизионным вольтметром GDM-78261. Колба с исследуемой жидкостью была герметично закрыта резиновой пробкой. Образующийся при кипении конденсат стекал обратно в колбу, тем самым поддерживая условия насыщения в рабочей камере. Таким образом изучалось насыщенное кипение, на нихромовый нагреватель подавалось напряжение, а плотность теплового потока измерялась до тех пор, пока не наступал кризис кипения.

Плотность теплового потока при кипении на нагревателе определялась соотношением  $q = Q/S = IU/S$ , где  $S = \pi dL$  – площадь боковой поверхности нагревателя,  $d, L$  – диаметр и длина нихромового нагревателя,  $I$  – сила тока в цепи нагревателя,  $U$  – падение напряжения на нагревателе. С учетом инструментальной погрешности вольтметра и амперметра, а также погрешностей в измерении геометрических размеров нагревателя, погрешность определения плотности теплового потока составляет 2%. Температуры поверхности нагревателя определялись по зависимости сопротивления нихромовой нити от температуры. Оценки показывают, что погрешность в определении температуры нагревателя составляла около 3%.

Наножидкости были приготовлены на основе дистиллированной воды и наночастиц оксидов алюминия и кремния с объемной концентрацией от 0.05 до 0.5%. Для приготовления наножидкости применялся стандартный двухшаговый процесс. После добавления в воду необходимого количества нанопорошка наножидкость сначала механически тщательно перемешивалась, а затем для разрушения конгломератов частиц на полчаса помещалась в ультразвуковой диспергатор. Диаметр использовавшихся наночастиц варьировался от 10 до 100 нм. Наночастицы были приобретены у компании «Плазмотерм» (г. Москва).

Первая серия экспериментов проведена для изучения влияния на КТП диаметра наночастиц. Рассматривались две наножидкости с частицами оксида кремния и оксида алюминия. Диаметр нагревателя был равен 0.2 мм. Результаты измерений для концентрации наночастиц равной 0.05% представлены на рис. 1. Для обеих наножидкостей критическая плотность теплового потока растет с увеличением диаметра наночастиц. Вторым важным обстоятельством является зависимость критической плотности теплового потока от материала наночастиц. Обе представленные здесь жидкости приготовлены на основе воды, тем не менее критическая плотность теплового потока при кипении наножидкости с частицами оксида алюминия существенно ниже (почти вдвое), чем с частицами оксида кремния.

Во второй серии экспериментов было исследовано влияние диаметра нагревателя. Диаметр нагревателя варьировался от 0.1 до 0.3 мм. Полученные данные для наножидкости с частицами оксида кремния со средним размером 25 нм представлены на рис. 2, где приведена зависимость относительной критической плотности теплового потока ( $q/q_w$ ). Здесь  $q_w$  – критическая плотность теплового потока для каждого из нагревателей в дистиллированной воде. Как видно, с уменьшением диаметра нагревателя критическая плотность теплового потока значительно повышается.

Проведенные эксперименты показали, что использование наножидкостей позволяет при кипении в разы увеличить критическую плотность теплового потока даже при очень небольших концентрациях наночастиц (менее 1%). Второе важное обстоятельство – зависимость результата от диаметра нагревателя. С его уменьшением приращение критического теплового потока растет. Это, по-видимому, связано с определяющей ролью в процессе осаждения наночастиц на поверхности нагревателя, которое увеличивает его шероховатость, высказанной впервые в работе [10]. При одинаковой концентрации наночастиц в жидкости необходимая для интенсификации процесса высота отложений на поверхности меньшего нагревателя формируется гораздо быстрее, чем на поверхности большего. Более того, одинаковые слои наночастиц на нагревателях разного размера могут сформироваться лишь при различных объемных концентрациях наночастиц. Для большего нагревателя необходимы более высокие концентрации наночастиц. Существование подобной зависимости, видимо, является одной из главных причин значительных расхождений в результатах экспериментов, проведенных различными авторами. Практически все эти эксперименты проводились на нагревателях существенно различных размеров и форм.

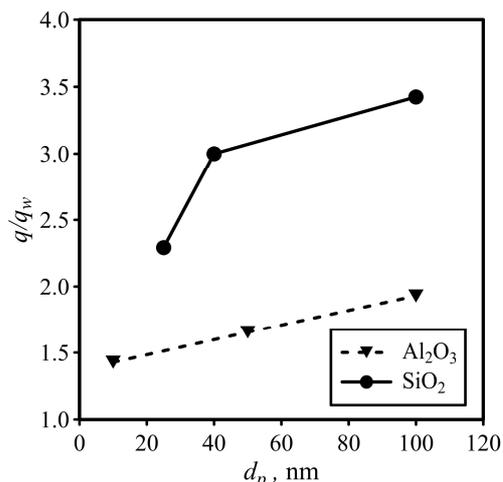


Рис. 1. Зависимость относительной критической плотности теплового потока от диаметра наночастиц при концентрации 0.05%

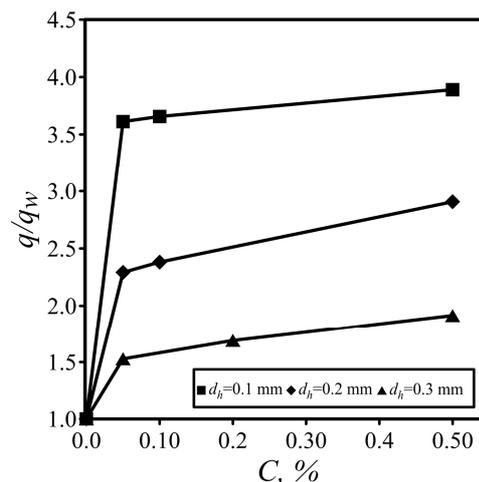


Рис. 2. Зависимость относительной критической плотности теплового потока от концентрации частиц для различных диаметров нагревателя

Весьма вероятно, что этой же причиной объясняется и зависимость КТП от размера наночастиц. Здесь имеют место два конкурирующих процесса. С одной стороны, с уменьшением диаметра наночастиц их числовая плотность в жидкости возрастает [9], а значит и возрастает число центров парообразования, что способствует росту КТП. С другой стороны, шероховатость поверхности увеличивается с ростом размера осаждающихся наночастиц. Здесь следует также иметь ввиду то обстоятельство, что осажённые частицы из-за их высокой температуры значительно сильнее интенсифицируют процесс парообразования, нежели частицы в объёме, поскольку температура последних просто равна температуре кипения воды.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (соглашение № 14-19-00312).

### Обозначения

$d$  – диаметр нихромового нагревателя, м;  $L$  – длина нихромового нагревателя, м;  $S$  – площадь боковой поверхности нихромового нагревателя, м<sup>2</sup>;  $I$  – электрический ток, А;  $U$  – напряжение на проволоке, В;  $Q$  – тепловой поток, Вт;  $C$  – объёмная концентрация наночастиц в жидкости, %;  $d_p$  – диаметр наночастиц, нм;  $q$  – плотность теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>;  $q_w$  – критическая плотность теплового потока в дистиллированной воде, Вт/м<sup>2</sup>.

### Литература

1. Лабунцов Д. А. Механизмы роста паровых пузырьков на поверхности нагрева при кипении // ИФЖ. 1963. Т. 6, № 4. С. 33–40.
2. Кузма-Кичта Ю. А. и др. Влияние пористого покрытия на характеристики кризиса теплообмена в трубах // Теплоэнергетика. 1997. № 6. С. 53–57.
3. Ягов В. В. Механизм переходного кипения жидкостей // ИФЖ. 1993. Т. 64, № 6. С. 740–751.
4. You S. M., Kim J. H. and Kim K. H. Effect of nanoparticles on critical heat flux of water in pool boiling heat transfer // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83. Pp. 3374–3376/
5. Das S. K., Putra N. and Roetzel W. Pool boiling of nano-fluids on horizontal narrow tubes // Int. J. Multiphase Flow. 2003. Vol. 29. Pp. 1237–1247.
6. Tsai C. Y., Chien H. T., Ding P. P., Chan B., Luh T. Y. & Chen P. H. Effect of structural character of gold nanoparticles in nanofluid on heat pipe thermal performance // Mater. Lett. 2003. Vol. 58. Pp. 1461–1465.

7. Bang I. C. & Chang S. H. Boiling heat transfer performance and phenomena of  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -water nanofluids from a plain surface in a pool // Proceedings of ICAPP. Pittsburgh, US. 2004. P. 272.

8. Kamatchi R., Venkatachalapath S. Parametric study of pool boiling heat transfer with nanofluids for the enhancement of critical heat flux: A review // Int. J. of Thermal Sciences. 2015. Vol. 87. Pp. 228–240.

9. Минаков А. В., Лобасов А. С., Рудяк В. Я., Гузей Д. В., Пряжников М. И. Измерение критической плотности теплового потока при кипении наножидкостей на цилиндрическом нагревателе // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40, вып. 13. С. 44–51.

10. Eung Surk Kim, Jung-Yeul Jung, and Yong Tae Kang. The effect of surface area on pool boiling heat transfer coefficient and CHF of  $\text{Al}_2\text{O}_3$ /water nanofluids // J. of Mechanical Science and Technology. 2013. Vol. 27, No. 10. Pp. 3177–3182.

---

УДК 536.423

## ХИМИЧЕСКИЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ НАНОЧАСТИЦ ПРИ РАСПЫЛИТЕЛЬНОМ ПИРОЛИЗЕ И ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА В ФЕМТОЛИТРОВОЙ КАПЛЕ

**В. И. Саверченко, С. П. Фисенко, Ю. А. Ходыко**

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

Распылительный пиролиз фемтолитровых капель водных растворов солей металлов является одним из самых энергоэффективных и широко применяемых методов получения чистых наночастиц металлов и их оксидов [1, 2]. Быстропротекающие процессы физико-химических превращений происходят внутри испаряющихся капель микронных размеров, движущихся в реакторе. Взаимодействие этих превращений до сих пор исследовано недостаточно. Наши экспериментальные и теоретические результаты представлены в работах [3–7]. Причем экспериментальные результаты получены в опытах концентрированными водными растворами кристаллогидратов  $\text{NiCl}_2$  [5, 7].

Несколькими независимыми группами было экспериментально показано, что при распылительном пиролизе наночастицы формируются, если одновременно выполняются два условия: высокая начальная концентрация растворенного вещества и высокая скорость испарения. Последнее условие может быть получено за счет пониженного давления в аэрозольном реакторе или за счет использования достаточно больших расходов сухого газаносителя с достаточно большой массой молекул. Наши расчеты показали, что в зависимости от полного давления в аэрозольном реакторе испаряется до 30% воды из капли и температура капли падает на 10–20 градусов.

С физической точки зрения испарительное охлаждение фемтолитровых капель концентрированного раствора соли в аэрозольном реакторе низкого давления позволяет через короткое время, порядка  $10^{-5}$  с, получить внутри капли пересыщенный раствор, который быстро распадается через механизм нуклеации. При этом формируются кластеры исходной соли с характерным размером 1 нм.

Скорость нуклеации кластеров исходной соли в растворе  $I$  может быть найдена как

$$I = D \exp\left(\frac{-\Delta\Phi(g^*)}{kT}\right),$$

где  $D$  – коэффициент диффузии растворенного вещества в воде,  $g^*$  – число молекул в критическом кластере,  $T$  – температура раствора,  $k$  – постоянная Больцмана,  $\Delta\Phi(g^*)$  – свободная энергия образования критического кластера. Нам представляется, что после появления кластеров соли и их быстрого роста до диаметра нескольких нанометров [4, 6], в связи с испарением летучих компонент в практически насыщенном растворе внутри капли идут диффузионные процессы переноса ионов, и химические превращения идут на поверхности наночастиц вследствие перехода ионов хлора в раствор.

Кроме того, экспериментально было показано [3, 5, 7], что при относительно небольшом изменении полного давления в аэрозольном реакторе на 10–20 торр, изменяется химический состав наночастиц. В наших экспериментах с каплями водного раствора  $\text{NiCl}_2$  были получены наночастицы  $\text{NiO}$  и при понижении давления на 10 торр зарегистрированы наночастицы  $\text{Ni}$ . Важно отметить, что в условиях наших экспериментов испарение микронной капли идет при числах Кнудсена примерно равных единице. Таким образом, уменьшая полное давление в реакторе, мы увеличиваем скорость испарения не только молекул воды, но и других промежуточных соединений в растворе.

Кратко опишем развитые представления о взаимосвязи физико-химических превращений при распылительном пиролизе. В практически насыщенном растворе внутри капли идет диссоциация молекул соли и воды. Образуется множество промежуточных соединений.

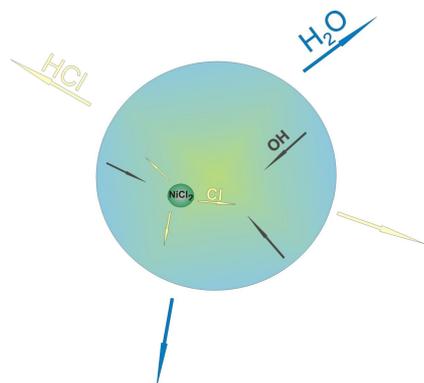


Рис. 1. Испарение и химические превращения капель

В качестве одного из промежуточных соединений образуются и молекулы  $\text{HCl}$ . При этом молекулы промежуточных соединений испаряются из поверхностного слоя капли; наиболее интенсивно испаряются молекулы воды и соляной кислоты. В результате испарения этих двух соединений, внутри капли появляются градиенты концентрации  $\text{OH}$  и  $\text{Cl}$ . Начинается диффузионный перенос ионов хлора от образовавшихся кластеров первичной соли к поверхности капли и одновременно диффузионный перенос группы  $\text{OH}$  от поверхности капли к поверхности нанометровых кластеров (рис. 1). Особенно эффективно описанная схема должна работать при трансформации кластеров соли, расположенных вблизи поверхности капли.

На основании предложенной качественной картины физико-химических превращений можно сделать следующие выводы.

- При достаточно высоких давлениях в газовой смеси в реакторе, когда испарение капель достаточно медленно, соответственно малы градиенты концентрации  $\text{OH}$  и  $\text{Cl}$  в каплях, должны встречаться кластеры промежуточного состава  $\text{Ni}(\text{OH})\text{Cl}$ . Они были обнаружены экспериментально.

- Из соотношения между значениями типичных коэффициентов диффузии в жидкости и в твердом теле вытекает, что для эффективного распылительного пиролиза размеры кластера и капли не должны отличаться более чем на три порядка. Так как кластеры образуются в пересыщенном растворе через механизм нуклеации с характерным размером один нанометр, то в процессе химических превращений наночастиц при распылительном пиролизе участвуют капли с радиусом не более нескольких микрон [1–7]. Внутри таких капель находятся наночастицы с размером несколько нанометров.

- Возможно получение наночастиц со структурой ядро – оболочка для достаточно быстро выросших кластеров первичной соли; оболочка – продукт химических превращений связанных с диффузией  $\text{OH}$ , ядро – первичная соль.

- Время химических превращений внутри фемтолитровой капли порядка диффузионного времени и составляет около  $10^{-3}$  с.

Процесс коалесценции между наночастицами различных радиусов в водном растворе идет через диффузионное взаимодействие с участием промежуточных соединений, в которые входят атомы металла [6]. Можно сказать, что получение наночастиц оксидов металла и чистых металлов при распылительном пиролизе является неравновесным физико-химическим процессом с ведущей ролью испарения молекул воды и молекул кислоты, имеющей высокое давление насыщенных паров.

### **Литература**

1. Wang W. N., Lenggoro W., Okuyama K. Preparation of nanoparticles by spray routes // Encyclopedia Nanoscience and Nanotechnology / Ed. H. S. Nalwa. American Scientific Publishers, 2011. Pp. 435–458.
  2. Lee J. K., Kim S., Hong Gil Nam, and Zare R. N. Microdroplet fusion mass spectrometry for fast reaction kinetics // Proc. Nat. Academy of Sciences USA. 2015. (1503689112).
  3. Fisenko S. P., Khodyko Yu. A., Saverchenko V. I., Penyazkov O. G. Nanoparticles Formation via Low pressure spray Pyrolysis – Physical fundamentals and Puzzle // Advances in Nanotechnology / Eds. Z. Bartul and J. Trenor. New York: Nova Science Publishers, 2015. Vol. 14. Pp. 163–184.
  4. Ходыко Ю. А. Процессы тепло- и массообмена при росте ансамблей наночастиц в микрокаплях растворов в реакторе пониженного давления: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Минск: ИТМО НАН Беларуси, 2014.
  5. Саверченко В. И. Физико-химические аспекты низкотемпературного синтеза наночастиц оксида никеля при интенсивном испарении микрокапель водных растворов: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Минск: ИТМО НАН Беларуси, 2015.
  6. Pavlyukevich N. V., Fisenko S. P., Khodyko Yu. A. Coalescence and Diffusion Growth of Nanoparticles in Closed Microvolume of Supersaturated Solution // Colloid Journal. 2010. Vol. 72. Pp. 825–829.
  7. Пенязьков О. Г., Саверченко В. И., Фисенко С. П. Особенности низкотемпературного синтеза наночастиц при испарении фемтолитровых капель раствора при пониженном давлении // ИФЖ. 2014. Т. 87, № 4. С. 772–777.
- 

УДК 535.35

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ НАГРЕВА И ОХЛАЖДЕНИЯ НАНОЧАСТИЦ ПРИ МНОГОИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ**

**А. С. Сметанников**

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

В последние годы активно исследуются нанокompозитные материалы, которые представляют из себя диэлектрическую среду (кварц, стекла, кремний) с внедренными в нее металлическими наночастицами. Эти материалы применяются для разработки оптоэлектронных устройств, новых изделий микроэлектроники, создания био- и химических сенсоров, используются в наномедицине и др. [1–4]. Свойства данных материалов с наночастицами (НЧ) существенным образом зависят от их структурных и морфологических характеристик. Поэтому важной задачей является нахождение возможностей управления этими характе-

ристиками. Эта задача может решаться как путем изменения условий создания материала, так и последующим внешним воздействием на уже сформированный материал. В частности, для модификации свойств материала можно использовать нагрев импульсным лазерным излучением (лазерный отжиг) [5–10].

В работе рассмотрена задача об импульсном лазерном воздействии на сферическую металлическую наночастицу в среде и ее теплообмена с окружающей средой. При этом учтено плавление НЧ на стадии нагрева и ее затвердевание при последующем охлаждении. Рассмотрено лазерное воздействие как одиночного импульса, так и нескольких (цуга) импульсов. При этом важными факторами становятся не только интенсивность и длительность лазерного воздействия, но также число импульсов и интервал времени  $\tau$  между импульсами (от окончания одного импульса до начала следующего).

В данной задаче существует ряд характерных времен для процессов нагрева и теплообмена металлической частицы с окружающей средой. Сделаем оценки этих времен на примере частицы серебра в кварце. Энергия лазерного импульса поглощается электронами в металлической частице и затем передается от электронного газа решетке. Процессы электрон-фононного взаимодействия имеют характерное время порядка 1 пс. Характерное время теплопередачи в сферической частице равно  $\tau_0 \sim r_0^2 / \chi_0$ , где  $\chi_0$  – коэффициент температуропроводности металла, например для  $r_0 = 30$  нм и  $\chi_0 = 1.74$  см<sup>2</sup>/с (серебро)  $\tau_0 \approx 5 \cdot 10^{-12}$  с, т. е. температура быстро выравнивается по частице. В связи с этим, можно приближенно считать температуру постоянной по объему частицы, поскольку из-за высокой теплопроводности металла различие температур в центре частицы и вблизи поверхности мало. Характерное время установления теплообмена между одиночной сферической частицей и окружающей средой и формирования квазистационарного распределения температуры в окружающей среде около частицы  $\tau_1 \sim r_0^2 / \chi_1$ , где  $\chi_1$  – коэффициент температуропроводности среды, например для  $r_0 = 30$  нм и  $\chi_1 \approx 6.8 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с (плавленный кварц)  $\tau_1 \approx 1.3 \cdot 10^{-9}$  с. Таким образом, если время лазерного воздействия  $t_p$  заметно превышает  $\tau_1$ , то в среде вблизи частицы формируется почти стационарное распределение температуры.

Поглощение энергии лазера в сферической наночастице и теплоперенос в частице и окружающей среде описывается уравнением теплопроводности:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 k \frac{\partial T}{\partial r} \right) + q, \quad (1)$$

где  $T$  – температура,  $r$  – радиус в сферической системе координат, совмещенной с центром наночастицы,  $t$  – время,  $c$ ,  $\rho$ ,  $k$  – теплоемкость, плотность и коэффициент теплопроводности (при этом эти параметры задаются для наночастицы при  $r \leq r_0$  и для окружающей среды при  $r > r_0$ ). В уравнении (8)  $q$  – плотность мощности источников тепла:

$$q = \begin{cases} I_0 K_{abs} \pi r_0^2 / V_0 = 3 I_0 K_{abs} / 4 r_0, & r < r_0; \\ 0, & r > r_0; \end{cases} \quad (2)$$

где  $I_0$  – интенсивность лазерного излучения,  $K_{abs}$  – фактор эффективности поглощения излучения с длиной волны  $\lambda$  сферической частицей (равный отношению сечения поглощения к площади поперечного сечения частицы  $S_0 = \pi r_0^2$ ),  $V_0 = 4/3 \pi r_0^3$  – объем частицы.

Начальные и граничные условия заданы в виде

$$T(r, t = 0) = T_\infty, \quad T(r_1, t) = T_\infty, \quad dT / dr \Big|_{r=0} = 0. \quad (3)$$

Отметим, что внешняя граница расчетной области  $r_1$  расположена на расстоянии, заметно превышающем размер частицы  $r_1 \gg r_0$ . Для численного решения уравнение (1) с условиями (3) аппроксимируется неявными конечно-разностными уравнениями, для решения которых используется метод прогонки [11, 12].

Для учета процесса плавления уравнение (1) несколько изменяется [12]:

$$\rho[c + L\delta(T - T_m)] \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 k \frac{\partial T}{\partial r} \right) + q, \quad (4)$$

где  $T_m$ ,  $L$  – температура и теплота плавления материала наночастицы,  $\delta(T - T_m)$  – дельта-функция Дирака. Учет теплоты фазового перехода эквивалентен заданию некой эффективной теплоемкости  $c_{eff} = c + L\delta(T - T_m)$ . Поскольку численная методика позволяет решать уравнение теплопроводности с произвольными параметрами, то учет процесса плавления ничего принципиально не меняет в методике решения, нужно лишь сделать численную аппроксимацию дельта-функции. Для этого функцию  $\delta(u)$  заменяют некоторой функцией  $\delta(u, \Delta)$ , которая отлична от нуля только внутри интервала сглаживания  $[-\Delta, \Delta]$  около температуры плавления  $u(T - T_m)$  [12]. Как показали численные эксперименты, решение слабо зависит от выбора той или иной аппроксимации для дельта-функции. Важным оказывается влияние параметра сглаживания  $\Delta$ , величину которого выбирают так, чтобы дополнительный вклад в эффективную теплоемкость вблизи фазового перехода (второй член в квадратных скобках) заметно превышал вклад первого члена. Для металлических частиц с температурой плавления порядка 1000 К этому отвечает интервал сглаживания  $\Delta = 1-5$  К. Кроме того, численный расчет следует вести с такими шагами по времени, чтобы удавалось отследить скачок теплоемкости вблизи температуры плавления.

Рассмотрим результаты расчета воздействия прямоугольного лазерного импульса длительностью  $t_p$  и плотностью мощности излучения  $I_0$  на сферическую наночастицу из серебра с радиусом  $r_0 = 25$  нм в плавленом кварце. Теплофизические свойства веществ задавались в следующем виде. Свойства серебра: плотность  $\rho_0 = 10.5$  г/см<sup>3</sup>,  $c_S = 0.235$  Дж/г/К,  $k_S = 4.3$  Вт/см/К – теплоемкость и теплопроводность в твердом состоянии,  $c_L = 0.31$  Дж/г/К,  $k_L = 1.6$  Вт/см/К – теплоемкость и теплопроводность в жидком состоянии, теплота плавления  $L_m = 88$  Дж/г, температура плавления  $T_m = 1235$  К. Свойства кварца: плотность  $\rho_1 = 2.65$  г/см<sup>3</sup>,  $c_1 = 0.78$  Дж/г/К,  $k_1 \approx 1.4 \cdot 10^{-2}$  Вт/см/К – теплоемкость и теплопроводность. Интенсивность лазерного излучения специально подбиралась таким образом, чтобы максимальная температура частицы не превышала 1700 К, т. е. была меньше температуры плавления кварца.

Для исследования влияния интервала времени  $\tau$  между импульсами на динамику нагрева и остывания частицы рассмотрим следующие варианты расчета: 1) одиночный импульс с  $t_p = 10$  нс,  $I_0 = 2.9$  ГВт/см<sup>2</sup>,  $\lambda = 1.064$  мкм; 2) два импульса с длительностью 5 нс и  $\tau = 0.1$  нс; 3) аналогично варианту 2 с  $\tau = 1$  нс; 4) аналогично варианту 2 с  $\tau = 2$  нс. На рис. 1 показано изменение температуры частицы во времени для этих вариантов расчета. После окончания лазерного импульса температура в центре частицы быстро снижается с характерным временем остывания  $\tau_1 \sim r_0^2 / \chi_1 \approx 1$  нс. Как видно из рис. 1, за время 2 нс после окончания импульса температура частицы снижается примерно от 1600 К до 500 К. Отметим, что максимум температуры по окончании второго импульса мало отличается от температуры, полученной в одиночном импульсе. Вместе с тем, снижение температуры между импульсами существенно зависит от интервала между импульсами.

Изменение динамики нагрева и остывания частицы в зависимости от числа импульсов рассмотрено на основе следующих вариантов воздействия: один импульс с длительностью  $t_p$ ; два импульса с длительностью  $t_p/2$ ; четыре импульса с длительностью  $t_p/4$  каждый. Лазерная

энергия во всех вариантах была одинакова. Параметры лазерного импульса задавались следующими:  $t_p = 10$  нс,  $I_0 = 2.9$  ГВт/см<sup>2</sup>. В этих вариантах расчета интервал между импульсами составлял  $\tau = 0.2t_p = 2$  нс. Результаты расчетов показаны на рис. 2.

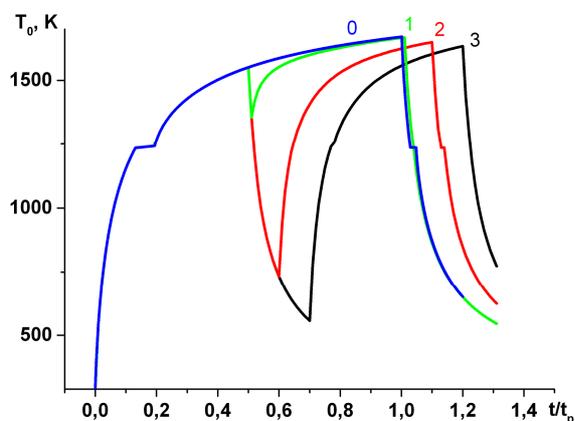


Рис. 1. Зависимость температуры в центре частицы от времени для различных интервалов  $\tau$  между импульсами: 0 – одиночный импульс, двойной импульс с  $\tau = 0.1$  нс (1),  $\tau = 1$  нс (2),  $\tau = 2$  нс (3)

Максимальная температура частицы при многоимпульсном воздействии оказывается немного ниже, чем при воздействии одиночного импульса (с той же энергией). Связано это с тем, мы не позволяем температуре частицы достичь ее максимального (квазистационарного) значения, ограничивая длительность импульса. Многоимпульсное воздействие позволяет отдавать полученную энергию в окружающую среду, не допуская нагрева частицы выше некоторой заданной температуры.

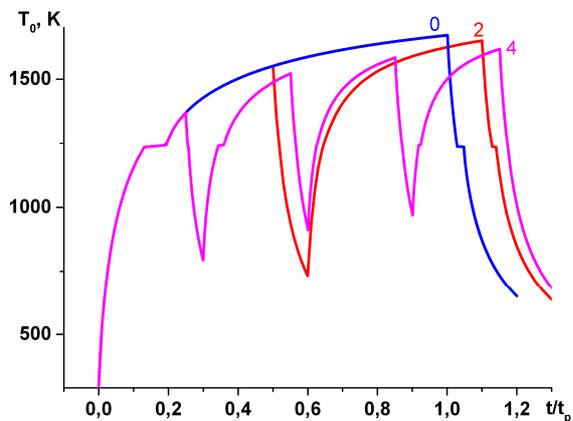


Рис. 2. Зависимость температуры в центре частицы от времени для различного числа импульсов: 0 – одиночный импульс, два импульса (2), четыре импульса (4).

Проведено моделирование воздействия многоимпульсного лазерного излучения на металлическую наночастицу в диэлектрической среде. В модели учитывается нагрев наночастицы за счет поглощения лазерного излучения, перераспределение энергии, осуществляемое теплопроводностью (как в самой частице, так и в окружающей среде) и остывание частицы по окончании действия лазерного излучения. Конкретно рассмотрено воздействие прямоугольных лазерных импульсов с длительностью  $\sim 10$  нс на частицы из серебра (радиусом 25 нм), помещенные в кварц. Сопоставлена динамика изменения температуры частицы при воздействии одиночного импульса и двух (или четырех импульсов) с той же энергией. Увеличение интервала между импульсами приводит к охлаждению наночастицы до более низкой температуры к началу следующего импульса. Многоимпульсный режим воздействия позволяет осуществить нагрев частицы не выше некоторой заданной температуры и постепенно отдавать полученную энергию в окружающую среду.

### Литература

1. Stepanov A. L., Popok V. N. Nanostructuring of silicate glass under low-energy Ag-ion implantation // Surf. Sci. 2004. Vol. 566. Pp. 1250–1254.
  2. Myroshnychenko V., Rodriguez-Fernandez J., Pastoriza-Santos I. et al. Modelling the optical response of gold nanoparticles // Chem. Soc. Rev. 2008. Vol. 37. Pp. 1792–1805.
  3. Rodrigo S. G. Optical Properties of Nanostructured Metallic Systems. Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2012. – 163 p.
  4. Daniel M. C., and Astruc D. Gold nanoparticles: assembly, supramolecular chemistry, quantum-size-related properties, and applications toward biology, catalysis, and nanotechnology // Chem. Rev. 2004. Vol. 104. Pp. 293–346.
  5. Степанов А. Л., Валеев В. Ф., Нуждин В. И. и др. Плавление наночастиц серебра в матрице стекла при лазерном отжиге // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34, вып. 23. С. 39–46.
  6. Liu F., Daun K. J., Snelling D. R., Smallwood G. J. Heat conduction from a spherical nanoparticle: status of modeling heat conduction in laser-induced incandescence // Appl. Phys. B. 2006. Vol. 83. Pp. 355.
  7. Степанов А. Л., Валеев В. Ф., Нуждин В. И. и др. Отжиг эксимерным лазером силикатного стекла с ионно-синтезированными наночастицами серебра // ЖТФ. 2009. Т. 79, вып. 10. С. 102–109.
  8. Baffou G., Quidant R. Thermo-plasmonics: using metallic nanostructures as nano-sources of heat // Laser Photonics Rev. 2013. Vol. 7, No. 2. Pp. 171–187.
  9. Pustovalov V. K. Theoretical study of heating of spherical nanoparticle in media by short laser pulses // Chem. Phys. 2005. Vol. 308, No. 1-2. Pp. 103–108.
  10. Pustovalov V. K., Smetannikov A. S., Zharov V. P. Photothermal and accompanied phenomena of selective nanophotothermolysis with gold nanoparticles and laser pulses // Laser Phys. Lett. 2008. Vol. 5. Pp. 775–792.
  11. Калиткин Н. Н. Численные методы. М.: Наука, 1978. – 512 с.
  12. Самарский А. А., Вабищевич П. Н. Вычислительная теплопередача. М.: Едиториал УРСС, 2003. – 784 с.
- 

УДК 616-006.6:615.838.2

## ПРОТИВООПУХОЛЕВЫЙ ЭФФЕКТ ЛОКАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ГИПЕРТЕРМИИ В ОТНОШЕНИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ОПУХОЛИ СО СНИЖЕННОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ К ЦИКЛОФОСФАНУ

Т. И. Терпинская<sup>1</sup>, Б. Э. Кашевский<sup>2</sup>, С. Б. Кашевский<sup>2</sup>, В. С. Улащик<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физиологии НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

<sup>2</sup>Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

Гипертермия является одним из традиционных методов, применяемых в онкологии. Преимуществом гипертермии является отсутствие вредных побочных эффектов, практически неизбежных при химиотерапии и лучевом лечении, а основной недостаток – неизбирательность теплового воздействия. Это диктует необходимость разработки методик, позволяющих добиться селективности действия гипертермии и осуществить локальный нагрев опухоли без повреждения окружающих органов. В разрабатываемом нами методе применяются ферромагнитные частицы, обеспечивающие достижение высоких локальных

температур при относительно низкочастотных магнитных полях с учетом допустимых для человека параметров (частоты и амплитуды) поля. Ранее в экспериментах на животных была продемонстрирована возможность разрушения методом локальной ферромагнитной гипертермии (ЛФГ) опухолевой ткани и торможения опухолевого роста [1, 2]. В представленной работе исследуется эффект ЛФГ *in vivo* в отношении опухоли, клетки которой до этого подверглись селективному давлению химиотерапии. Химиотерапия часто приводит к развитию лекарственной резистентности опухолей [3], что является одной из самых серьезных проблем при лечении онкозаболеваний. В этом случае гипертермия может рассматриваться как возможный способ усиления эффективности противоопухолевой терапии благодаря прямому цитотоксическому действию на опухолевые клетки и усилению противоопухолевого иммунитета [4]. Для химиотерапевтической обработки в данной работе использован широко применяющийся алкилирующий препарат циклофосфан (ЦФ).

Работы проводились на самках мышей весом 23–25 г, линии Af. Использовали перевиваемую мышиную опухоль – асцитную карциному Эрлиха (АКЭ), препараты циклофосфан производства РУП «Белмедпрепараты», золетил, Virbac S.A. (Франция), ферромагнитные частицы собственного синтеза. Процедуру ЛФГ проводили по методу, описанному ранее [1, 2]. Суспензию магнитных наночастиц (350 мг/мл) вводили одноразово шприцом интратуморально для обеспечения содержания частиц в опухоли от 70 до 200 мг/см<sup>3</sup> в зависимости от ее объема. Наркотизированное животное помещали в магнитное поле с частотой 3,7 кГц и амплитудой до 700 Э. Температура под нижним полюсом опухоли автоматически (по показаниям термомпары) выводилась на уровень 44,0 °С (±0.15 °С) и поддерживалась на этом уровне 20 мин. Одновременно регистрировалась температура в центре опухоли и вычислялась полная тепловая энергия, выделенная частицами во время гипертермии.

Оценивали чувствительность АКЭ к ЦФ. Мышам прививали внутрибрюшинно (в/б) АКЭ в дозе 20 млн клеток на мышшь. Через 5 сут после прививки животным вводили в/б циклофосфан (ЦФ) в дозе 100 или 200 мг/кг. Через 9 сут после прививки животных выводили из эксперимента, полностью забирали опухолевый асцит, измеряли его объем и подсчитывали концентрацию опухолевых клеток в асците. Рассчитывали общее количество жизнеспособных клеток на мышшь ( $n = 10$  в каждой серии). Проводили пять последовательных внутрибрюшинных перевивок опухоли, обрабатывая животных-опухоленосителей циклофосфаном. Опухоль прививали в дозе 20 млн клеток в/б, через 3–6 сут вводили мышам-опухоленосителям ЦФ в дозе 200 мг/кг или растворитель (воду для инъекций). Для каждой последующей перевивки брали клетки опухоли у мышей, подвергшихся воздействию ЦФ после предыдущей перевивки. Оценивали изменение чувствительности АКЭ к ЦФ после серии последовательных перевивок. Затем клетки исходного штамма АКЭ или субштамма, полученного после пяти последовательных внутрибрюшинных перевивок с ЦФ (АКЭР), прививали мышам под кожу левого бока в дозе 20 млн жизнеспособных клеток на животное. Через 18 сут после прививки клеток АКЭ или АКЭР животным-опухоленосителям вводили ЦФ в дозе 100 мг/кг внутрибрюшинно или растворитель (вода для инъекций) и оценивали чувствительность к ЦФ подкожной формы опухоли. Для исследования противоопухолевого эффекта ЛФГ через 25–30 сут после прививки АКЭ или АКЭР животных подвергали процедуре ЛФГ или вводили в опухоль ферромагнитные наночастицы без нагрева, животным двух экспериментальных групп (носителей АКЭ и АКЭР) частицы не вводили. В одной из экспериментальных групп животных – носителей подкожно привитой АКЭР подвергали обработке ЦФ (100 мг/кг) на 19-е сут после прививки, а через 7–8 сут после этого проводили процедуру ЛФГ. Контролировали динамику опухолевого роста и продолжительность жизни животных. Торможение опухолевого роста рассчитывали относительно среднего значения объема опухоли в контрольной группе на аналогичном этапе эксперимента. Наблюдение вели 260 сут после прививки опухоли.

Получены следующие результаты. Циклофосфан дозозависимо подавлял рост асцитной формы опухоли. При введении в дозе 100 мг/кг ЦФ снижал количество опухолевых клеток на мышь в 1,6 раза, а при введении в дозе 200 мг/кг – в 3 раза. После пяти последовательных внутрибрюшинных перевивок при воздействии ЦФ в дозе 200 мг/кг наблюдалось снижение чувствительности опухолевых клеток к препарату – в исходном штамме подавление роста опухоли составляло 67%, а спустя пять последовательных перевивок с ЦФ – 46%. При подкожном росте АКЭР также проявлял сниженную чувствительность к ЦФ. Обработка мышей-опухоленосителей ЦФ в дозе 100 мг/кг приводила к торможению опухолевого роста и снижению медианы опухолевого объема на 90–92% у животных – носителей исходного штамма АКЭ. Выживаемость носителей исходного штамма при воздействии 100 мг/кг ЦФ существенно увеличилась, у 25% животных (3/12) опухоль полностью регрессировала, медиана продолжительности жизни остальных увеличилась на 107%, с 68 до 141 сут ( $p < 0,05$ ). У носителей АКЭР при воздействии ЦФ медиана опухолевого объема снижалась на 58–63%, медиана продолжительности жизни увеличилась только на 14% по сравнению с нелеченым контролем, опухоль регрессировала у одного животного из 14 (7%) (табл. 1).

Наблюдалась разница в динамике роста исходного АКЭ и субштамма АКЭР. В период наблюдения медиана опухолевого объема у мышей – носителей АКЭР, не получивших никаких воздействий, превышала аналогичный показатель у животных – носителей исходного штамма в 1,4–2,2 раза. Все животные – носители как АКЭ, так и АКЭР, не подвергнутые лечебным воздействиям, погибли вследствие прогрессивного роста опухоли. Медиана продолжительности жизни носителей АКЭР уменьшилась на 18% по сравнению с этим показателем у носителей исходного, чувствительного к ЦФ штамма (56 против 68 суток,  $p < 0,05$ ). Таким образом, субштамм АКЭР не только проявлял резистентность к ЦФ, но также обладал большей злокачественностью, обеспечивая более быстрый рост опухоли, чем исходный штамм АКЭ (табл. 1).

Таблица 1

Влияние ЦФ и локальной ферромагнитной гипертермии (ЛФГ) на рост АКЭ и АКЭ(ЦФ)

Номер серии	Серия опыта	Количество проанализированных животных, <i>n</i>	Доля регрессировавших опухолей, %	Продолжительность жизни, сут: Ме (25–75 процентиля), % относительно соответствующего контроля
1	АКЭР + ЦФ 100 мг/кг ++ ЛФГ 44,0 °С, 20 мин	9	78*	130,5 (124,3–136,8)**, 223% (по отношению к серии 4)
2	АКЭР + ЦФ 100 мг/к	14	7*	64,0 (63, 0–81,0)**, 114% (по отношению к серии 4)
3	АКЭР + ЛФГ 44,0 °С, 20 мин	11	36*	140,0 (106,0–152,0)**, 250% (по отношению к серии 4)
4	АКЭР	15	0	56,0 (50,5–63,0)** 82% (по отношению к серии 7)
5	АКЭ + ЛФГ 44 °С, 20 мин	7	57*	59,0 (57,5–90,0)** 87% (по отношению к серии 7)
6	АКЭ + ЦФ 100 мг/кг	12	25*	141,0 (130,0–206,0)** 207% (по отношению к серии 7)
7	АКЭ ( контроль)	16	0	68,0 (64,0–77,3) 100%

\*  $p < 0,05$  по выживаемости согласно критерию Кокса (для серий 1–3 относительно серии 4, для серий 4–6 – относительно серии 7);

\*\* $p < 0,05$  по продолжительности жизни согласно критерию Манна–Уитни (для серий 1–3 относительно серии 4, для серий 4–6 – относительно серии 7).

Введение ферромагнитных частиц в опухоль без нагрева не привело к значимым изменениям в динамике роста опухоли и выживаемости опухоленосителей, а также существенно не повлияло на противоопухолевый эффект ЦФ. У подвергшихся ЛФГ мышечных носителей исходного штамма КЭ в режиме 44 °С в течение 20 мин медиана объема опухоли постепенно снижалась и через 18 сут после процедуры составляла 8% по отношению к нелеченому контролю. Процедура ЛФГ способствовала полному регрессу АКЭ у 57% животных (4 из 7) и увеличению продолжительности жизни остальных в 2,1 раза ( $p < 0,05$  по выживаемости и продолжительности жизни) (табл. 1).

У носителей АКЭР после ЛФГ также наблюдалось снижение объема опухоли (рис. 1), медиана опухолевого объема через 18 сут после процедуры составляла 2% от серии нелеченых носителей АКЭР. ЛФГ привела к регрессии опухоли у 36% (4 из 11) животных и увеличению продолжительности жизни в 2,5 раза ( $p < 0,05$  по выживаемости и продолжительности жизни) по сравнению с мышцами-носителями АКЭР, не подвергшимися процедуре ЛФГ.

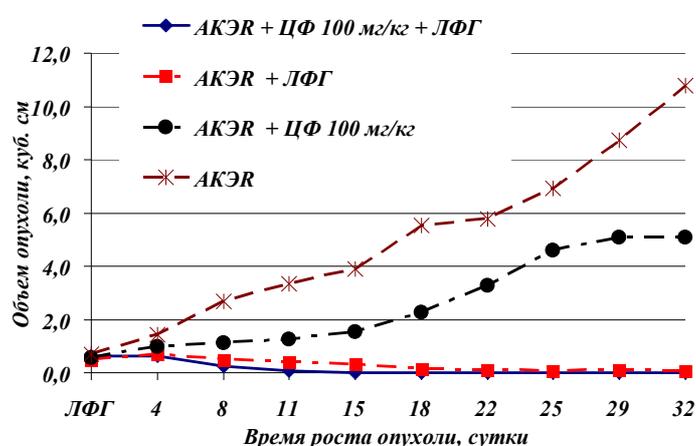


Рис. 1. Влияние локальной ферромагнитной гипертермии на динамику роста субштамма АКЭР, медианы объема опухолей

После ЛФГ у носителей АКЭ регресс опухолей наблюдали в 1,6 раза чаще, чем у носителей АКЭР, и хотя при сравнении этих серий статистическая значимость по показателям процента полных регрессов опухоли и выживаемости не достигнута, имеющаяся тенденция может свидетельствовать о наличии некоторых общих механизмов резистентности к гипертермии и лекарственным препаратам. Можно предполагать, что в общие защитные реакции вовлечены антиоксидантные ферменты, белки теплового шока, альдегид-дегидрогеназы.

В работе [5] было показано, что введение ЦФ мышцам-носителям АКЭ за 7–8 сут до ЛФГ значительно увеличивает противоопухолевый эффект процедуры. Исходя из того, что торможение опухолевого роста циклофосфаном может быть обусловлено не только прямым действием препарата и его активных метаболитов на опухолевые клетки, но также иммуномодулирующим и антиангиогенным эффектом, в настоящей работе было исследовано влияние комбинированного применения ЦФ и ЛФГ в отношении АКЭР. Комбинированное воздействие ЦФ и ЛФГ привело к торможению роста опухоли – медиана объема опухоли составляла 0,2% по отношению к нелеченому контролю и 4% по отношению к серии, где носители АКЭР были подвергнуты только ЛФГ (рис. 1, табл. 1). Зарегистрировано увеличение случаев полного регресса АКЭР до 78% (7 из 9 животных), что в 2,1 раза больше, чем после с процедуры ЛФГ, не комбинированной с ЦФ. Медиана продолжительности жизни мышечных с продолжившимся ростом опухолей в этой серии также увеличилась в 2,3 раза ( $p < 0,05$  по выживаемости и продолжительности жизни).

Представленные данные показывают, что однократная процедура локального нагрева до 44 °С в течение 20 мин позволяет добиться полного регресса опухолей или увеличения

продолжительности жизни носителей как чувствительного к химиотерапии опухолевого штамма, так и субштамма этой опухоли с повышенной резистентностью к противоопухолевому препарату циклофосфану. Несмотря на снижение чувствительности опухолевых клеток к циклофосфану, обработка животных-опухоленосителей этим препаратом за 7 сут до процедуры ЛФГ усиливала её противоопухолевый эффект, что вероятно, объясняется главным образом иммуномодулирующим и антиангиогенным эффектом циклофосфана.

### **Литература**

1. Терпинская Т. И., Кашевский Б. Э., Кашевский С. Б., Манина Е. Ю., Улащик В. С. Противоопухолевый эффект различных температурно-временных режимов локальной ферромагнитной гипертермии // *Здравоохранение*. 2014. № 1. С. 9–16.
  2. Kashevsky B. E., Kashevsky S. B., Korenkov V. S., Istomin Yu. P., Terpinskaya T. I., Ulashchik V. S. Magnetic hyperthermia with hard-magnetic nanoparticles // *JMMM*. 2015. Vol. 380. Pp. 335–340.
  3. Rebucci M., Michiels C. Molecular aspects of cancer cell resistance to chemotherapy // *Biochemical Pharmacology*. 2013. Vol. 85. Pp. 1219–1226.
  4. Ito A., Shinkai M., Honda H., Kobayashi, T. Medical application of functionalized magnetic nanoparticles // *J. of Bioscience and Bioengineerin*. 2005. No. 1. Pp. 1–11.
  5. Терпинская Т. И., Кашевский Б. Э., Кашевский С. Б., Манина Е. Ю., Улащик В. С. Противоопухолевый эффект локальной магнитной гипертермии и циклофосфана при карциноме Эрлиха // *Докл. НАН Беларуси*. 2013. Т. 57, № 3. С. 106–110.
- 

УДК 621.384.3

## **ТЕПЛОБМЕН И ТРАНСПОРТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ИСПАРИТЕЛЬНО-КОНДЕНСАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ НА ОСНОВЕ МЕЗОПОРИСТЫХ СТРУКТУР**

**С. А. Филатов, О. С. Филатова, М. Н. Долгих**

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

Изучение процессов теплообмена в мезоскопических пористых системах со свободной границей испарения представляет значительный практический интерес вследствие распространенности этих процессов в системах охлаждения микроэлектронных устройств и систем. В общем случае рассматриваемые испарительно-конденсационные системы представляют собой герметичную емкость, во внутренней полости которой по мезопористой структуре под действием сил поверхностного натяжения движется жидкий теплоноситель. На ограниченном участке внешней поверхности системы действует тепловой поток заданной интенсивности, вследствие чего в области тепловыделения температура повышается до значения, при котором начинается испарение теплоносителя. При этом происходит поглощение тепла, затрачиваемого на фазовый переход жидкого теплоносителя в пар, который движется от поверхности фазового перехода к более холодной части системы, где происходит конденсация паров теплоносителя с выделением тепла. Жидкий теплоноситель заполняет в зоне конденсации мезоскопическую пористую структуру и под действием сил поверхностного натяжения жидкий теплоноситель возвращается в зону испарения. Наличие мезоскопической пористой структуры или, в частном случае, наноструктурированной структуры в сочетании с высокой плотностью теплового потока приводит к формированию

специфического режима кипения с образованием паровой фазы близким к режимам стандартного пузырькового кипения, в котором определяющую роль имеют теплообменные процессы на границах раздела фаз: твердое тело–пар (газ), твердое тело–жидкость и на трехфазных границах твердое тело–жидкость–пар, в том числе процессы тепломассообмена между фазами и внутри фаз, в которых значительную роль играют формирующиеся «мостики» жидкости между монодисперсными мезоскопическими частицами (рис. 1).

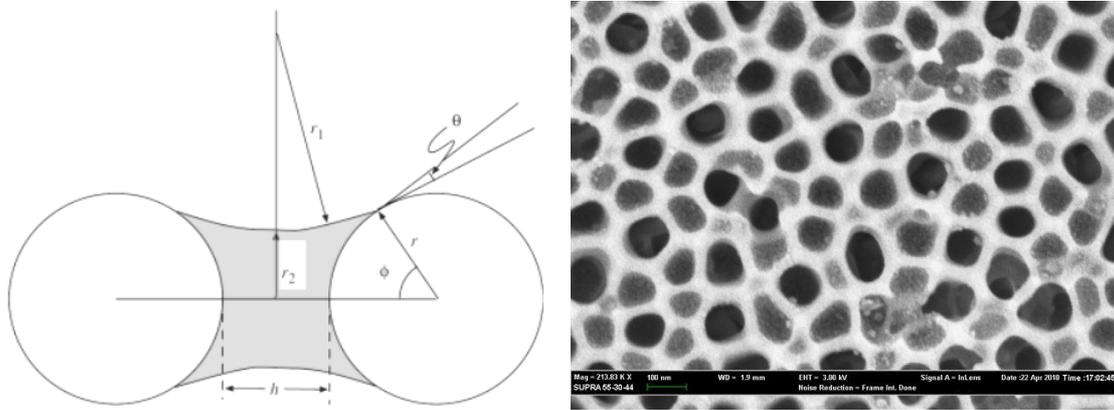


Рис. 1. Формирование «мостиков» жидкости в мезоскопических пористых средах и характерная мезоскопическая структура в экспериментальном образце на основе  $\text{SnO}_2$

В такой системе, если имеет место массовый поток пара  $m_j$ , направленный от поверхности испарения, и при этом поток тепла  $T_j$  может быть направлен как от жидкости к газу, так и от газа в жидкость. Поскольку испарение является фазовым переходом первого рода, то на испарение затрачивается теплота, равная  $q = Lj$ , где  $L$  – удельная теплота фазового перехода (теплота испарения),  $m_j$  – поток массы от поверхности. В условиях динамического равновесия выполняется соотношение  $\alpha(T_g - T_{\min}) = L\beta(P_s - P_{so})$ , где  $T_g$  – температура пара,  $T_{\min}$  – минимальная температура жидкости,  $P_s$  – давление насыщения на поверхности фаз. Тепловой поток на поверхности мезоскопической пористой системы можно вычислить, исходя из соотношения

$$q_s = \alpha(T_g - T_s) = Lj_m \left\{ \begin{array}{l} +j_m C_l (T_s - T_l') + q_- \\ -j_m C_l (T_s - T_l'') - q_- \end{array} \right\},$$

где  $q_l = -\lambda_l (\partial T_l / \partial z)_s = j_m C_l (T_l'' - T_l') + q_-$  – теплота на повышение температуры испаряющейся жидкости и на тепловые потери  $q_-$  в окружающей среде [1]. При численном моделировании задачи теплообмена в мезопористой структуре учитывается пространственное распределение подводимого теплового потока и начальное распределение температуры по оболочке (корпусу) теплообменной системы. При этом предполагается, что процессы тепломассопереноса стационарны, движение конденсата описывается законом Дарси, а движение пара описывается в рамках модели Прандтля для пограничного слоя. При моделировании теплообмена в среде QuickField также предполагается, что коэффициенты переноса (теплопроводности, вязкости) не зависят от температуры.

Такие предположения соответствуют классической математической модели тепломассопереноса в низкотемпературных тепловых трубах [2–6] и позволяют учесть основные особенности тепломассопереноса в мезопористой структуре, жидкой и паровой фазах тепловой трубы. При этом для верификации модели достаточно эмпирических постоянных, которые могут быть определены экспериментально. Описанные подходы были использованы при моделировании теплообмена в перспективных образцах ультратонких (толщиной

1–3 мм) теплообменных устройств для обеспечения тепловых режимов электронной аппаратуры (рис. 2, 3).

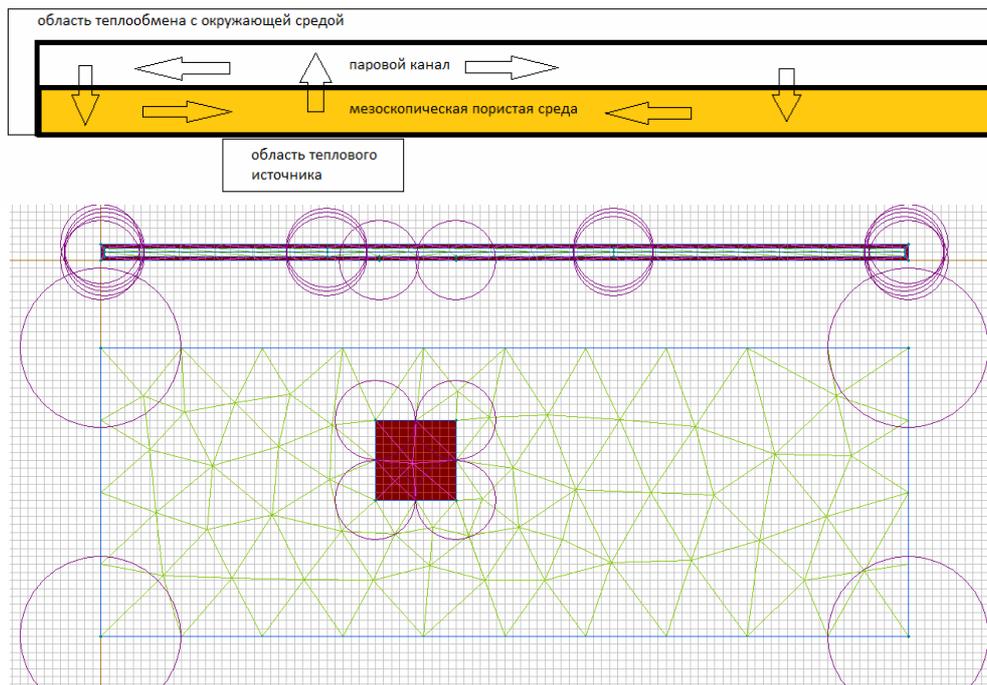


Рис. 2. Классическая структура ультратонкого теплообменного устройства (паровой камеры) и расчетная сетка при численном моделировании в QuickField 6.1

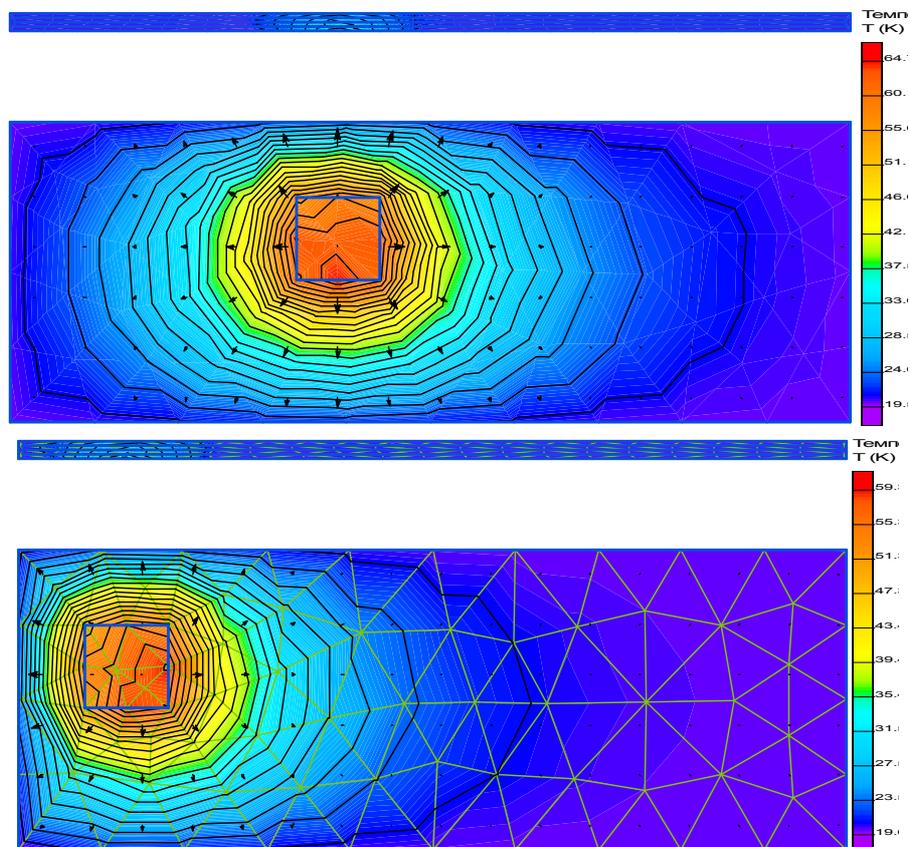


Рис. 3. Характерное распределение температурного поля по поверхности ультратонкого теплообменного устройства (паровая камера размером 100x40x0.8 мм) при различном положении нагревателя квадратной формы ( $q = 15$  Вт)

На основе анализа результатов численного моделирования в среде QuickField 6.1 были определены оптимальные характеристики мезопористых структур, сочетающие высокую теплопроводность, необходимый диаметр и направленность капилляров в мезопористой структуре. Экспериментальные образцы таких структур были изготовлены методом электрохимического окисления покрытий из титана, сформированных магнетронным напылением (рис. 4).

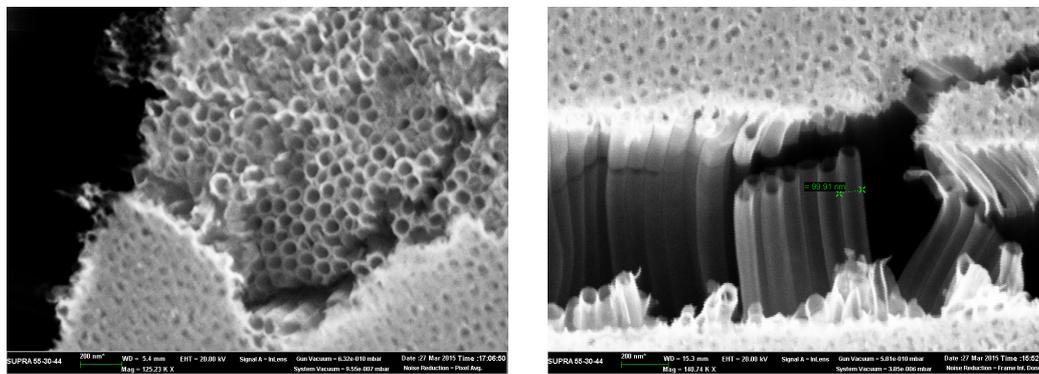


Рис. 4. Характерные мезоскопические пористые структуры на основе упорядоченных нанотрубок из диоксида титана  $\text{TiO}_2$  оптимизированные для работы в испарительной зоне испарительно-конденсационной системы

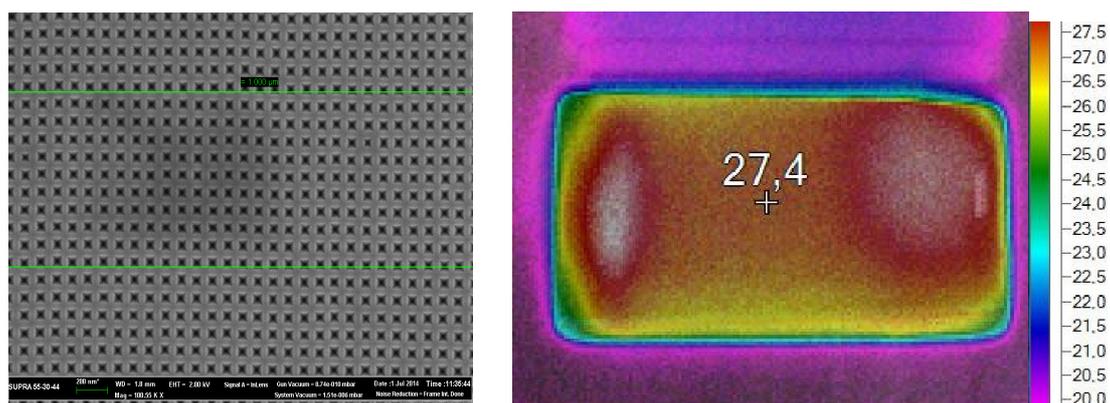


Рис. 5. Характерные мезоскопические наноструктурированные структуры кремния для транспортной зоны и тестовая структура для исследования теплообмена в мезопористых структурах испарительно-конденсационной системы

Результаты экспериментального исследования с использованием тепловизора Fluke Ti25 (рис. 5) подтвердили близость расчетных и экспериментальных характеристик эффективного термического сопротивления разработанных образцов мезоскопических пористых структур и возможность их применения в испарительно-конденсационных теплообменных системах.

### Литература

1. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача. М.: Энергоиздат, 1981. – 416 с.
2. Васильев Л. Л. Низкотемпературные трубы и пористые теплообменники. Минск, 1977.
3. Воронин В. Г., Ревякин А. В., Сасин В. Я. Низкотемпературные тепловые трубы для летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1976.
4. Дульнов Г. Н., Парфенов В. Г. Применение ЭВМ для решения задач теплообмена. М.: Высшая школа, 1990.

5. Левитан М. М., Перельман Т. Л. Основы теории и расчета тепловых труб // ЖТФ. 1974. Т. 44, № 8. С. 1569–1581.

6. Семена М. Г., Косторнов А. Г., Гершуни А. Н. и др. Исследование теплофизических характеристик низкотемпературных тепловых труб с металловолоконистыми фитилями // ИФЖ. 1976. Т. 31, № 3. С. 449–455.

---

УДК 621.384.3

## **ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПОСЛОЙНОМ ФОРМИРОВАНИИ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ СТРУКТУР НА 3D ПРИНТЕРАХ**

**С. А. Филатов, С. А. Чижик, Е. В. Батырев, О. С. Филатова,  
М. Н. Долгих, Е. А. Ильин**

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

В настоящее время технология послойного формирования (3D печати) методом послойного наплавления (так называемая FDM или FFF технология) является одним из наиболее быстро развивающихся направлений аддитивных методов производства, благодаря таким преимуществам, как относительная простота конструкции принтеров и доступность расходных материалов. Как правило, для послойного формирования полимерных композиционных материалов (ПКМ) используются в качестве матрицы термопластичные полимеры, такие как полилактид (PLA), акрилонитрилбутадиенстирол (ABS), поливиниловый спирт (PVA), нейлон, поликарбонат, полиэтилен высокой плотности (HDPE), полипропилен, поликапролактон, полифенилсульфон, полиметилметакрилат, полистирол (HIPS). Для формирования ПКМ в полимерную матрицу вводят наполнители, которые позволяют получить композиционный материал, при этом введение наполнителя возможно как в виде новой фазы, так и в форме термодинамически совмещенной фазы, не изменяющей фазовую структуру полимерной матрицы. Изменяя в процессе послойного формирования соотношение матрицы и наполнителя, ориентацию наполнителя, можно обеспечить создание материала с требуемым набором свойств. Несмотря на широкое распространение в практике аддитивного производства микро- и мезофазных наполнителей из органических и неорганических материалов, наибольший интерес представляют новые ПКМ на основе непрерывных армирующих волокон, наполнителей с высоким модулем упругости и материалов на основе эпоксидных смол и препрегов расплавленного и порошкового типа. Формирование изделий из этих материалов позволяет достигнуть требуемых характеристик в таких отраслях, как авиационная и космическая техника, машиностроение и электроника, в том числе за счет функциональной интеграции и сокращения издержек при производстве, а также за счет оптимизации тепловых режимов в процессе послойного синтеза полимерных композиционных материалов.

Точность моделирования тепловых процессов синтеза изделия на основе ПКМ во многом определяет возможность создания изделия с заданным пространственным распределением физико-химических параметров по объему создаваемого изделия. Эта задача может быть решена с учетом характеристик применяемых материалов, их структуры, характеристик технологического процесса и рабочей среды для создания оптимальной математической модели температурного поля в процессе формирования слоев при воздействии движущегося локального источника тепла (экструдера с прямым или косвенным нагревом

или лазерного излучения) для определения расчетных значений создаваемого композитного изделия на этапе создания цифровой модели этого изделия (CAD процесс), оптимизации модели на основе компьютерного моделирования (CAE процесс), подготовки модели для создания объекта (CAM процесс), и собственно создания изделия по выбранной технологии на технологическом оборудовании.

При создании физико-химической модели процесса послойного синтеза ПКМ предполагалось, что синтезируемый трехмерный объект состоит из сравнительно пластичного матричного материала полимерной матрицы и наполнителя из более термостойких компонентов, причем свойства ПКМ зависят от свойств матрицы, наполнителей, прочности связи между ними, способа ввода наполнителей в матрицу [1, 2], а процесс синтеза описывается последовательным перемещением источника тепла переменной мощности по поверхности двухфазного материала с неоднородными физическими свойствами

$$\lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + q = \rho c \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (1)$$

с начальными условиями

$$T(x, y, z, 0) = T_0 \quad (2)$$

и граничными условиями

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \varepsilon_0 \sigma (T^4 - T_e^4) + h(T - T_e), \quad (3)$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0. \quad (4)$$

В процессе перемещения источника  $Q(x, y, t)$  происходит нагрев верхнего слоя материала от исходной температуры  $T(x, y, z)$  до температуры  $T_p(x, y, 0)$  с перераспределением поглощенной и перешедшей в тепло энергии теплового (лазерного) источника, причем часть тепла отводится внутрь материала за счет теплопроводности, а также расходуется при достижении на границе температуры плавления полимерной матрицы на образование прослойки жидкого полимера, его частичного испарения, и нагрева этой прослойки до температуры  $T_{кр}(x, y, 0)$  [3, 4]. В общем случае мощность теплового источника на поверхности  $q(x, y, t)$  может быть аппроксимирована в виде гауссового распределения, как в случае использования экструзионного метода (FDM), так и в случае использования лазерного источника для плавления полимерной матрицы или полимерного порошка в зоне синтеза (рис. 1).

Для численного моделирования задачи с подвижным источником тепла в программах математического моделирования MATLAB и QuickField плотность теплового источника внутри эллиптической зоны расплава может быть описана уравнением [5]:

$$q(x, y, z, t) = \frac{6\sqrt{3}f_r Q}{abc\pi\sqrt{\pi}} e^{-\frac{3x^2}{a^2}} e^{-\frac{3y^2}{b^2}} e^{-\frac{3[z+v(r-t)]^2}{c^2}}. \quad (5)$$

Плотность теплового источника вблизи эллиптической зоны расплава может быть описана уравнением

$$q(x, y, z, t) = \frac{6\sqrt{3}f_r Q}{abc\pi\sqrt{\pi}} e^{-\frac{3x^2}{a^2}} e^{-\frac{3y^2}{b^2}} e^{-\frac{3[z+v(r-t)]^2}{c^2}}. \quad (6)$$

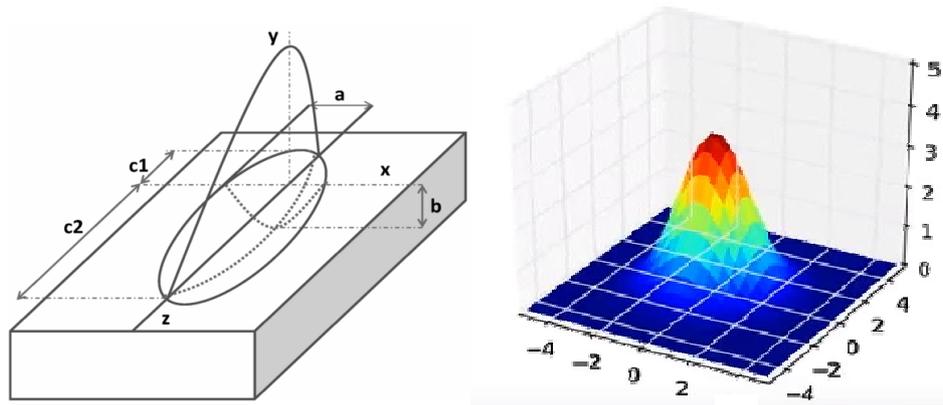


Рис. 1. Геометрия зоны теплового воздействия движущегося источника тепла и его цифровая модель (MATLAB, отн. ед.)

Аналитическое решение (1) с учетом (5), (6) не позволяет учесть влияние армирующих наполнителей в составе ПКМ, а также анизотропность физических свойств ПКМ [6–8], формируемых с помощью непрерывных волокон, которые применяются в перспективных установках послойного синтеза, таких как Mark Two (MarkForged), использующих непрерывное углеродное армирующее волокно, вводимое вместе с полимером в экструдер устройства. Это обеспечивает возможность укладки волокон под заданным углом, что позволяет не только локально варьировать объемную долю волокна, но и формировать переплетение волокон (рис. 2, 3).

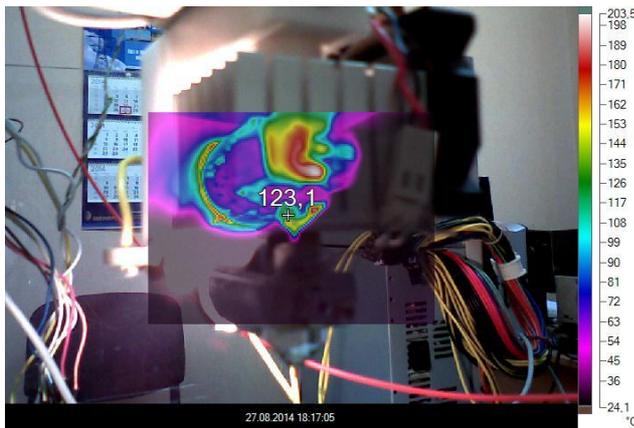


Рис. 2. Экспериментальное исследование процесса синтеза ПКМ с помощью тепловизора Fluke Ti25

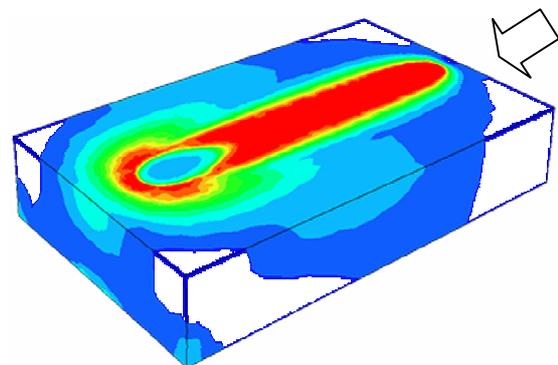


Рис. 3. Численное моделирование процесса послойного формирования ПКМ в QuickField

Анализ результатов экспериментов по синтезу изделий из ПКМ из PLA, ABS, и нейлона и результаты численного моделирования с использованием MATLAB и QuickField позволили установить зависимости между основными параметрами FDM процесса и характеристиками ПКМ, определить степень влияния параметров процесса (скорости движения, температуры экструдера, количества наполнителя) на свойства ПКМ. Подтверждено, в частности, что механические свойства формируемого ПКМ определяются соотношением свойств армирующих элементов и матрицы, а также от взаимной ориентации длинномерных составляющих наполнителя в различных слоях изделия. Анализируя основные тенденции аддитивных технологий для создания изделий из ПКМ, можно утверждать, что их применение позволяет в полной мере реализовать принципы создания материалов нового поколения. Сформированные с использованием аддитивных технологий изделия из ПКМ имеют повышенную износостойкость и удельную и усталостную прочность, облегченную структуру. Путем выбора оптимального состава и соотношения полимерной

матрицы и упрочняющей фазы, а также их взаимной ориентации упрочняющей фазы в различных слоях можно получить композиционные материалы с требуемым сочетанием эксплуатационных свойств.

### **Обозначения**

$T = T(x, y, z)$  – температура,  $\rho = \rho(x, y, z)$  – плотность,  $\lambda = \lambda(x, y, z)$  – теплопроводность,  $c = c(x, y, z)$  – теплоемкость ПКМ,  $t$  – время.  $x, y, z$  – координаты источника,  $a, b, c_1, c_2$  – параметры, описывающие геометрию зоны расплава,  $v$  – скорость перемещения источника,  $\tau, f_0, f$  – параметры источника (экструдера).

### **Литература**

1. Адамсон А. Физическая химия поверхностей. М.: Мир, 1979. – 568 с.
  2. Бартенев Г. М., Френкель С. Я. Физика полимеров. Л.: Химия, 1990. – 432 с.
  3. Вальтер А. В. Послойный синтез армированных объемных изделий // Горное машиностроение: Сб. матер. Отдельный выпуск Горного информационно-аналитического бюллетеня (научно-технического журнала). 2011. № 2. С. 222– 229.
  4. Делоне Н. Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом: Курс лекций. М.: Наука, 1980. – 280 с.
  5. Goldak J., Chakravarti A., Bibby M. A new finite-element model for welding heat-sources // Metall. Trans. B. 1984. Vol. 15. Pp. 299–305.
  6. Дульнев Г. Н., Новиков В. В. Процессы переноса в неоднородных средах. Л.: Энергоатомиздат, 1991. – 248 с.
  7. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Интеллект, 2008. – 502 с.
  8. Зарубин В. С. Математическое моделирование в технике М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2003. – 496 с.
- 

УДК 536.248.2:533.72

## **ИССЛЕДОВАНИЕ КОНДЕНСАЦИИ – ИСПАРЕНИЯ НА СФЕРИЧЕСКИХ КАПЛЯХ НАНО- И МИКРОРАЗМЕРОВ**

**И. Н. Шишкова, А. К. Ястребов**

*Национальный исследовательский университет «Московский энергетический институт», г. Москва, Россия*

Важность и актуальность исследований процессов конденсации – испарения капель отмечается многими исследователями. Например, авторы [1] получили решение данной задачи для диффузионного режима испарения, когда размер капли существенно больше длины свободного пробега молекул газовой фазы. В этой работе отмечено, что решение задачи об испарении одиночной капли при известных параметрах внешней среды в общем случае связано с рядом трудностей. Авторы [1] используют подход, учитывающий разности давления пара вблизи поверхности капли и давления насыщения при температуре этой поверхности, что связано с неравновесностью процессов переноса на границе раздела фаз. При этом в качестве неравновесного граничного условия на поверхности капли использовалась формула Герца – Кнудсена. Аналогичный метод использовался также при выводе

интерполяционной формулы Фукса для скорости роста капли в пересыщенном паре (например, [2]), которая в диффузионном режиме переходит в формулу Максвелла, а в свободномолекулярном – в формулу Герца – Кнудсена. Важно отметить, что пренебрежение столкновениями молекул в тонком приповерхностном слое не всегда оправдано. В статье [3] было показано, что при конденсации пара из полубесконечного пространства на плоской поверхности формула Герца – Кнудсена дает заниженное значение плотности потока массы.

Цель настоящей работы – расчетное исследование конденсации на поверхностях сферических капель при различных режимах их роста с помощью решения кинетического уравнения Больцмана. Сравнение полученных результатов с известными стационарными соотношениями для конденсации в неравновесных условиях позволит уточнить пределы их применимости.

Кинетическое уравнение Больцмана в сферических координатах может быть записано следующим образом [4–6]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi_r \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{\xi_{\perp}^2}{r} \frac{\partial f}{\partial \xi_r} - \frac{\xi_r \xi_{\perp}}{r} \frac{\partial f}{\partial \xi_{\perp}} = J, \quad (1)$$

где  $\xi_{\perp} = \sqrt{\xi_{\varphi}^2 + \xi_{\theta}^2}$ ,  $\xi_r, \xi_{\varphi}, \xi_{\theta}$  – компоненты вектора скорости в сферической системе координат.

Схема задачи показана на рис. 1. Имеются две сферы с общим центром. Радиус внутренней сферы  $R_1$  варьируется в широких пределах. Радиус внешней сферы  $R_2$  выбирается в каждой задаче таким образом, чтобы параметры пара, окружающего каплю, можно было считать невозмущенными. На поверхности внутренней сферы происходят испарение и конденсация. Внешняя сфера представляет собой границу расчетной области с соответствующими граничными условиями.  $T_1$  и  $T_2$  – температуры внутренней и внешней поверхностей;  $n_1$  и  $n_2$  – числовые плотности молекул, определяемые по линии насыщения при заданных температурах.

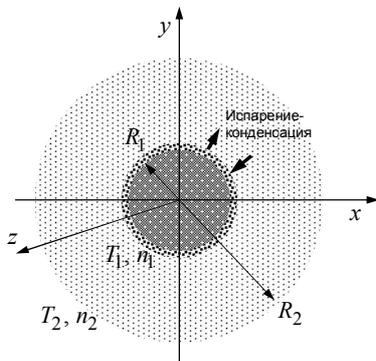


Рис. 1. Схема решения сферической задачи

Решение уравнения (1) проводится с помощью известного метода характеристик, подробно изложенного в [6].

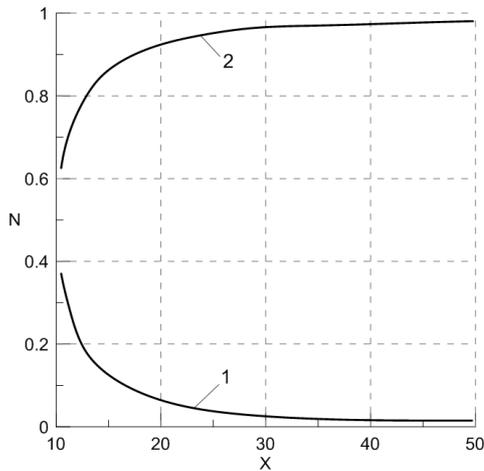
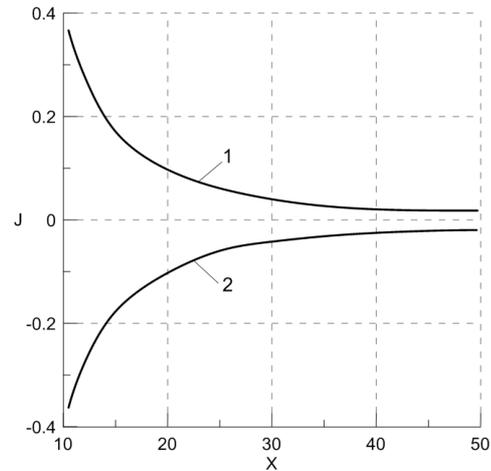
В качестве тестовых были рассмотрены две задачи.

1. Испарение в вакуум с поверхности малой сферы. Предполагается, что безразмерные плотность и температура испаряющихся частиц равны единице.

2. Конденсация пара на внутренней сфере из окружающего пространства с единичной плотностью и единичной температурой.

Результаты расчетов представлены на рис. 2 и 3. Рис. 2 показывает зависимость числовой плотности от  $x$ : линия 1 – испарение в вакуум, 2 – конденсация из заполненного пространства. Рис. 3 иллюстрирует соответствующие плотности потоков массы. Знак «минус»

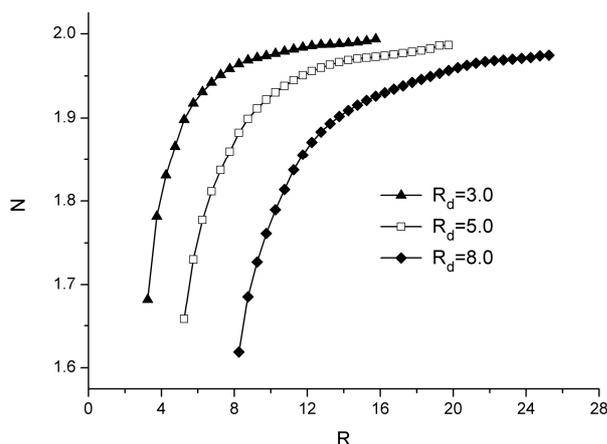
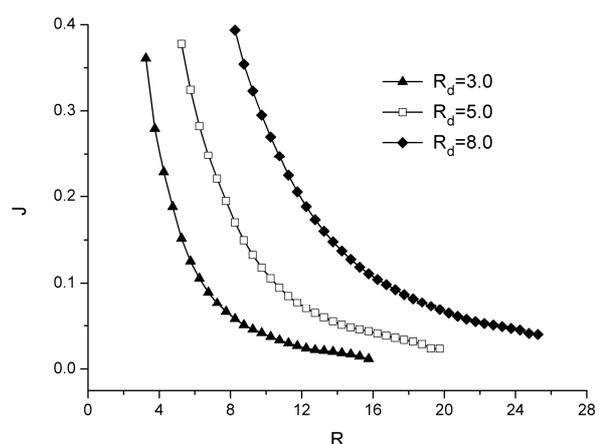
для  $j$  показывает, что пар движется в отрицательном направлении от поверхности внешней сферы к внутренней. Безразмерная координата  $x$  на всех рисунках дана в длинах свободного пробега  $\lambda_v$ . Задача является сферически симметричной, и переменная  $x$  фактически совпадает с переменной  $R$ .

Рис. 2. Зависимость числовой плотности от  $x$ Рис. 3. Зависимость плотности потока массы от  $x$ 

Физический радиус внутренней сферы составляет  $5 \cdot 10^{-7}$  м или 0.5 мкм. Такой выбор размера сферы обусловлен стремлением реализовать переходный режим течения. Тестовые расчеты показывают физически адекватное поведение макропараметров в сферической задаче.

Чтобы выявить закономерности конденсации–испарения в различных режимах было выполнено численное решение кинетического уравнения Больцмана для широкого диапазона радиусов капли:  $R_d = 0.1–250$ . Размеры капель даны в средних длинах свободного пробега молекул водяного пара  $\lambda_v$  при базовых параметрах задачи ( $\sim 5 \cdot 10^{-8}$  м).

Распределения числовой плотности пара и удельного потока массы вдоль радиуса для значений  $R_d = 3.5$  и 8 представлены на рис. 4 и 5. Данные на графиках приведены в безразмерном виде:  $N = n/n_1$ ,  $J = j/(m_v n_1 \sqrt{R_v T_1})$ , где  $m_v$  и  $R_v$  – масса молекулы пара и газовая постоянная соответственно. Радиус  $R = r/\lambda_v$ .

Рис. 4. Зависимость плотности пара от  $R$ Рис. 5. Зависимость плотности потока массы от  $R$ 

Была выполнена оценка возможности использования различных упрощенных подходов к расчету плотности потока массы на поверхности капель. В свободномолекулярном режиме (размер капли мал по сравнению со средней длиной свободного пробега молекул пара) для расчета потока массы обычно используют формулу Герца – Кнудсена:

$$j = \frac{p}{\sqrt{2\pi RT}} - \frac{p_s(T_d)}{\sqrt{2\pi RT_d}}. \quad (2)$$

Здесь  $p$  и  $T$  – давление и температура пара,  $p_s(T_d)$  – давление насыщения при температуре капли  $T_d = T_{II}$ .

В работе [7] для расчета потока массы при интенсивной дозвуковой конденсации в режиме сплошной среды было предложено следующее соотношение:

$$j = \frac{5}{3} \frac{p - p_s(T_d)}{\sqrt{2\pi RT}} \left[ 1 + 0.51 \cdot \ln \left( \frac{p}{p_s(T_d)} \sqrt{\frac{T_d}{T}} \right) \right]. \quad (3)$$

Формулы (2) и (3) записаны для коэффициента конденсации равного единице, такое же значение использовалось при численном решении.

На рис. 6 представлены обобщенные зависимости плотности потока массы у поверхности капли от ее радиуса. На этом рисунке линия 1 – решение, полученное на основе решения уравнения (1); линия 2 – расчет по формуле (2); 3 – по формуле (3). При расчете потока массы по формулам (2) и (3) давление и температура пара брались из численного решения в непосредственной близости от межфазной поверхности.

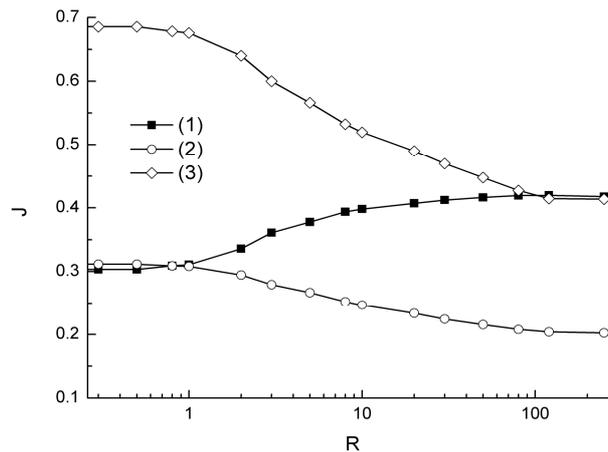


Рис. 6. Обобщенная зависимость потока массы от  $R$

Таким образом, в работе было показано, что при  $R_d = 0.1–1.0$  плотность потока массы практически совпадает со значением, даваемым формулой Герца – Кнудсена (2), а при  $R_d > 80$  решение стремится к результатам (3). Однако существует довольно широкий диапазон радиусов капли  $1 < R_d < 80$ , где режим течения не может быть упрощенно принят как свободномолекулярный или сплошносредный. Здесь целесообразно использование подходов молекулярно-кинетической теории.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках базовой части государственного задания.

### Литература

1. Козырев А. В., Ситников А. Г. Испарение сферической капли в газе среднего давления // УФН. 2001. Т. 171, № 7. С. 765–774.
2. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974. – 212 с.

3. Ястребов А. К. Об использовании неравновесных граничных условий для исследования конденсации при внезапном контакте холодной жидкости и насыщенного пара // Изв. РАН. Энергетика. 2010. № 6. С. 21–29.

4. Svend Ostmo, Aldo Frezzotti, Tor Ytrehus. Kinetic theory study of steady evaporation from a spherical condensed phase containing inert solid particles // Phys. Fluids. 1997. Vol. 9, No. 1. Pp. 211–225.

5. Shigeru Takata, Yoshio Sone and Kazuo Aoki. Numerical analysis of a uniform flow of a rarefied gas past a sphere on the basis of the Boltzmann equation for hard-sphere molecules // Phys. Fluids A. 1993. Vol. 5, No. 3. Pp. 716–737.

6. Шахов Е. М. Установившееся течение разреженного газа от сферического источника или стока // Механика жидкости и газа. 1971. № 2. С. 58–66.

7. Labuntsov D. A., Kryukov A. P. Analysis of intensive evaporation and condensation // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 1979. Vol. 22. Pp. 989–1002.

---

УДК 537.311+548.5

## ДИФФУЗИОННЫЙ МАССОПЕРЕНОС В СИСТЕМАХ С НАНОМЕТРОВЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ СТРУКТУРЫ

Э. М. Шпилевский<sup>1</sup>, Г. Г. Горох<sup>2</sup>, М. Э. Шпилевский<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь*

<sup>2</sup>*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,  
г. Минск, Беларусь*

Диффузионные процессы играют важную роль при производстве и эксплуатации изделий самого различного назначения. С уменьшением размеров элементов структуры влияние диффузионных процессов возрастает. В связи с все большим расширением применения материалов с размером элементов структуры порядка единиц или десятков нанометров, интерес к процессам массопереноса в них постоянно увеличивается.

В структурных элементах нанометровых размеров отсутствуют дислокации, а сам размер становится кинетическим и термодинамическим параметрами свойств материалов [1]. Табличные данные диффузионных характеристик, полученные ранее для различных систем, становятся неприемлемыми для расчетов технологических условий производства и эксплуатации изделий. Возникает необходимость исследований особенностей диффузионных процессов в системах с нанометровыми размерами элементов структуры.

В представленной работе экспериментально изучены процессы диффузионного массопереноса в двухкомпонентных системах с различными малыми (нанометровыми) размерами элементов структуры.

**Методики эксперимента.** Исследования проводились на пленочных образцах двух металлических систем Ag–Au и Ag–Cu. Пленки получали методом испарения и конденсации в вакууме ( $P = 10^{-5}$  торр) на стеклянную подложку или подстилающую пленку ( $T = 20^\circ\text{C}$ ). При образовании тонких плёнок зародыши зёрен образуются на подложке и при росте препятствуют росту соседних зёрен, поэтому для тонких плёнок характерна столбчатая структура, а размер структурных элементов примерно равен толщине пленки. Этот экспериментальный факт позволил, изменяя толщину, получить металлические слои с разными размерами элементов структуры. Для исследований были изготовлены пленки

с размерами элементов структуры 25, 50, 100, 150 нм. Толщины пленок измерялись интерферометром Линника МИИ-4, а размер зерен – с помощью растрового электронного микроскопа «LEO 1420VP» при ускоряющих напряжениях 20–80 кэВ.

Для изучения диффузии в направлении, перпендикулярном поверхности пленки, отжиг образцов проводили при температурах 510–610 К, что не приводило к структурным изменениям в пленках (рекристаллизации). Температуры диффузионных отжигов при изучении диффузии по поверхности пленок выбирали таким образом, чтобы избежать заметной диффузии чужеродных атомов в объем зерен. Изотермический отжиг проводили при пяти значениях температур для каждой системы в интервале 410–510 К.

Диффузия в направлении, перпендикулярном поверхности пленки, изучалась резистивным методом (для системы Ag–Au) и рентгеновским методом (для системы Ag–Cu). Распределение диффундирующего элемента по поверхности пленки определялось по интенсивности характеристического рентгеновского излучения на сканирующем микроанализаторе ARLEMX-SM при ускоряющем напряжении 20 кВ.

**Результаты эксперимента.** Диффузия в направлении перпендикулярном поверхности пленки. Для расчёта зависимости концентрации диффузанта от размеров структурных элементов плёнок использовалась модель Гилмера и Фаррелла [2], в которой плёнка состоит из зёрен с плоскими параллельными эквидистантными границами между ними. Размер зёрен в направлении перпендикулярном поверхности плёнки равен толщине плёнки (рис. 1).

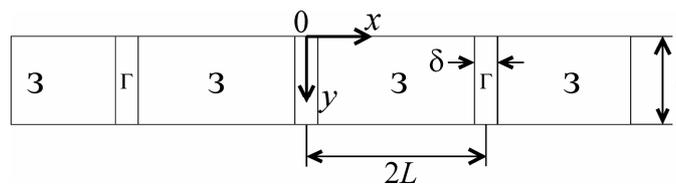


Рис. 1. Схема поперечного разреза плёнки (З – зерно; Г – область границы между зёрнами;  $2L$  – расстояние между границами;  $\delta$  – ширина границы;  $l$  – толщина плёнки)

Границы зерен – это внутренние поверхности, поэтому соотношения диффузионных потоков внутрь зерна и по поверхности зерна можно описывать теми же уравнениями, что для объёма и поверхности кристалла. Расчетные зависимости разности эффективных коэффициентов диффузии в направлении перпендикулярном поверхности пленки от размера зёрен приведены на рис. 2.

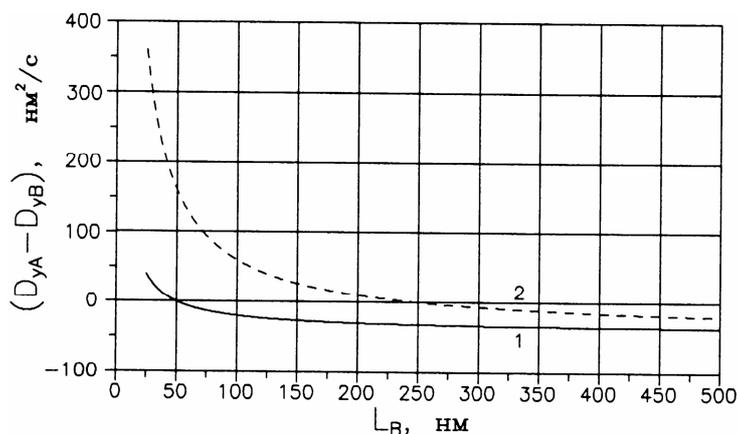


Рис. 2. Зависимость разности эффективных коэффициентов диффузии в слоях А и В от размера зёрен в слое В:  $L_A = 50$  нм;  $\delta_A = 1$  нм;  $D_{bA} = D_{bB} = 1,0 \cdot 10^{-8}$  см<sup>2</sup>/с; 1 –  $\delta_B = 1$  нм; 2 – 5

Диффузию в направлении перпендикулярном поверхности плёнки можно описать как систему двух процессов – диффузию по границам зёрен и диффузию по кристаллической

решётке зёрен. Экспериментально установленные значения коэффициентов диффузии в направлении перпендикулярном поверхности пленки превышали значения для массивных материалов на 3–5 порядков. Причины: диффузия по границам структурных элементов; более высокая вероятность образования адатомов (адсорбированных атомов) на поверхности частиц, которая зависит от размеров последних. В табл. 1 приведены характерные параметры диффузии для массивных и пленочных образцов.

Таблица 1

Предэкспоненциальный множитель ( $D_0$ ) и энергия активации взаимной диффузии ( $E$ ) для массивных и пленочных образцов систем Ag–Au и Cu–Ag

Размер зерна	Ag-Au		Cu-Ag	
	$\lg D_0, \text{см}^2/\text{с}$	$E, \text{эВ}$	$\lg D_0, \text{см}^2/\text{с}$	$E, \text{эВ}$
3 мкм (мас.)	-11	2,2	-10	2,0
100 нм	-6	1,0	-7	0,9
50 нм	-6	0,7	-6	0,7
25 нм	-4	0,5	-4	0,4

Высокие значения параметров диффузии в пленочных образцах показывают, что определяющую роль в формировании диффузионных потоков играют межзеренные границы. При этом с уменьшением размеров структурных элементов возрастает не только доля межзеренных границ, по которым диффузия адатомов осуществляется более интенсивно, но возрастает также способность зерен к образованию адатомов.

*Диффузия по поверхности пленки.* В результате эксперимента установлено, что при отжиге в одинаковых условиях смещение диффузионного фронта равной концентрации диффузанта по поверхности возрастает с уменьшением толщины пленки, т. е. с уменьшением зерен. Однако кинетика смещения фронтов равной концентрации диффундирующих атомов существенно отклонялась от зависимости  $\sqrt{t}$ . Следовательно, кроме градиента концентрации на диффундирующие атомы действует некая дополнительная движущая сила диффузии. Такой силой может служить градиент поверхностной энергии.

Учитывая дрейф атомов в силовом поле, уравнения диффузии для каждого из двух компонентов примут вид

$$\frac{\partial N_A}{\partial t} = D_{A \rightarrow B} \frac{\partial^2 N_A}{\partial x^2} - v_A \frac{\partial N_A}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_B}{\partial t} = D_{B \rightarrow A} \frac{\partial^2 N_B}{\partial x^2} - v_B \frac{\partial N_B}{\partial x}. \quad (2)$$

Граничные условия для нашего случая соответствуют диффузии из полубесконечного пространства:

$$N(x, 0) = \begin{cases} N_0 & \text{для } x < 0; \\ 0 & \text{для } x > 0. \end{cases}$$

Решение уравнения диффузии во внешнем поле получено Смолуховским [3, 4] и имеет вид

$$N(x, t) = \frac{N_0}{2} \left( 1 - \operatorname{erf} \frac{x - vt}{2\sqrt{D_s t}} \right).$$

Выбрав некоторое  $N(x,t) = N_1$ , можно для него экспериментально определить  $x$  при заданных  $t$ . Тогда

$$\frac{x - vt}{2\sqrt{D_s t}} = \beta \quad \text{или} \quad \frac{x}{\sqrt{t}} = 2\beta\sqrt{D_s} + v\sqrt{t}.$$

Как показали эксперименты, диффузионная и дрейфовая составляющие массопереноса зависят от размера зерен, что вызвано различием концентрации адатомов на поверхности зерен разного размера. Последнее в свою очередь обусловлено влиянием размера на способность зерен к образованию адатомов в заданных условиях.

На рис. 3 в координатах  $x/\sqrt{t}$  от  $\sqrt{t}$  представлены кривые кинетики смещения плоскости равной концентрации диффундирующих атомов серебра на поверхности плёнок меди разной толщины (имеющих разный размер зерен). Из этих зависимостей графически легко определяются и коэффициенты диффузии, и дрейфовая скорость атомов при температуре диффузионного отжига.

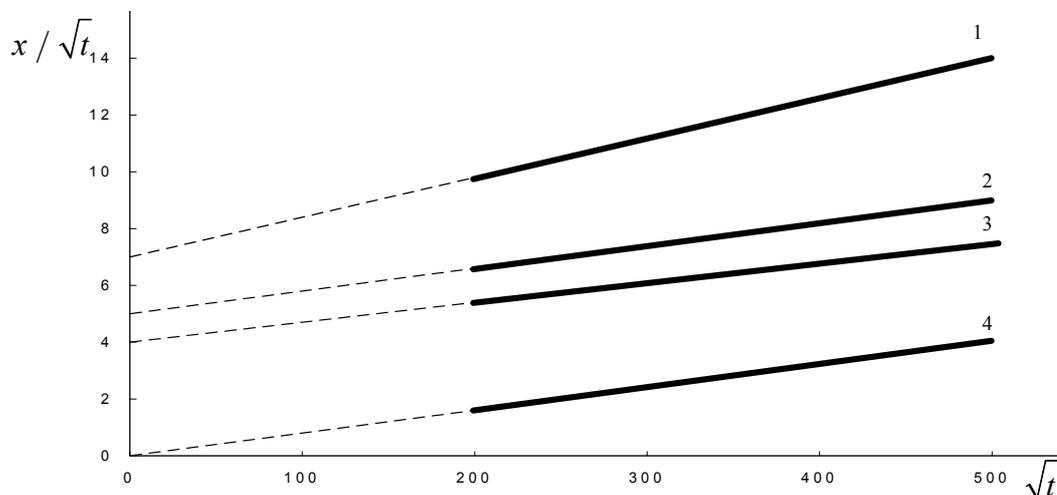


Рис. 3. Кинетика смещения плоскости равной концентрации атомов серебра на поверхности плёнок меди: 1 –  $l = 25$  нм; 2 – 100; 3 – 150; 4 – монолит

На рис. 4 приведены температурные зависимости скорости дрейфа атомов серебра по поверхности меди. Наличие максимума на этих зависимостях указывает, что при увеличении температуры возрастание подвижности атомов на поверхности другого металла способствует увеличению их дрейфа в силовом поле, но затем «хаотичность» теплового движения мешает их дрейфу.

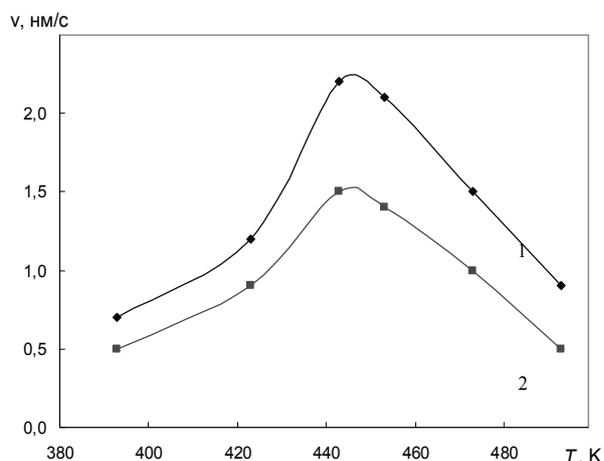


Рис. 4. Температурная зависимость скорости дрейфа атомов серебра по поверхности меди: 1 –  $\Delta_{Ag} = 25$  нм; 2 – 100

### Обозначения

$D$  и  $D_s$  – коэффициенты диффузии в направлении перпендикулярном поверхности и по поверхности,  $\text{см}^2/\text{с}$ ;  $D_{A \rightarrow B}$  и  $D_{B \rightarrow A}$  – парциальные коэффициенты диффузии,  $\text{см}^2/\text{с}$ ;  $L$  – радиус зерна, нм;  $l$  – толщина пленки, нм;  $v_A$  и  $v_B$  – скорости дрейфа в поле атомов А и атомов В соответственно,  $\text{см}/\text{с}$ ;  $N_A$  и  $N_B$  – концентрация атомов;  $\delta$  – ширина межзеренной границы;  $t$  – время, с;  $T$  – температура, К.

### Литература

1. Шпак А. П., Коржик В. Н., Куницкий Ю. А., Шматко О. А. Материалы с нано- и квазикристаллической структурой. Киев: Институт металлофизики НАН Украины им. Г. В. Курдюмова. 2004. – 110 с.
2. Gilmer G. H., Farrell H. H. Grain-boundary diffusion in thin films. II. Multiple grain boundaries and surface diffusion // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. Pp. 4373–4380.
3. Смолуховский М. Броуновское молекулярное движение под воздействием внешних сил и его связь с обобщенным уравнением диффузии // Броуновское движение. М.: ОНТИ-ИКТП. 1936. – 319 с.
4. Шпилевский Э. М., Шпилевский М. Э. Объемная деформация при одномерной диффузии в силовом поле // Молекулярная биология, химия и физика неравновесных систем. Иваново: Изд. центр «Юнона», 2002. С. 134–137.

## ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА

УДК 629.78:536.24

### ТЕПЛОВОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ КОНСТРУКЦИИ КРЫЛА МНОГОРАЗОВОГО КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА ТУРИСТИЧЕСКОГО КЛАССА

**Т. Г. Агеева, К. В. Михайловский**

*Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана,  
г. Москва, Россия  
tageeva888@gmail.com*

Полёт суборбитального многоразового космического аппарата туристического класса (МКА ТК) сопровождается конвективным нагревом, который в общем случае существенно ниже, чем для орбитальных аппаратов [1]. В настоящей работе рассматривалось крыло МКА ТК трапециевидной формы со скошенной передней кромкой под углом 45 градусов, имеющее аэродинамический профиль А0012 [2]. Силовая конструкция крыла образована трехслойной обшивкой и лонжероном двутавровой формы, размеры которого изменялись по размаху крыла. Трехслойная обшивка крыла, в свою очередь, состояла из сотового заполнителя и слоев стекло- и углепластика – гибридного композиционного материала (ГКМ) [3]. Задача теплового проектирования была сведена к определению собственных теплозащитных свойств материалов крыла МКА ТК и к выяснению необходимости использования специальной теплозащиты. Ранее было установлено, что наибольший нагрев МКА ТК происходит при входе в плотные слои атмосферы (на высотах от 90 до 40 км), где уровень температур поверхности крыла может достигать 300 °С [3, 4].

Уравнение теплового баланса для крыла МКА ТК, совершающего суборбитальный полет, можно сформулировать следующим образом:

$$q_a + q_r = q_s + q_h + q_c,$$

где  $q_a$  – плотность конвективного теплового потока от аэродинамического нагрева;  $q_r$  – плотность теплового потока лучистой энергии, поглощаемого поверхностью крыла;  $q_s$  – плотность теплового потока, излучаемого поверхностью крыла;  $q_h$  – плотность теплового потока, идущего на нагрев конструкции крыла;  $q_c$  – тепловой поток, уходящий вследствие теплопроводности за границы рассматриваемой конструкции крыла.

На внеатмосферном участке подветренная сторона крыла будет нагреваться прямым потоком излучения Солнца с плотностью 1368 Вт/м<sup>2</sup>. При этом наветренная сторона крыла может нагреваться потоком собственного излучения Земли и потоком солнечного излучения, отраженного земной поверхностью, плотность которого зависит от ее альбедо [5]. Детальный анализ воздействия лучистых тепловых потоков необходим для определения начальной температуры перед интенсивным аэродинамическим нагревом.

В настоящей работе температурное состояние конструкции крыла исследовано численным методом с переменным шагом для всего атмосферного участка спуска [6–8]. Тепловой режим конструкции крыла МКА ТК моделировался на платформе Ansys Workbench 16.0 в средах Fluent и Transient Thermal. Задача была разделена на два этапа: на

первом этапе в среде Fluent для известных параметров траектории (скорость полета, угол атаки и высота полета) моделировалось аэродинамическое обтекания крыла, результатом которого являлось изменяющееся во времени распределение температуры по поверхности. На втором этапе в среде Transient Thermal моделировался прогрев трехслойной обшивки в наиболее «горячей» точке крыла и совместный прогрев обшивки и лонжерона. Стратегия решения задачи теплового проектирования крыла МКА ТК схематично приведена на рис. 1.

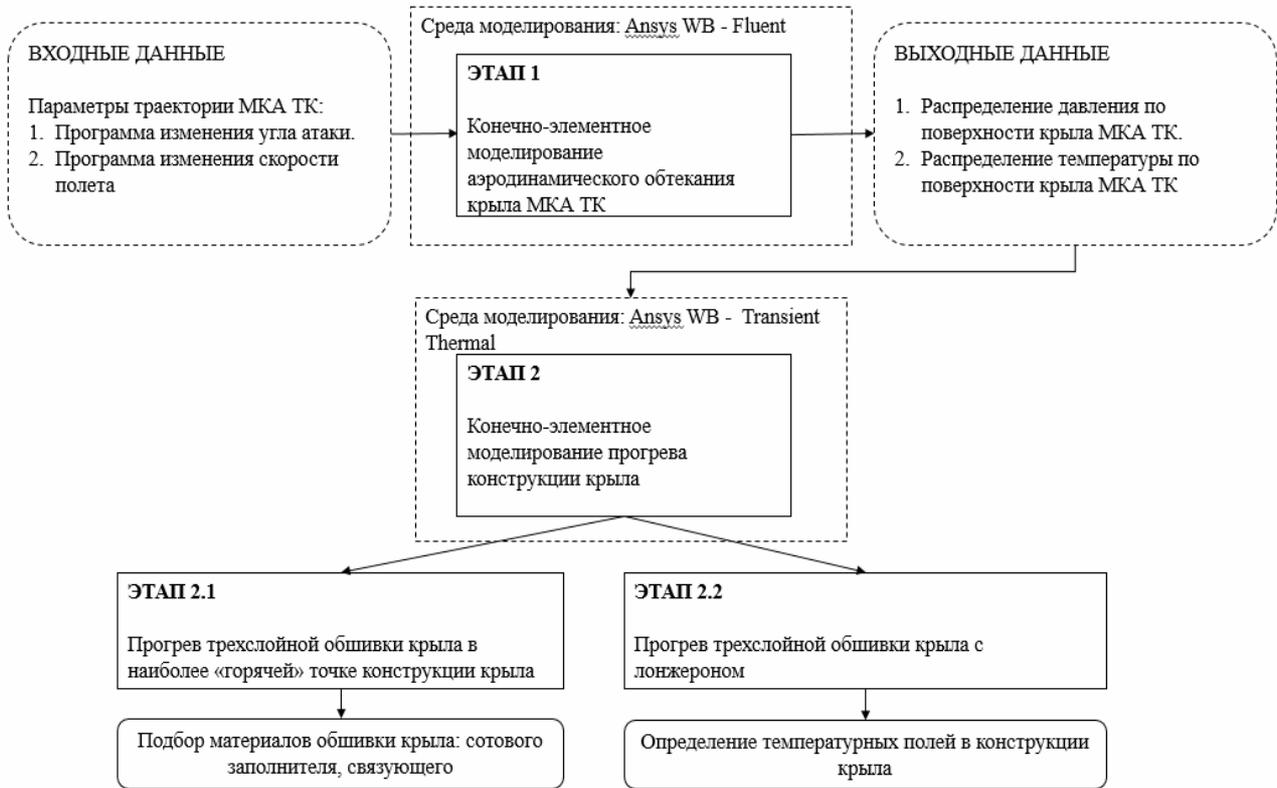


Рис. 1. Схема решения задачи теплового проектирования крыла МКА ТК

Для определения коэффициентов теплопроводности сотового заполнителя, входящего в состав обшивки крыла, использована методика Сванна и Питтмана, учитывающая теплопередачу в сотовой конструкции за счет теплопроводности материала сот, конвекции воздуха, находящегося внутри ячеек, а также теплового излучения от стенок ячеек [9]:

$$\lambda_{eff} = \lambda_{mat} \frac{\Delta A}{A} + \lambda_{air} \left( 1 - \frac{\Delta A}{A} \right) + \lambda_{\epsilon},$$

$$\lambda_{\epsilon} = 2,656 \left( \frac{l_c}{d_c} + 0,3 \right)^{-0,69} \epsilon^{1,63} \left( \frac{l_c}{d_c} - 1 \right)^{-0,89} \sigma T_{avr}^3 l_c,$$

где  $\lambda_{eff}$  – эффективная теплопроводность сотовой панели;  $\lambda_{mat}$  – коэффициент теплопроводности материала сот;  $\lambda_{air}$  – теплопроводность воздуха внутри сотовых ячеек;  $\lambda_{\epsilon}$  – вклад излучения в эффективную теплопроводность,  $A$  – площадь сотовой ячейки,  $\Delta A$  – площадь проводящего материала в сотовой ячейки,  $l_c$  – высота сот;  $d_c$  – диаметр сотовой ячейки;  $\sigma$  – постоянная Стефана – Больцмана;  $T_{avr}$  – средняя температура воздуха внутри сот.

В работе исследовано пять вариантов сотовых заполнителей, изготовленных из традиционных для авиационной и ракетно-космической техники материалов [10]: алюминиевого

сплава АМГ-2Н, титанового сплава ВТ15, стали 12Х18Н10Т, стеклопластика (СП) и углепластика (УП). В результате получены изменения коэффициентов теплопроводности сотовых панелей, изготовленных из указанных выше материалов, в диапазоне температур, характерном для рассматриваемого участка траектории (рис. 2).

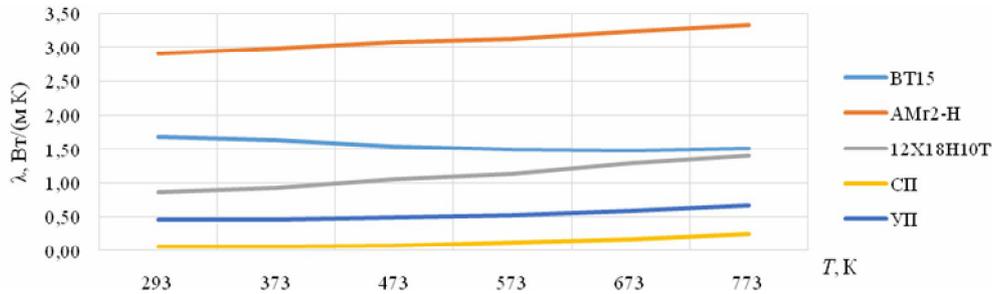


Рис. 2 Температурные зависимости коэффициента теплопроводности сотовых панелей, изготовленных из алюминиевого и титанового сплавов, стали, а также СП и УП

Моделирование аэродинамического обтекания крыла в среде Fluent и проведение ряда расчетов позволило получить профиль изменения максимальных температур (рис. 3) на поверхности крыла для рассматриваемого участка траектории.

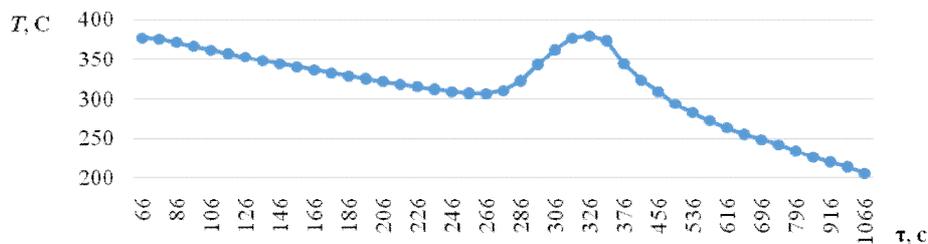


Рис. 3. Профиль изменения максимальных температур на поверхности крыла

В результате решения второго этапа задачи, моделирования прогрева трехслойной конструкции получены картины прогрева трехслойной обшивки крыла с различными типами сотовых заполнителей (рис. 4).

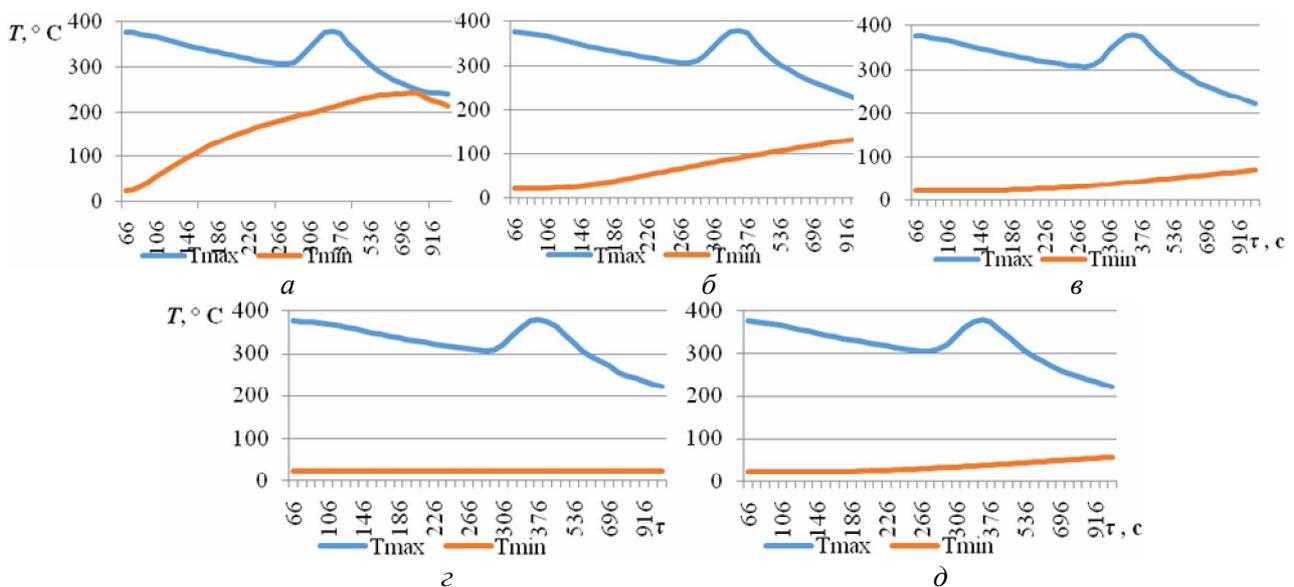


Рис. 4. Результаты КЭ-моделирования прогрева конструкции с сотовым заполнителем из: *а* – алюминиевого сплава АМГ2-Н; *б* – титанового сплава ВТ15; *в* – стали 12Х18Н10Т; *г* – стеклопластика; *д* – углепластика

Полученные данные свидетельствуют о том, что для заданного теплового режима, в конструкции обшивки крыла МКА ТК целесообразно использование стеклопластикового, углепластикового или стального сотового заполнителя. В качестве связующего для ГКМ должно быть применено высокотемпературное полиимидное связующее, которое позволяет сохранять работоспособность конструкции до температур 400°C.

В результате решения этапов 1 и 2.1 задачи теплового проектирования крыла МКА ТК выявлены зависимости изменения максимальной и минимальной температур обшивки крыла и температурные поля, возникающие по толщине конструкции. На основании полученных данных подобраны материалы для изготовления трехслойной конструкции, позволяющие сохранить работоспособность крыла при спуске МКА ТК в атмосфере.

### **Литература**

1. Полежаев Ю. В., Резник С. В., Баранов А. Н. и др. *Материалы и покрытия в экстремальных условиях. Взгляд в будущее: В 3 т. Т. 3. Экспериментальные исследования* / Под ред. Ю. В. Полежаева, С. В. Резника. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2002. – 264 с.
2. Кашафутдинов С. Т., Лушин В. Н. *Атлас аэродинамических характеристик крыловых профилей*. М.: ЦАГИ, 1994. – 77 с.
3. Резник С. В., Просунцов П. В., Агеева Т. Г. *Оптимальное проектирование крыла суборбитального многоразового космического аппарата из гибридного полимерного композиционного материала* // Вестник ФГУП «НПО им. С. А. Лавочкина». 2013. № 1(17). С. 38–43.
4. Агеева Т. Г., Дудар Э. Н., Резник С. В. *Комплексная методика проектирования конструкции крыла многоразового космического аппарата* // *Авиакосмическая техника и технология*. 2010. С. 3–8.
5. Фаворский О. Н., Каданер Я. С. *Вопросы теплообмена в космосе*. М.: Высшая школа, 1967. – 240 с.
6. Авдеевский В. С., Галицейский Б. М., Глебов Г. А. и др. *Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике*. М.: Машиностроение, 1975. – 624 с.
7. Андреевский В. В. *Динамика спуска космических аппаратов на Землю*. М.: Машиностроение, 1970. – 235 с.
8. Авхимович Б. М. *Тепловое проектирование беспилотных атмосферных летательных аппаратов: Уч. пособие*. М.: Изд-во МАИ, 2002. – 104 с.
9. Swann R. T., Pittman C.M. *Analysis of Effective Thermal Conductivities of Honeycomb-Core and Corrugated-Core Sandwich Panels* // NASA Technical Note D-714, April, 1961.
10. Иванов А. А., Кашин С. М., Семенов В. И. *Новое поколение сотовых заполнителей для авиационно-космической техники*. М.: Энергоатомиздат, 2000. – 436 с.

УДК 532.529

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОДНОГО МЕТОДА БЕЗМАШИННОГО ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ ГАЗОВОГО ПОТОКА****Г. М. Азанов<sup>1</sup>, А. Н. Осипцов<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия*<sup>2</sup>*НИИ механики МГУ им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия*

Исследуется один из возможных путей повышения эффективности метода безмашинного энергоразделения потока газа, предложенного в [1] в качестве альтернативы распространенному методу температурной стратификации, основанному на вихревом эффекте Ранка – Хилша [2]. По схеме [1] температурная стратификация происходит за счет разделения исходного потока газа на до- и сверхзвуковой потоки (которые контактируют через тонкую теплопроводную перегородку) и теплообмена между течениями в до- и сверхзвуковом пограничных слоях. Значительный обмен теплом между до- и сверхзвуковым потоками в этом случае обусловлен тем, что в случае адиабатической стенки температуры восстановления в до- и сверхзвуковых пограничных слоях могут существенно различаться (рис. 1).

Рассматривается модельная задача о теплообмене между течениями в сверх- и дозвуковом ламинарных пограничных слоях, разделенных полубесконечной пластиной. Параметры торможения внешних (невязких) потоков считаются одинаковыми. В первой части работы на основании параметрических численных расчетов находятся оптимальные безразмерные параметры, соответствующие максимальной эффективности энергоразделения (максимальной разности средних температур торможения газов, прошедших через до- и сверхзвуковой пограничные слои). Во второй части исследуется влияние мелких капель, присутствующих и испаряющихся в сверхзвуковом пограничном слое, на температуру восстановления (в случае адиабатической стенки) и на эффективность теплообмена с нижним дозвуковым потоком чистого газа (в случае теплопроводной стенки).

Численные расчеты уравнений пограничных слоев в чистом газе проводились с использованием метода прогонки по неявной разностной схеме на декартовой сетке. Расчеты показали, что наиболее существенными определяющими параметрами системы являются число Прандтля и число Маха сверхзвукового потока. Оказалось, что для газов, у которых числа Прандтля близки к единице (например, для воздуха с  $Pr = 0.72$ ), разность между средними температурами торможения в обоих пограничных слоях совсем невелика (не превышает 1%). При уменьшении числа Прандтля профили температуры торможения в пограничных слоях существенно изменяются (рис. 2). В этом случае эффективность энергоразделения газов может достигать 7%. Результаты численных расчетов равновесной температуры стенки, разделяющей пограничные слои, с хорошей точностью совпадают с автоматическим аналитическим решением, полученным в [3].

Возможные пути повышения эффективности энергоразделения в рамках рассматриваемой схемы связаны, по сути, с понижением температуры восстановления со стороны сверхзвукового потока. Один из возможных способов повышения эффективности – использование примеси мелких капель жидкости, успевающих испариться внутри сверхзвукового пограничного слоя и, тем самым, приводящих к снижению температуры газа в приповерхностной зоне. В реальных приложениях в качестве дисперсной фазы могут выступать капли воды, образовавшиеся в результате конденсации водяного пара при разгоне влажного воздуха до сверхзвуковой скорости.

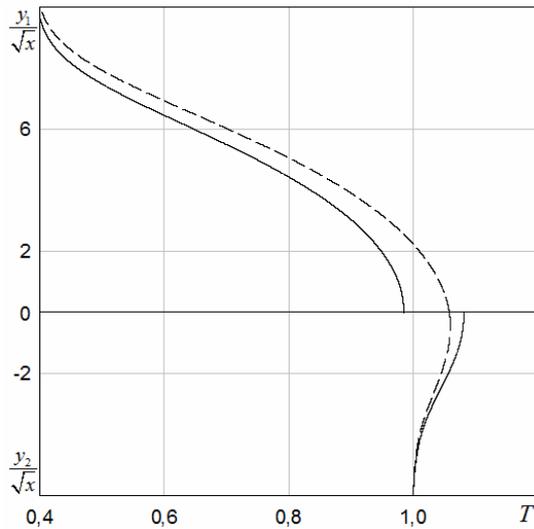


Рис. 1. Типичные автомодельные профили температуры (отнесенной к температуре внешнего дозвукового потока) в дозвуковом (внизу) и сверхзвуковом (вверху) пограничных слоях в случае адиабатической (сплошные линии) и теплопроводной (штриховые) пластины;  $y_i/x^{1/2}$  – автомодельные координаты погранслоев

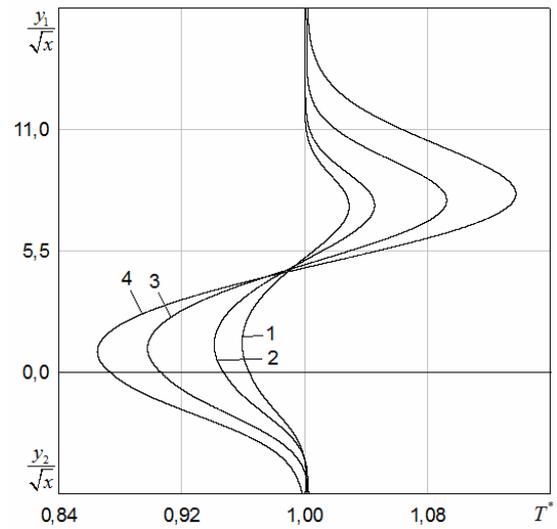


Рис. 2. Автомодельные профили безразмерной температуры торможения в контактирующих пограничных слоях (снизу – дозвуковой поток) при числах Прандтля: 1 –  $Pr = 0.72$ , 2 –  $0.6$ , 3 –  $0.35$ , 4 –  $0.2$ .  $M_1 = 3$ ,  $M_2 = 0.7$ . Начало отсчета автомодельной вертикальной координаты совпадает с положением разделяющей пластины

В силу гомобаричности течения в пограничных слоях используется простая предельная модель испарения капель, согласно которой весь тепловой поток, подходящий к поверхности капли со стороны газовой фазы, тратится на испарение; при этом оказывается, что температура капель постоянна и равна температуре внешнего потока. В двухконтинуальном приближении уравнения газочапельного сжимаемого пограничного слоя с учетом обратного влияния капель на параметры несущей фазы могут быть записаны в безразмерном виде:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = \alpha a \lambda n_s \sigma (T - 1),$$

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \alpha \mu n_s \sigma (u - u_s) + \alpha a \lambda n_s \sigma (T - 1) (u_s - u),$$

$$\rho \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{1}{Pr} \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial T}{\partial y} \right) + Ec \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \frac{2\alpha}{3Pr} n_s \sigma \lambda (1 - T) + \alpha Ec n_s \sigma \mu (u - u_s)^2 +$$

$$+ \alpha a \sigma \lambda n_s (1 - T)^2 + \frac{1}{2} a a Ec \lambda n_s \sigma (1 - T) (u - u_s)^2,$$

$$\rho T = 1, \quad \lambda = \mu = T^\omega, \quad \frac{\partial n_s u_s}{\partial x} + \frac{\partial n_s v_s}{\partial y} = 0,$$

$$u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial u_s}{\partial y} = \frac{\mu (u - u_s)}{\sigma^2}, \quad u_s \frac{\partial v_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial v_s}{\partial y} = \frac{\mu (v - v_s)}{\sigma^2}, \quad u_s \frac{\partial \sigma}{\partial x} + v_s \frac{\partial \sigma}{\partial y} = \frac{a \mu (1 - T)}{3 \sigma}.$$

В качестве характерного масштаба длины принята длина скоростной релаксации неиспаряющейся капли, посчитанная по параметрам внешнего потока  $l_v = m_\infty U_\infty / 6 \pi \sigma_\infty \mu_\infty$ . Поперечная координата и поперечные скорости фаз отнесены к  $l_v Re^{-1/2}$  и  $U_\infty Re^{-1/2}$

соответственно, где  $Re = \rho_{\infty} U_{\infty} l_v / \mu_{\infty}$ . Остальные параметры отнесены к их постоянным значениям вдали от пластины.

Для несущей фазы на пластине задаются граничные условия прилипания и (в случае адиабатической стенки) равенства нулю теплового потока, а вдали от нее задано однородное течение с постоянными значениями продольной скорости и температуры. В случае учета теплообмена газодисперсного пограничного слоя с нижним дозвуковым пограничным слоем чистого газа на пластине ставится условие непрерывности температуры и тепловых потоков. Граничные условия для дисперсной фазы достаточно задать в начальном сечении в следующем виде:  $x = 0: u_s = 1, v_s = 0, \sigma_s = 1, n_s = 1$ .

Так как в реальных приложениях значения массовой концентрации капель в набегающем потоке  $\alpha$  и безразмерного параметра  $a$ , характеризующего скорость испарения капель, малы, в численных расчетах были опущены слагаемые, содержащие произведение  $\alpha a$ .

Многочисленные параметрические расчеты показали, что внутри пограничного слоя возникает приповерхностная зона чистого газа, где капли уже испарились. Как и в случае крупных капель, испаряющихся на поверхности пластины [4], значение равновесной температуры адиабатической стенки при больших значениях продольной координаты и фиксированном числе Маха оказывается зависящим только от отношения двух малых параметров  $a/\alpha$ . При этом эффект снижения установившейся температуры адиабатической стенки может достигать нескольких десятков процентов даже при небольших (порядка процента) значениях массовой концентрации капель в газе.

В случае адиабатической стенки профили температуры и температуры торможения в сверхзвуковом пограничном слое существенно изменяются при уменьшении скорости испарения частиц  $a$  (рис. 3, а). В случае теплопроводной стенки это приводит к увеличению теплового потока между пограничными слоями и разности между средними значениями температуры торможения в верхнем и нижнем потоках (рис. 3, б). Таким образом, использование испаряющихся капель конденсата в сверхзвуковом пограничном слое представляется перспективным способом повышения эффективности безмашинного энергоразделения газовых потоков по схеме [1].

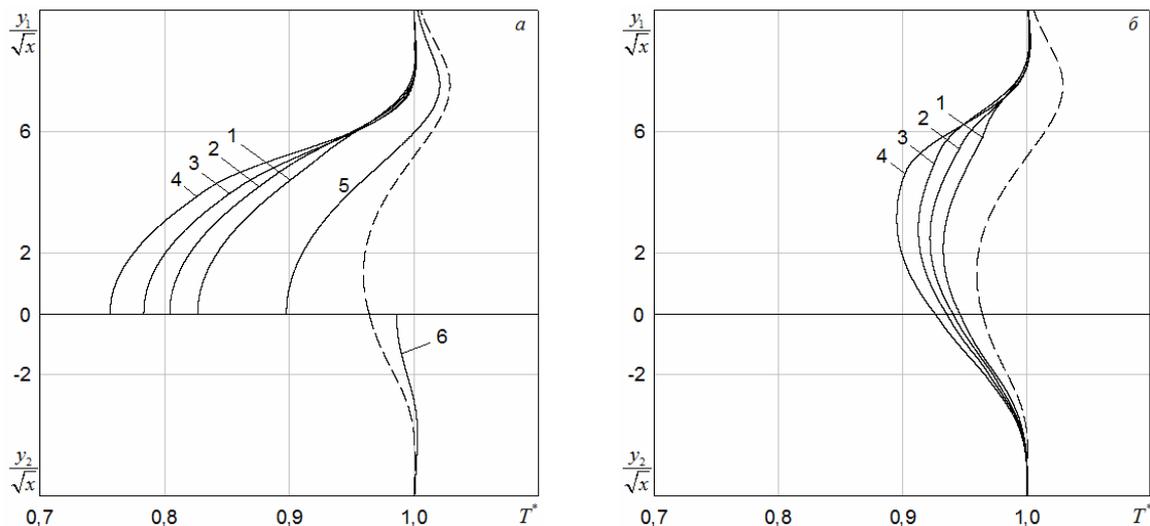


Рис. 3. Автомодельные ( $x \gg 1$ ) профили безразмерной температуры торможения: а – в двухфазном пограничном слое на адиабатической стенке; б – в газокпельном (сверху) и чистом (снизу) пограничных слоях на теплопроводной стенке.  $a = 0.1, 0.075, 0.06, 0.045$  (кривые 1–4), температуры торможения в сверх- и дозвуковом пограничных слоях чистого газа в случае адиабатической (кривые 5, 6) и теплопроводной (пунктир) стенки.  $M_1 = 3, M_2 = 0.7, Pr = 0.72, \alpha = 0.03$

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект 14-19-00699).

**Обозначения**

$Pr = c_p \mu_\infty / \lambda_\infty$  – число Прандтля,  $Ec = U^2 / c_p T_\infty = (\gamma - 1) M^2$  – число Эккерта,  $M$  – число Маха,  $m_\infty$ ,  $n_{s\infty}$  и  $\sigma_\infty$  – масса, числовая концентрация и радиус капле в внешнем потоке,  $\alpha = m_\infty n_{s\infty} / \rho_\infty$  – массовая концентрация капле в набегающем потоке,  $a = 2c_p T_\infty / 3H Pr$  – безразмерный параметр, характеризующий скорость испарения капле,  $H$  – скрытая теплота испарения,  $T^* = [T + (Ec/2)u^2] / [1 + (Ec/2)]$  – безразмерная температура торможения в пограничном слое, индексы 1 и 2 относятся к сверх- и дозвуковому пограничному слою, остальные обозначения общепринятые.

**Литература**

1. Леонтьев А. И. Газодинамический метод энергоразделения газовых потоков // ТВТ. 1997. Т. 35, № 1. С. 157–159.
2. Eiasma-ard S., Promvonge P. Review of Ranque-Hilsch effects in vortex tubes // Renewable and sustainable energy reviews. 2008. Vol. 12, No. 7. Pp. 1822–1842.
3. Вигдорович И. И., Леонтьев А. И. К теории энергоразделения потока сжимаемого газа // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2010. № 3. С. 103–109.
4. Леонтьев А. И., Осипцов А. Н., Рыбдылова О. Д. Пограничный слой на пластине в сверхзвуковом газокапельном потоке. Влияние испаряющихся капле на температуру адиабатической стенки // ТВТ. 2015. Т. 53, № 6. С. 920–917.

УДК 629.785

## ПРОЕКТИРОВАНИЕ ТЕПЛОЙ ЗАЩИТЫ ПЕРСПЕКТИВНОГО СОЛНЕЧНОГО ЗОНДА

**О. М. Алифанов, М. С. Константинов, И. В. Крайнова, А. В. Ненарокомов,  
М. О. Салосина, Мин Тейн**

*Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),  
г. Москва, Россия*

Обеспечение требуемых тепловых режимов является одной из наиболее сложных проблем, возникающих при проектировании солнечных зондов, конструкции которых подвергаются высокоинтенсивному радиационному тепловому воздействию.

Задача определения внешнего теплового воздействия на поверхность космического аппарата (КА) для системы гелиоцентрических орбит для исследования Солнца решается на основе данных, известных из программы полета: текущей даты; параметров орбиты; ориентации во время орбитального полета; положения исследуемой поверхности на аппарате.

Падающий поток прямого солнечного излучения определяется как [1]

$$q_s = S \cos \gamma, \quad S = \frac{S_0}{L^2},$$

где  $S_0 = 1389 \text{ Вт/м}^2$  солнечная постоянная для Земли,  $L$  – среднее расстояние от КА до Солнца в а. е., определяемое формой, размером орбиты и истинной аномалией в рассматриваемый момент времени.

Угол  $\gamma$  между вектором нормали к исследуемому элементу поверхности КА и направлением на Солнце вычисляется как скалярное произведение вектором нормали  $N$  и единичного орта, направленного от КА к Солнцу.

Положение вектора нормали  $N = [N_x, N_y, N_z]$  к исследуемому элементу поверхности КА в эклиптической системе координат определяется с помощью девяти углов: трех углов, определяющих вектор нормали к исследуемому элементу поверхности КА в связанной системе координат; углов ориентации КА в орбитальной системе координат (тангажа, рыскания и крена); и трех углов, задающих относительное положение эклиптической и орбитальной систем координат (долготы восходящего узла, наклона орбиты КА и аргумента широты КА в текущий момент времени).

Плотность отраженного от планеты и падающего на элемент поверхности КА потока солнечного излучения зависит от геофизических свойств поверхности планеты и атмосферы ( $A_{cp}$ ), а также от положения рассматриваемого элемента и физической модели отражения солнечного излучения ( $\varphi_2$ ) [2]:

$$q_R = A_{cp} S \varphi_2,$$

где  $A_{cp}$  – альbedo планеты,  $\varphi_2$  – угловой комбинированный коэффициент.

Положение исследуемого элемента поверхности КА по отношению к отраженным от планет тепловым потокам в рассматриваемый момент времени задается углом между вектором нормали к исследуемому элементу поверхности КА и направлением на планету.

Плотность потока падающего на КА излучения от планеты является функцией радиационных характеристик видимой с поверхности КА области планеты, зависящих от свойств её поверхности и атмосферы, если она существует. Плотность собственного излучения Земли и Венеры, в окрестности которых будут выполняться гравитационные маневры с целью последовательного уменьшения радиуса перигелия орбиты солнечного зонда, принимается постоянной по поверхности:

$$q_e = \frac{1 - A_{cp}}{4} S \varphi_1,$$

где  $\varphi_1$  – угловой коэффициент между элементом поверхности КА и планетой.

Тепловая защита аппаратуры зонда в ближайшей окрестности Солнца может быть обеспечена за счет использования специального многослойного экрана, защищающего зонд от воздействия прямого солнечного излучения.

Определение числа слоев материалов и толщин слоев многослойной теплоизоляции является одной из традиционных задач теплового проектирования, которая может рассматриваться как обратная задача теплообмена в экстремальной постановке: по известным условиям, определяющим допустимое тепловое состояние объекта найти требуемые характеристики объекта, удовлетворяющие этому состоянию и минимизирующие критерий оптимальности.

Предлагаемый в данной работе подход к решению задачи проектирования многослойной теплоизоляции основывается на методе квадратичной аппроксимации исходной постановки задачи, представляемой в форме Лагранжа [3]. Подобная задача в одномерной постановке подробно изложена в [4], и алгоритм ее решения может использоваться при проектировании плоских теплозащитных экранов. В случае большой кривизны поверхности многослойного теплозащитного экрана использование одномерной математической модели теплопереноса становится неправомерным. Целью данной работы являлось обобщение алгоритма [4] на случай двумерной сферической системы координат в предположении осесимметричного теплового нагружения КА.

Предполагается, что многослойное покрытие состоит из  $L$  слоев различных материалов с переменной по угловой координате толщиной  $\Delta_l$ ,  $l = 1, 2, \dots, L$  и плотностью  $\rho_l$ ,  $l = 1, 2, \dots, L$ . Процесс распространения тепла в покрытии является двумерным по пространственной координате и нестационарное поле температур в  $l$ -м слое  $T_l(r, \theta, \tau)$ ,  $l = 1, 2, \dots, L$ , где  $\tau$  – время, описывается обобщенным квазилинейным уравнением теплопроводности. Коэффициенты параболических уравнений  $C_l$ ,  $\lambda_l$ ,  $l = 1, 2, \dots, L$  являются функциями температуры. Между слоями осуществляется контактный теплообмен, характеризуемый контактными термическими сопротивлениями  $A_l$ ,  $l = 1, 2, \dots, L$ , также являющимися функциями температуры. На обеих внешних границах могут быть граничные условия I, II или III рода. Тогда теплоперенос в системе описывается следующей системой дифференциальных уравнений:

$$C_l(T) \frac{\partial T_l}{\partial \tau} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \lambda(T) \frac{\partial T_l}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \lambda(T) \sin \theta \frac{\partial T_l}{\partial \theta} \right),$$

$$r \in (R_{l-1}, R_l), \quad \theta \in (0, \theta_0), \quad l = 1, 2, \dots, L, \quad \tau \in (\tau_{\min}, \tau_{\max}],$$

$$T_l(r, \theta, \tau_{\min}) = T_{0l}, \quad l = 1, 2, \dots, L,$$

$$-\beta_1 \lambda_1(T_1(R_0, \theta, \tau)) \frac{\partial T_1(R_0, \theta, \tau)}{\partial r} + \alpha_1 T_1(R_0, \theta, \tau) = q_1(\theta, \tau),$$

$$-\beta_2 \lambda_L(T_L(R_L, \theta, \tau)) \frac{\partial T_L(R_L, \theta, \tau)}{\partial r} + \alpha_2 T_L(R_L, \theta, \tau) = q_2(\theta, \tau),$$

$$\lambda_l(T_l(R_l, \theta, \tau)) \frac{\partial T_l(R_l, \theta, \tau)}{\partial r} = \lambda_{l+1}(T_{l+1}(R_l, \theta, \tau)) \frac{\partial T_{l+1}(R_l, \theta, \tau)}{\partial r}, \quad l = 1, 2, \dots, L-1, \quad \tau \in (\tau_{\min}, \tau_{\max}],$$

$$-\lambda_l(T_l(R_l, \theta, \tau)) A_l(T_l(R_l, \theta, \tau)) \frac{\partial T_l(R_l, \theta, \tau)}{\partial r} = T_l(R_l, \theta, \tau) - T_{l+1}(R_l, \theta, \tau).$$

Варьируемая масса покрытия определяется функцией

$$J(\bar{\Delta}) = 2\pi \sum_{k=1}^N \int_0^{\theta_0} R_{lk}(\theta) \rho_{lk} \Delta_{lk} d\theta. \quad (1)$$

Задача выбора вектора проектных параметров из условия минимума варьируемой массы покрытия (1) решается с учетом ограничений по температуре в некоторых точках по толщине покрытия:

$$T(R_m, \theta, \tau) \leq T_m, \quad m = 1, 2, \dots, M, \quad (2)$$

где  $T_m$  – допустимые значения температуры в точке покрытия с координатой  $r = R_m$ .

В качестве ограничений могут использоваться, например, ограничения на температуру границ слоев  $(T(R_l, \theta, \tau), \overline{l=0, L-1})$ .

В рассматриваемой задаче неизвестные характеристики и градиент функционала (1) зависят от угловой координаты, поэтому для получения выражения для градиента искомые зависимости представляются в параметрическом виде:

$$\Delta_{ik}(\theta) = \sum_{i=1}^{N_k} d_{ik} \varphi_{ik}(\theta), \quad k = 1, 2, \dots, N,$$

где  $d_{ik}$ ,  $i = \overline{1, N_k}$ ,  $k = \overline{1, N}$  – неизвестные параметры,  $\varphi_{ik}(\theta)$ ,  $i = \overline{1, N_k}$ ,  $k = \overline{1, N}$  – заданная система базисных функций. В качестве искоемых характеристик рассматривается вектор

$$\bar{d}^T = \{d_{11}, d_{21}, \dots, d_{N_1,1}, d_{12}, \dots, d_{N_N,N}\}.$$

Минимизируемый функционал записывается в виде

$$J(\bar{d}) = \bar{d}^T \bar{F}, \quad \bar{F} = \{f_{ik}\}, \quad f_{ik} = 2\pi \int_0^{\theta_0} R_{ik}(\theta) \rho_{ik} \varphi_{ik}(\theta) d\theta.$$

Таким образом, задача выбора оптимальных толщин теплоизоляции сводится к минимизации линейного функционала (1) с нелинейными ограничениями (2) и ограничениями на искомый вектор  $\Delta_{ik} \geq 0$ ,  $k = 1, 2, \dots, N_p$ . Известно [3], что решение подобной задачи  $\bar{d}^*$  – это минимум соответствующей функции Лагранжа:

$$\Lambda(\bar{d}, \bar{\Psi}) = J(\bar{d}) - \bar{\Psi}^T \bar{T},$$

где вектор ограничений  $\bar{T}^T = \{T(R_1, \theta_1, \tau_1) - T_1, \dots, T(R_M, \theta_{N_\theta}, \tau_{N_\tau}) - T_m\}$ , вектор множителей Лагранжа  $\bar{\Psi}^T = \{\Psi_{111}, \dots, \Psi_{mij}, \dots, \Psi_{MN_\theta N_\tau}\}$ .

### Литература

1. Малоземов В. В., Рожнов В. Ф., Правецкий В. Н. Системы жизнеобеспечения экипажей летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1986. – 584 с.
2. Козлов Л. В., Нусинов М. Д. и др. Моделирование тепловых режимов космического аппарата и окружающей его среды / Под ред. акад. Г. И. Петрова М.: Машиностроение, 1971. – 382 с.
3. Gill P. E., Murray W. and Wright M. H. Practical optimization. London, Academic Press, 1981.
4. Nenarokomov A. V. Design of a System of Multilayer Heat Insulation of Minimum Mass // High Temperature. 1997. Vol. 35. Pp. 453–457.

УДК 536.2.022:620.1.08

**ЧИСЛЕННОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
МЕХАНИЗМОВ ФОРМИРОВАНИЯ ПОГРЕШНОСТИ ПОКАЗАНИЯ ТЕРМОПАР  
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ВЫСОКОПОРИСТОЙ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТОЙ  
ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ**

**О. М. Алифанов, В. В. Черепанов, А. В. Моржухина, С. А. Будник**

*Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),  
г. Москва, Россия*

Исследованию тепловых процессов и тепловых режимов конструкций, функционирующих в экстремальных температурных условиях, всегда уделялось значительное внимание [1]. В настоящее время при решении перспективных задач пилотируемой межпланетной космонавтики, в связи со значительным повышением требований по скорости движения летательных аппаратов (ЛА) в атмосфере предъявляются все более высокие требования по эффективности защиты их конструкции от чрезмерного нагрева [2]. Решение подобных задач связано с необходимостью более полного и точного исследования свойств существующих материалов или требует создания новых материалов. При этом предпочтение сейчас отдается материалам именно широкого применения, интересным для различных областей науки и техники [3].

Имеющаяся информация о многих физических свойствах как новых, так и уже достаточно давно применяемых для теплозащиты материалов, зачастую разрознена и труднодоступна. Определение и прогноз многих важных свойств материалов, так и сконструированных из них деталей и узлов невозможны без надежного определения их нестационарного теплового состояния [4, 5]. Всестороннее исследование физических процессов, происходящих в материалах и элементах конструкции, связано, в первую очередь, с проведением эксперимента, который создает фундамент при исследовании свойств материала [6]. Поскольку эксперименты зачастую дороги и трудоемки, экспериментально определяются, как правило, лишь относительно доступные величины, такие как значения эффективной массовой плотности и нестационарной температуры в различных точках образца. И лишь следующим шагом при исследовании материала является, например, определение его важнейших теплофизических характеристик, для чего используется достаточно развитый аппарат теории обратных задач теплообмена [7].

Однако экспериментально исследовать можно лишь уже существующие образцы материала. Поэтому разработка новых и оптимизация существующих материалов требует применения инструментов математического моделирования и новейших методов идентификации. Например, использование основанных на экспериментальных данных расширенных математических моделей, охватывающих структуру, теплофизические, электрофизические, спектральные свойства материала существенно повышает информационный выход эксперимента, позволяет предсказывать свойства материалов и технических систем уже на стадии их проектирования, корректировать в опережающем режиме технологию их производства, снижать сроки и стоимость разработки [8].

Одним из новых и перспективных направлений материаловедения является создание высокопористых ячеистых материалов, многие из которых имеют плотность до  $50 \text{ кг/м}^3$ , сравнительно невысокую теплопроводность и способны, при определенных условиях, выдерживать температурную нагрузку до 3000 К. Такие материалы производятся на основе термообработки ультрапористых (до 97%) сетчато-ячеистых полимеров, на которые наносится шликерным методом путем химической или электрохимической металлизации

слои неорганического материала [3]. Так, за рубежом во многих областях техники и в различных целях широко применяется различная сетчатая пористая керамика RPC (Reticulated Porous Ceramics) и сетчатый стеклоглерод RVC (Reticulated Vitreous Carbon) [9].

Решение задач многоуровневой идентификации свойств, применение методов теории обратных задач требует надежных, прецизионных данных нестационарного теплового эксперимента. Для их получения необходимо разработать высокоточные методы интерпретации экспериментальных данных, включающие методы планирования эксперимента, методы определения и компенсации его методической погрешности. Эти задачи, наряду с разработкой необходимого математического аппарата, методов математического моделирования и программных инструментов, решаются на протяжении ряда лет в рамках разработки и развития современной комплексной системы теплофизической метрологии на кафедре «Космические системы и ракетостроение» МАИ.

В данной работе была поставлена задача проведения как можно более корректного эксперимента, направленного на определение механизма формирования погрешностей термодинамических измерений при исследовании высоко- и ультрапористых теплозащитных материалов, и выработки рекомендаций по их компенсации при интерпретации данных тепловых испытаний.

Поскольку сетчатые высокотемпературные материалы, перспективность которых уже отмечалась, пока еще мало доступны в нашей стране, имеющийся исследовательский экспериментально-теоретический комплекс было предложено апробировать на материале, чьи свойства близки к ячеистым, и чьи характеристики были бы известны с достаточно высокой точностью. Поэтому для проведения исследования был выбран материал ТЗМК-10 – высокопористый термостойкий материал из волокон высокочистого аморфного кварца.

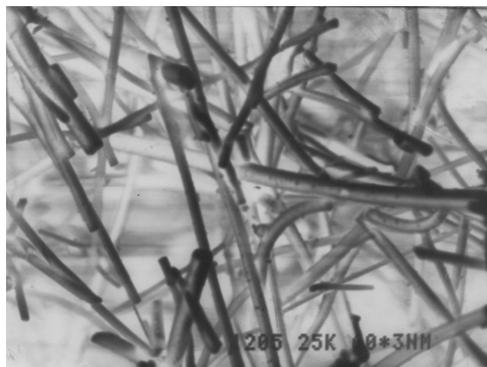


Рис. 1. Микрофотография фрагментов теплозащитного высокопористого материала ТЗМК-10

В рамках проведенных исследований была разработана и обоснована физическая модель теплообмена в слое высокопористого теплозащитного покрытия, которая позволяет на этапе математического моделирования исследовать процессы радиационно-кондуктивного теплопереноса в приближении плоского слоя тепловой защиты. Поэтому задача о комбинированном радиационно-кондуктивном теплообмене в образце может быть решена в двумерной постановке [10].

Разработана математическая модель расчета радиационно-кондуктивного прогрева образца высокопористого теплозащитного материала в виде прямоугольной пластины. Корректность разработанной модели проверена на известных точных аналитических решениях задач подобного типа. Практическое применение показывает простоту и надежность разработанного численного сеточного метода для расчета комбинированного прогрева в слоях теплозащитного материала

После разработки и верификации математической модели для расчета радиационно-кондуктивного прогрева в слое высокопористого теплозащитного материала были проведены тепловые испытания образцов материала ТЗМК-10. В тепловых испытаниях образцы

материала, имеющие форму прямоугольных пластин, подвергались нестационарному радиационно-кондуктивному нагреву в вакууме, при котором температура в разных их точках изменялась от 25 до 1000 °С.

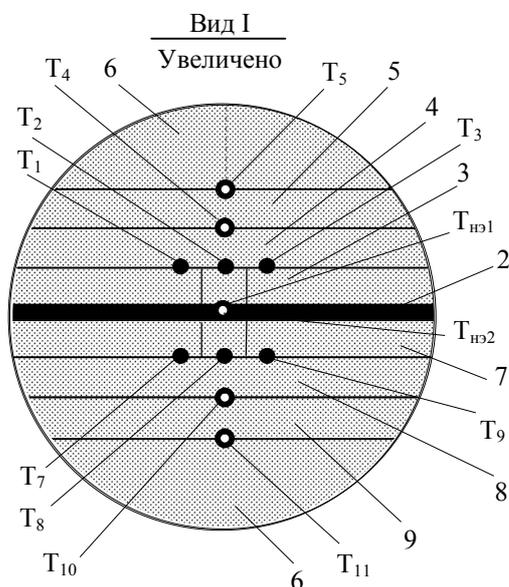
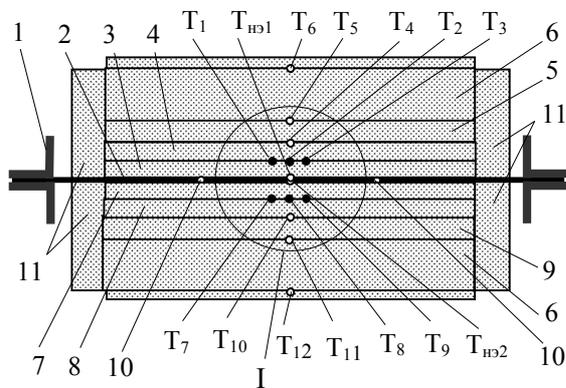


Рис. 2. Схема тепловых испытаний: 1 – прижимная планка нагревательного элемента (НЭ), 2 – НЭ, 3 – секция А<sub>1</sub> образца А, 4 – секция А<sub>2</sub> образца А, 5 – датчик плотности теплового потока  $D_A$  на образце А, 6 – прижимная теплоизолирующая пластина, 7 – секция В<sub>1</sub> образца В, 8 – секция В<sub>2</sub> образца В, 9 – датчик плотности теплового потока  $D_B$  на образце В, 10 – точки измерения напряжения на НЭ, 11 – теплоизолирующая пластина,  $T_{НЭ1}$  – «управляющая» термопара на НЭ и нагреваемой поверхности образцов А и В,  $T_{НЭ2}$  – резервная «управляющая» термопара на НЭ и нагреваемой поверхности образцов А и В,  $T_1, T_2, T_3$  – исследуемые термопары в образце А,  $T_4$  – термопара на обратной поверхности образца А и на нагреваемой поверхности датчика,  $T_5$  – термопара на обратной поверхности датчика теплового потока на образце А,  $T_6$  – термопара на обратной поверхности прижимной пластины на образце А,  $T_7, T_8, T_9$  – исследуемые термопары в образце В,  $T_{10}$  – термопара на обратной поверхности образца В и на нагреваемой поверхности датчика,  $T_{11}$  – термопара на обратной поверхности датчика плотности теплового потока на образце В,  $T_{12}$  – термопара на обратной поверхности прижимной пластины на образце В

В испытаниях исследовались изменения профиля температуры в направлении нестационарного внешнего теплового потока, перпендикулярного плоскости осаждения волокон в образцах, и определялись плотности тепловых потоков на их нагреваемых поверхностях. Для проведения тепловых испытаний материала ТЗМК-10 изготавливались пары одинаковых экспериментальных образцов А и В, имеющих размеры (длина×ширина×толщина) ~100×100×20 мм. Для измерения температуры в точках образцов использовались термопары. Исследования проводились на тепловакуумном стенде ТВС-2М [6]. Анализировались показания термопар типа хромель-алюмель (тип К) с различными диаметрами проводов. Целевые термопары устанавливались между секциями образца с изотермическими участками шириной ~100 мм в его середине на расстоянии 5 мм друг от друга. В образце А: термопара  $T_1$  (0,05 мм, сварка «в стык»), термопара  $T_2$  (0,1 мм, сварка «в стык»), термопара  $T_3$  (0,2 мм, сварка «с корольком», диаметр королька термопары  $\varnothing 0,45$  мм). В образце В – термопары  $T_7, T_8, T_9$  соответственно.

Сравнительный анализ экспериментального и математического моделирования прогрева теплозащитного материала ТЗМК-10 при двух различных нестационарных темпах нагрева показал следующее.

• Основными механизмами, влияющими на уровень погрешности в показаниях контактных датчиков температуры, являются контактные термосопротивления в месте расположения термопары и опережающий нагрев термопары в результате радиационного теплопереноса. Эти механизмы создают противоположные по знаку отклонения собственной температуры термопары.

• При высоком темпе нагрева радиационный поток, созданный нагревателем, проникает в более глубокие слои высокопористого полупрозрачного материала и вносит дополнительное возмущение в тепловое состояние расположенных там термопар.

• Снижение влияния одного из этих механизмов увеличивает относительную погрешность показаний термопары. Так, в глубинных слоях относительная погрешность в отдельные моменты времени достигала 27%. Предельные значения относительной погрешности измерений температуры с помощью термопары на различных глубинах в значительной степени зависят от уровня и скорости теплового нагружения.

• В области квазиустановившегося температурного поля относительные погрешности показаний термопар заметно снижаются – для ТЗМК-10 до уровня, не превышающего 4%.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации № МК-7052.2016.8.

### Литература

1. Елисеев В. Н., Товстоног В. А. Теплообмен и тепловые испытания материалов и конструкций аэрокосмической техники при радиационном нагреве. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2014. – 396 с.
2. Никитин П. В. Тепловая защита. М.: Изд-во МАИ, 2006. – 512 с.
3. Щурик А. Г. Искусственные углеродные материалы. Пермь, 2009. – 342 с.
4. Алифанов О. М., Черепанов В. В. Математическое моделирование высокопористых волокнистых материалов и определение их физических свойств // ТВТ. 2009. Т. 47, № 3. С. 463–472.
5. Алифанов О. М., Черепанов В. В., Моржухина А. В. Математическое моделирование ультрапористых неметаллических сетчатых материалов // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 1. С. 122–132.
6. Алифанов О. М., Будник С. А., Михайлов В. В., Ненарокомов А. В. Экспериментально-вычислительный комплекс для исследования теплофизических свойств тепло-технических материалов // Тепловые процессы в технике. 2009. Т. 1, № 2. С. 49–60.
7. Алифанов О. М. Обратные задачи теплообмена. М.: Машиностроение, 1988. – 279 с.
8. Алифанов О. М., Черепанов В. В. Методы исследования и прогнозирования свойств высокопористых теплозащитных материалов. М.: Изд-во МАИ, 2014. – 264 с.
9. Алифанов О. М., Черепанов В. В., Моржухина А. В. Комплексное исследование физических свойств сетчатого стеклоуглерода // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 1. С. 133–144.
10. Алифанов О. М., Черепанов В. В., Моржухина А. В. Высокоточный численный метод для верификации данных экспериментального исследования теплового состояния образцов // Тепловые процессы в технике. 2014. Т. 6, № 12. С. 560–566.

УДК 536.246

## СИСТЕМА КОМПЛЕКСНОГО АНАЛИЗА ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛООБМЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

А. А. Андрижиевский, А. Г. Лукашевич, А. Г. Трифонов

*Объединенный институт энергетических и ядерных исследований — Сосны  
НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь*

В основу предлагаемого метода анализа многослойных поверхностей теплообмена положена процедура анализа реальной конфигурации промышленных образцов этих поверхностей и использование ее в качестве базовой при анализе теплогидравлических характеристик предлагаемых к внедрению конструкций. Одним из ключевых моментов подобного анализа является определение термического сопротивления контактных поверхностей. Данная проблема может быть решена посредством решения обратных или прямых задач теплообмена на основе многомерных вычислительных аналогов с использованием результатов тестовых испытаний промышленных образцов теплообменных поверхностей или прямых определений термических сопротивлений в специализированных экспериментальных исследованиях [1].

В данной работе представлен базовый программный комплекс «Система комплексного анализа технических и термодинамических параметров теплообменных поверхностей сложной формы SCAT-Thermo» (рис. 1). Программный комплекс предназначен для анализа и оптимизации теплогидравлических параметров промышленных образцов теплообменного оборудования на основе многомерного описания полей скоростей и давлений с учетом реальной конфигурации областей течения и структуры массовых потоков.

В качестве базовой модели процессов переноса выбрана следующая система уравнений сохранения:

$$\rho \frac{\partial U}{\partial t} - \nabla \left[ \left( \eta + \rho \frac{C_\mu k^2}{\sigma_k \varepsilon} \right) \cdot (\nabla U + (\nabla U)^T) \right] + \rho U \cdot \nabla U + \nabla P = 0,$$

$$\nabla \cdot U = 0,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + I_T,$$

где  $\rho$  – плотность рабочей среды;  $U$  – компонента скорости потока;  $x$  – пространственная координата;  $\eta$  – ламинарная составляющая турбулентного коэффициента вязкости;  $P$  – гидростатическое давление;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности;  $I_T$  – объемный тепловой источник;  $j$  – индекс проекции на оси координат.

Расчет турбулентной составляющей коэффициента кинематической вязкости выполняется согласно  $k$ - $\varepsilon$ -модели турбулентности:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} - \nabla \left[ \left( \eta + \rho \frac{C_\mu k^2}{\sigma_k \varepsilon} \right) \cdot \nabla k \right] + \rho U \cdot \nabla k = \rho C_{\mu 1} \frac{k^2}{\varepsilon} (\nabla U + (\nabla U)^T)^2 - \rho \varepsilon,$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - \nabla \left[ \left( \eta + \rho \frac{C_\mu k^2}{\sigma_\varepsilon \varepsilon} \right) \cdot \nabla \varepsilon \right] + \rho U \cdot \nabla \varepsilon = \rho C_{\varepsilon 1} \frac{k^2}{\varepsilon} (\nabla U + (\nabla U)^T)^2 - \rho C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k},$$

где  $k$  – кинетическая энергия турбулентности;  $\varepsilon$  – диссипация турбулентной энергии;  $C_\mu$ ,  $\sigma_k$  – модельные константы. Значения модельных констант определены на основании экспериментальных данных.

При наличии межфазовых поверхностей теплообмена учитывался массоперенос вследствие процессов испарения, а также теплообмен за счет естественной конвекции.

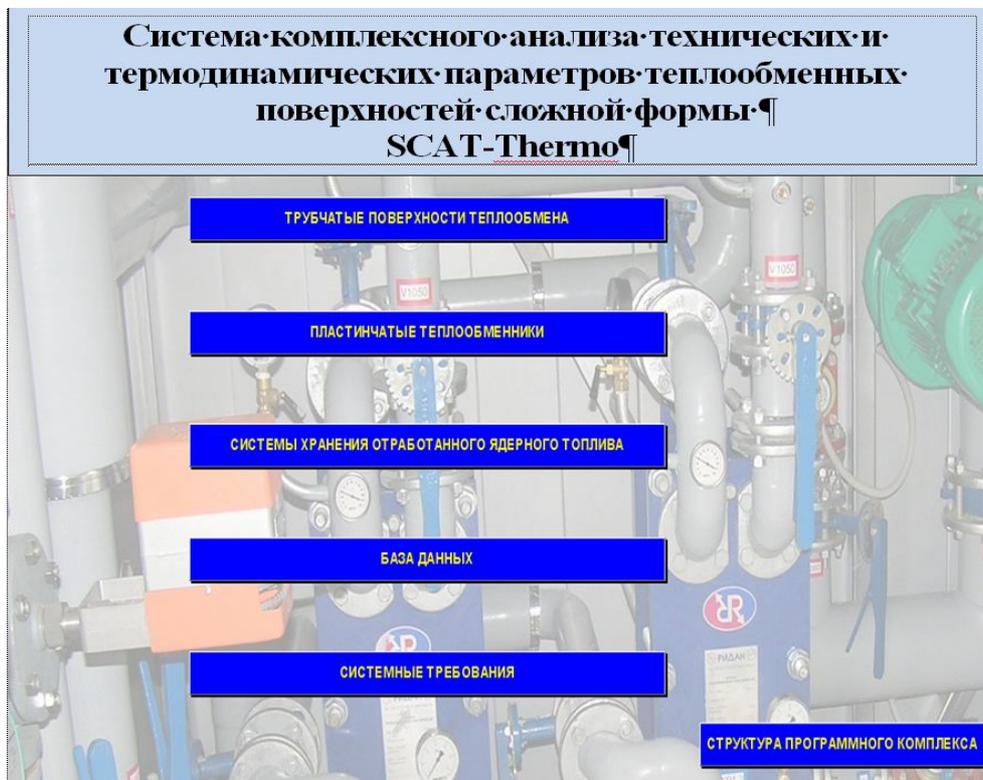


Рис. 1. Главное окно программного комплекса

Численная реализация математической модели выполнена методом конечных элементов в интерпретации COMSOL Multiphysics.

Базовая инфологическая структура программного комплекса включает следующие взаимосвязанные этапы его применения:

- проведение и обобщение на основе интегральных зависимостей результатов экспериментальных исследований или тестовых испытаний образцов нового теплообменного оборудования;

- создание электронных аналогов исследуемых конструктивных элементов и профилотграмм контактирующих поверхностей теплообмена, с последующим их использованием при построении геометрии расчетных областей в рамках создаваемых вычислительных шаблонов [2];

- разработку многомерных вычислительных аналогов на основе адаптации вычислительных шаблонов к рассматриваемым конструкциям теплообменного оборудования и режимам его эксплуатации;

- расчетный анализ теплотехнических характеристик модельного ряда образцов теплообменных устройств.

Программный комплекс позволяет:

- проектировать, планировать испытания и проводить вычислительный анализ теплотехнических характеристик промышленных теплообменников, что позволит сократить финансовые издержки и ускорить внедрение теплообменного оборудования в практику;

– использовать программный комплекс в качестве модуля систем автоматизированного проектирования энергонапряженных теплообменных устройств на основе вновь разрабатываемых или серийных поверхностей теплообмена.

Управляющая программа программного комплекса включает следующие элементы:

- модельный блок анализа трубчатых поверхностей теплообмена;
- модельный блок анализа пластинчатых теплообменников;
- модельный блок анализа процессов переноса в системах пристанционного хранения отработанного ядерного топлива (ОЯТ);
- информационно-аналитическую базу данных;
- описание структуры программного комплекса, системные требования к его реализации и функционированию.

Модельный блок анализа трубчатых поверхностей теплообмена включает:

- модуль анализа параметров биметаллических поверхностей теплообмена на основе 2D и 3D моделей;
- модуль анализа параметров гладких трубчатых поверхностей теплообмена в составе водонагревательных теплообменников и теплообменников-охладителей.

Модельный блок анализа параметров пластинчатых теплообменников включает:

- модуль анализа на основе интегральной модели;
- модуль анализа на основе 2D модели пластинчатого теплообменника.

Модельный блок анализа процессов переноса в системах пристанционного хранения ОЯТ включает:

- модуль анализа тепло- и массообменных характеристик систем «сухого» хранения ОЯТ на основе 2D модельных представлений пенала хранения ОЯТ и контейнерного хранилища ОЯТ;
- модуль анализа тепло- и массообменных характеристик систем «мокрого» хранения ОЯТ в бассейнах выдержки на основе 2D моделирования приповерхностного конвективного охлаждения бассейна с ОЯТ и 3D моделирования принудительной циркуляции охлаждающей воды в бассейне с ОЯТ.

Тестирование программного комплекса выполнено в рамках анализа теплотехнических характеристик теплообменных устройств на основе биметаллических ребристых труб, а также параметров пристанционных систем охлаждения отработавшего ядерного топлива АЭС [3,4].

Программный комплекс SCAT-Thermo реализует поэтапный алгоритм достижения оптимальных параметров разрабатываемых теплообменных поверхностей и, на их основе, мощностного ряда промышленных теплообменных устройств от образца новой теплообменной поверхности до аттестации и внедрения теплообменников на энергетический рынок Беларуси.

### **Литература**

1. Андрижиевский А. А., Вороницкая А. П., Лукашевич А. Г. Метод экспертного анализа теплотехнических характеристик промышленных образцов многослойных контактных поверхностей теплообмена // ММФ–2012: XIV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: Тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 24–28 сентября 2012 г. Минск, 2012. Т. 1, Ч. 2. С. 665–669.
2. Андрижиевский А. А., Дударев В. В., Сухоцкий А. Б. Тестирование биметаллических ребристых труб по величине термического сопротивления механического контакта несущей трубы и оребренной оболочки // Тр. БГТУ. 2013. № 3. Химия и технология неорган. веществ. С. 170–175.

3. Андрижиевский А. А., Трифонов А. Г., Пронкевич Т. Ю. Многомерная вычислительная модель для анализа тепломассообменных процессов в бассейнах выдержки отработавшего ядерного топлива АЭС с реактором типа ВВЭР-1200 // Тр. БГТУ. 2013. № 3. Химия и технология неорган. веществ. С. 145–149.

4. Андрижиевский А. А., Лукашевич А. Г. Трехмерная компьютерная модель развитой контактной поверхности теплообмена сложной конфигурации // Тр. БГТУ. 2014. № 3. Химия и технология неорган. веществ. С. 94–97.

---

УДК 629.7.018.1

## К ВОПРОСУ ОБ ИНФОРМАТИВНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ

**Н. И. Батура**

*Центральный аэрогидродинамический институт имени Н. Е. Жуковского (ЦАГИ),  
г. Жуковский, Россия*

Основная задача экспериментального исследования заключается в получении посредством измерений необходимой информации об исследуемом объекте (явлении). При исследовании физического процесса уже на этапе планирования эксперимента и, в последующем, при его проведении или обработке получаемых результатов, приходится возвращаться к необходимости повышения информативности получаемых экспериментальных результатов. В практических приложениях термин «информативность измерения» в настоящее время используется достаточно широко, хотя его смысловое содержание остается скорее интуитивным и, как правило, не связывается с известными мерами информации по Фишеру (Fisher) [1] или Шеннону (Shannon) [2, 3]. В последние годы актуальность проблемы повышения информативности эксперимента становится все более острой из-за постоянного увеличения стоимости проводимых исследований, объемов получаемых экспериментальных данных, а также сложности математических моделей, используемых при их обработке. Так при исследованиях тепловых процессов, реализующихся в летательных аппаратах или энергетических установках, приходится прибегать к решениям обратных задач теплообмена, численные решения которых из-за некорректности их общей постановки [4, 5] могут быть неустойчивыми, особенно при тепловой диагностике натуральных конструкций. Важнейшей составляющей при решении таких задач становится привлекаемая при обработке данных априорная информация. В этих обстоятельствах первоочередное значение приобретает вопрос о влиянии используемой априорной информации на информативность получаемых результатов и, в конечном итоге, на их достоверность. Очевидно, что объективное решение проблемы повышения информативности в общем виде требует формализации самого понятия «количество экспериментальной информации» или ее информативность.

В данной работе решение указанной проблемы предлагается осуществлять в рамках введенной аддитивной характеристики качества измерительного процесса, которая расширяет введенное Р. Фишером [1] представление о количестве информации в измерении.

Очевидно, что количество информации в измерении должно быть некоторой характеристикой (показателем) качества измерения. В настоящее время традиционно широко используют следующие количественные характеристики качества измерения:  $d$  – дисперсия измеряемой величины;  $\sigma = \sqrt{d}$  – среднеквадратическая погрешность (стандартная неопре-

деленность) результата измерения,  $\sigma/f_*$  – относительная погрешность,  $1/\sigma$  – точность измерения. Характеристика  $I_F = 1/d$  названа Р. Фишером [3] количеством информации в измерении для случая измерения с нормальным распределением неопределенностей. В случае многопараметрического измерения речь идет об информационной матрице Фишера  $\mathbf{I}_F = \mathbf{D}^{-1}$ . Наряду с известными преимуществами [6, 7], которые определяют активное использование информации по Фишеру, прежде всего, в теоретических исследованиях, к недостаткам указанной меры следует отнести то, что она не зависит от измеряемой величины. Другими словами, информация по Фишеру  $I_F$  характеризует сам измерительный процесс, а не эффективность измерения конкретной величины (величин). Очевидно, что при заданной  $I_F$  конкретное измерение может быть отнесено как к разряду высокоточных (измеряемая величина существенно превосходит погрешность), так и малоточных (в противном случае). Это обстоятельство в значительной мере ограничивает область практического применения меры информации по Фишеру.

В настоящей работе, вне зависимости от закона распределения неопределенностей для определения количества информации в единичном измерении, предлагается использовать следующее соотношение

$$I = f_*^2 d^{-1} = \left( \frac{f_*}{\sigma} \right)^2. \quad (1)$$

Из приведенного соотношения видно, что высокоинформативные измерения в этом случае будут определяться очевидным условием  $I \gg 1$ , в то время как для малоинформативных измерений  $I \leq 1$ .

Для комплексного (совместного, многопараметрического) измерения в качестве многомерного аналога соотношения (1) примем

$$I = \mathbf{f}_*^T \mathbf{D}^{-1} \mathbf{f}_*. \quad (2)$$

Демонстрация новых возможностей, которые появляются в связи с использованием предлагаемой меры измерительной информации в работе осуществляются на основе решения задачи экспериментального изучения процесса, описываемого линейной математической моделью

$$\mathbf{A} \mathbf{x}_* = \mathbf{f}_*, \quad (3)$$

где  $\mathbf{x}_* \in R^n$  – вектор недоступных прямому измерению параметров модели косвенно определяемых в эксперименте по результатам измерения вектора  $\mathbf{f}_* \in R^m$ ;  $\mathbf{A}$  –  $m \times n$ -мерная матрица известных коэффициентов, причем,  $m \geq n$ .

Предполагается, что в ходе измерения вектора  $\mathbf{f}_*$  получен вектор  $\mathbf{f}'$ , являющийся реализацией некоторого случайного вектора  $\mathbf{f} = \mathbf{f}_* + \delta$ . Относительно случайного вектора  $\delta$  известно, что его математическое ожидание  $M(\delta) = 0$ , а ковариационная (дисперсионная матрица)  $\text{cov}(\delta) = \mathbf{D}$  неособенная (т. е. имеет обратную матрицу  $\mathbf{I} = \mathbf{D}^{-1}$ ). В рассматриваемой здесь постановке закон распределения компонент вектора  $\delta$  не предполагается известным.

В данной работе решение сформулированной задачи предлагается осуществлять из условия полного использования при обработке экспериментальных данных всей имеющейся информации. В рамках введенной выше меры количества информации (1), (2) сформулированное условие может быть записано в виде

$$\hat{I} = \sum_{j=1}^k I_j, \quad (4)$$

где  $\hat{I}$  – количество информации в оценке;  $I_j$  – количество информации, представляемой  $j$ -м источником измерительной информации.

Отметим существенную особенность предложенной меры информации. Хотя количества информации  $I_j$  могут относиться к различным проявлениям исследуемого процесса (в том числе и с различными физическими размерностями), сами  $I_j$  являются безразмерными величинами, что и обеспечивает возможность суммирования информации из различных источников.

В работе на основе рассмотрения ряда примеров иллюстрируется возможность получения новым методом известных алгоритмов решения задачи параметрической идентификации линейных моделей по результатам измерений. Предлагаемый метод характеризуется значительной простотой и, по сути, заключается в конкретизации в рамках рассматриваемой задачи условия аддитивности измерительной информации (4).

Анализ полученных с использованием предлагаемого подхода оценок показывает, что они совпадают с соответствующими оценками, полученными по схеме Гаусса – Маркова (СГМ), т. е. являются линейными несмещенными оценками с минимальными дисперсиями [8]. Этот факт позволяет дать новую информационную трактовку СГМ-оценкам, а именно, эти оценки, в указанном смысле, содержат всю имеющуюся в исходных данных измерительную информацию. Аналогичная трактовка может быть дана и методу наименьших квадратов в обобщенной постановке, равно как и методу максимального правдоподобия при условии, что неопределенности распределены по нормальному закону.

На основе предлагаемого подхода проводится анализ широко используемого при обработке экспериментальных данных метода регуляризации А. Н. Тихонова [4]. Показано, что при определенном выборе параметра регуляризации этот метод можно рассматривать как метод суммирования исходной измерительной и априорной информации в соответствии с (4).

Рассматриваются проблемы использования калориметрических датчиков в практике проведения тепловых испытаний.

### Литература

1. Фишер Р. А. Статистические методы для исследователей. М.: Гостехиздат, 1958. – 264 с.
2. Шеннон К. Современные достижения теории связи // Работы по теории информации и кибернетике. М.: ИЛ, 1963. С. 403–414.
3. Хартли Р. В. Передача информации // Теория информации и ее приложения. М.: Физматлит, 1969. С. 5–35.
4. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. – 224 с.
5. Алифанов О. М. Идентификация процессов теплообмена летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1979. – 216 с.
6. Рао С. Р. Линейные статистические методы и их применения. М.: Наука, 1968. – 548 с.
7. Тербиж В. Ю. Введение в статистическую теорию обратных задач. М.: Физматлит, 2005. – 376 с.
8. Тихонов А. Н., Уфимцев М. В. Статистическая теория обработки результатов экспериментов. М.: Изд-во Московского ун-та, 1988. – 174 с.

УДК 519.63:683.531.19

## МЕЖМОЛЕКУЛЯРНАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ АМОРФНОЙ ФАЗЫ ПОЛИМЕРА

А. Ю. Бачурина, А. В. Белко, В. А. Лиопо, А. В. Никитин

*Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, г. Гродно, Беларусь*

Объект исследования – полимерные образцы на основе политетрафторэтилена (ПТФЭ), полученные при использовании различных технологических приемов. Выполнены измерения теплопроводности данных образцов полимера и получены их рентгенограммы. Предложена структурная модель аморфной фазы полимера. На основе теории Дебая построена модель для исследования межмолекулярной теплопроводности полимеров. Полученные расчетные данные сравниваются с экспериментальными для политетрафторэтилена. Ранее было показано, что при формировании образцов полимера возможно возникновение различного рода дефектов, которые в дальнейшем могут разрастаться в трещины и приводить к разрушению образца. Наличие подобных дефектов может существенным образом влиять на тепловые и прочностные свойства материала [1]. Показано, что наличие дефектов не является определяющим фактором при определении эффективной теплопроводности образца. В связи с этим принимается гипотеза о доминирующем влиянии межмолекулярного расстояния на эффективную теплопроводность.

Традиционная технология получения полуфабрикатов и изделий из фторкомпозитов включает в себя операции дозирования, смешивания, холодного прессования заготовок с их последующим спеканием на воздухе. Образцы для исследований теплофизических характеристик политетрафторэтилена в виде стержней получали методом прессования.

Для исследования были подготовлены образцы политетрафторэтилена, изготовленные с помощью различных технологических процессов.

Для оценки степени кристалличности образцов был проведен рентгеноструктурный анализ. Рентгенограммы снимались в интервале брэгговских углов  $2\Theta = 5\text{--}90^\circ$ . Рентгенографирование образцов проводилось в Си-излучении при комнатной температуре. Рентгеновскую степень кристалличности определяли по формуле [2]

$$\chi = \frac{S_{кр}}{S_{кр} + S_{ам}}, \quad (1)$$

где  $S_{кр}$  – площадь под кристаллическим рефлексом;  $(S_{кр} + S_{ам})$  – общая площадь под кривой когерентного рассеяния в пределах от  $9$  до  $25^\circ$ , т. е. площадь за вычетом фона и некогерентного рассеяния на частицах наполнителей. Рентгенографический анализ показал, что степень упорядочения не претерпевает изменений в зависимости от технологии изготовления.

В табл. 1 приведены значения коэффициента теплопроводности образцов (1 – фторопласт подвергли механоактивации + закаливание; 2 – стандартный режим спекания; 3 – закаливание; 4 – фторопласт подвергли механоактивации + стандартный режим спекания; 5 – спекание в оправке; 6 – фторопласт подвергли механоактивации + спекание в оправке) при различных технологиях изготовления. Использование технологии ВС (в условиях всестороннего сжатия) приводит к существенному увеличению теплопроводности. Возрастание теплопроводности может быть вызвано следующими факторами: изменение степени кристалличности, уменьшение пористости образцов, уплотнение участков с низким содержанием молекулярной фракции.

Для расчета влияния пористости образцов на конечную теплопроводность был использован численный метод. Численные расчеты основаны на непосредственном решении уравнения теплопроводности с учетом граничных и начальных условий конечно-разностными методами [3].

Таблица 1

Коэффициент теплопроводности образцов ( $\lambda$ , Вт/(м·К)) из ПТФЭ марки Ф4-ПН90 при различных технологиях спекания

Номер образца	Плотность, кг/м <sup>3</sup>	Температура, °С		
		35	50	75
1	2071	0,224	0,215	
2	2113	0,26	0,24	
3	2171	0,23	0,23	
4	2137	0,26	0,25	0,24
5	2200	0,32	0,28	0,25
6	2160	0,38	0,34	0,33

В табл. 2 представлены результаты расчета эффективной теплопроводности полимерной матрицы при различных концентрациях воздушных включений. Расчеты выполнены для нескольких вариантов распределения пор в матрице: а) случайным образом; б) с продольными волокнами; в) с поперечными волокнами. Последние два варианта представляют собой предельные случаи распределения воздушных включений в матрице. Теплопроводность матрицы принималась равной 0,38 Вт/(м·К). По результатам расчета надо отметить, что невозможно объяснить возрастание теплопроводности исключительно изменением пористости в полимерной матрице. В кристаллизующемся полимере существуют различные упорядоченные надмолекулярные структуры, соединенные между собой проходными цепями [4, 5]. Плотность упаковки в таких проходных цепях гораздо ниже, чем в упорядоченных структурах.

Таблица 2

Эффективная теплопроводность полимерной матрицы при различных концентрациях воздушных включений

Концентрация пор, $n$	$\lambda_{\text{расч}}$ , Вт/(м·К)		
	Вариант а	Вариант б	Вариант в
0,03	0,363	0,365	0,364
0,06	0,346	0,352	0,346
0,09	0,331	0,339	0,326
0,12	0,314	0,327	0,308
0,15	0,298	0,316	0,288
0,18	0,284	0,304	0,27
0,21	0,267	0,293	0,251

Для исследования тепловых свойств полимеров исходную матрицу можно рассматривать как композиционную систему, состоящую из кристаллических и аморфных областей. В этом случае необходимы модели, позволяющие корректно оценить соотношение между значениями коэффициентов теплопроводностей подобных областей.

При определении теплопроводности аморфной фазы полимера можно вводить в рассмотрение модели жидкой структуры, учитывающие обмен энергией между ближайшими молекулами при их столкновениях в результате тепловых колебаний около некоторого среднего положения равновесия [6]. При этом предполагается, что перенос энергии осуществляется не путем распространения упругих волн, а в результате некоррелированной передачи энергии путем внутри- и межмолекулярного взаимодействия, т. е. по механизму, характерному для теплопроводности жидкостей.

Структурная модель для аморфных полимеров базируется на следующих двух предположениях [6]. При расчете межмолекулярной теплопроводности можно считать, что длина свободного пробега близка к межмолекулярным расстояниям и практически не зависит от температуры. Во-вторых, предполагается, что теплопроводность основной валентной связи намного превышает (минимум на порядок) теплопроводность связей Ван-дер-Ваальса. С учетом этих предположений была рассмотрена структурная модель [5, 6] в виде сетки элементарных тепловых сопротивлений с атомами, расположенными в узлах. Расчет межмолекулярной теплопроводности основан на уравнении Дебая

$$\lambda_w = k\rho C v_{зв} \bar{l}, \quad (2)$$

где  $k$  – постоянная, близкая к единице,  $\rho$  – плотность,  $C$  – теплоемкость,  $v_{зв}$  – скорость звука. Средняя длина свободного пробега  $\bar{l}$  принимается равной среднему расстоянию между двумя соседними атомами. Для расчета модуля упругости использовался потенциал Леннард – Джонса. Получено выражение, связывающее теплопроводность со средним расстоянием между атомами

$$\lambda_w = k \frac{6k_B}{hr_{\min}} \sqrt{\frac{3\varepsilon}{m}} \sqrt{13 \left(\frac{r_{\min}}{h}\right)^{14} - 7 \left(\frac{r_{\min}}{h}\right)^8}, \quad (3)$$

где  $h$  – среднее расстояние между соседними атомами вдоль основной оси,  $r_{\min}$  – равновесное расстояние между взаимодействующими атомами,  $\varepsilon$  – энергия атомов в этом положении,  $m$  – средняя арифметическая масса двух соседних атомов,  $k_B$  – постоянная Больцмана.

Из-за статистического направления валентных связей предполагается, что коэффициент теплопроводности всей сетки пропорционален усредненному значению коэффициента теплопроводности ван-дер-ваальсовых связей.

Молекулы политетрафторэтилена состоят из большого числа одинаковых групп атомов  $\text{CF}_2$  с химическими связями. Для упрощения расчетов можно воспользоваться концепцией объединенных атомных силовых полей, которая состоит в том, что мономерное звено заменяется единичным атомом таким образом, что свойства полимера при этом не меняются. В работе [7] были определены параметры ван-дер-ваальсовой связи для таких взаимодействующих одиночных атомов. Для потенциала Леннард-Джонса получены следующие значения параметров  $\varepsilon = 5,6 \cdot 10^{-22}$  Дж,  $r_{\min} = 0,565$  нм,  $h = 0,159$  нм.

В табл. 3 приведена зависимость элементарной межмолекулярной теплопроводности от расстояния между взаимодействующими атомами.

Таблица 3

Теплопроводность ван-дер-ваальсовой связи

$r$ , нм	0,560	0,565	0,570	0,575	0,580	0,585
$\lambda$ , Вт/(м·К)	0,35	0,32	0,29	0,26	0,24	0,21

Рассмотренная модель межмолекулярного взаимодействия как качественно, так и количественно согласуется с экспериментальными данными, и может быть использована для расчета межмолекулярной теплопроводности полимеров.

В данной работе вводится предположение о том, что основным фактором, влияющим на теплопроводность образцов полимера, изготовленных по различным технологиям, является изменение межмолекулярного расстояния в аморфной фазе. В дальнейшем необходимо сопоставление соотношения теплопроводностей между кристаллической и аморфной фазами. Сравнение межмолекулярной, внутримолекулярной и эффективной теплопроводностей позволит определить, достаточно ли для определения эффективной теплопроводности учета только размерного межмолекулярного параметра.

### **Литература**

1. Воропаев В. В. и др. Технология высокопрочных композиционных материалов на основе модифицированного политетрафторэтилена // Весці. НАН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. 2012. № 3. С. 31–38.
  2. Машков Ю. К., Овчар З. Н., Суриков В. И., Калистратова Л. Ф. Композиционные материалы на основе политетрафторэтилена. Структурная модификация М.: Машиностроение, 2005. – 240 с.
  3. Бачурина А. Ю., Никитин А. В. Численный метод расчета коэффициента теплопроводности композиционной системы // Вестн. Гродн. гос. ун-та. Сер. 2. Математика. Физика. Информатика, вычислительная техника и управление. Биология. 2010. № 2. С. 93–99.
  4. Соломко В. П. Наполненные кристаллизующиеся полимеры. Киев: Наукова думка, 1980. – 264 с.
  5. Харитонов В. В. Теплофизика полимеров и полимерных композиций. Минск: Выш. школа, 1983. – 162 с.
  6. Годовский Ю. К. Теплофизика полимеров. М.: Химия, 1982. – 280 с.
  7. Gao G. Large scale molecular simulations with application to polymers and nano-scale materials. California: California Institute of Technology Pasadena, 1998. – 296 p.
- 

УДК 536.24

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕРМОУПРУГОСТИ МЕТОДАМИ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ**

**С. А. Будник<sup>1</sup>, А. В. Ненарокомов<sup>1</sup>, П. В. Просунцов<sup>2</sup>, Д. М. Титов<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),  
г. Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана,  
г. Москва, Россия*

Развитие современной техники связано с увеличением числа ответственных теплонагруженных технических объектов, с ужесточением условий их теплового и силового нагружения при одновременном требовании повышения надежности и ресурса. Характерными особенностями современных теплонагруженных конструкций являются нестационарность, нелинейность, многомерность и сопряженный характер процессов теплопереноса и

силового нагружения. Эти особенности ограничивают возможность использования многих традиционных расчетно-теоретических и экспериментальных методов исследований [1–3].

Целью исследования процессов термоупругости в конструкционных элементах теплонагруженных систем является высокоточное определение теплофизических и прочностных характеристик современных элементов конструкций по результатам нестационарных измерений температуры и деформаций в некоторых точках исследуемых образцов и моделей. Предлагаемый подход является комбинацией достаточно точных измерений первичных величин (температуры и деформации) в условиях испытаний, максимально приближенных к натурным и корректной математической обработки полученных экспериментальных данных на основе теории обратных задач. При этом чрезвычайно важно обеспечить максимальную достоверность получаемых результатов. Это достигается путем оптимального планирования условий проведения экспериментов. Задача оптимального планирования эксперимента заключается в выборе таких условий проведения эксперимента, включая темп и продолжительность нагрева образца, размещения термодатчиков, которые обеспечивают максимальную информативность экспериментов [4].

*Математическая модель процесса теплообмена.* Запишем ее в виде

$$C(T) \frac{\partial T(x, y)}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda_x(T) \frac{\partial T(x, y)}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda_y(T) \frac{\partial T(x, y)}{\partial y} \right); \quad (1)$$

$$\tau = 0; T(x, y) = T_0(x, y);$$

$$\Gamma \in \Gamma_1; -\lambda_y \frac{\partial T(x, y)}{\partial y} = -\varepsilon_w \sigma (T^4(x, y) - T_f^4); \quad (2)$$

$$\Gamma \in \Gamma_2; -\lambda_x \frac{\partial T(x, y)}{\partial x} = -\varepsilon_w \sigma (T^4(x, y) - T_f^4); \quad (3)$$

$$\Gamma \in \Gamma_3; -\lambda_y \frac{\partial T(x, y)}{\partial y} = 0; \quad (4)$$

$$\Gamma \in \Gamma_4; -\lambda_n \frac{\partial T(x, y)}{\partial n} = q_{res}(\tau); \quad (5)$$

$$\Gamma \in \Gamma_5; -\lambda_x \frac{\partial T(x, y)}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

где  $C$  – объемная теплоемкость, Дж/(м<sup>3</sup>·К),  $\lambda_x, \lambda_y$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);  $\varepsilon_w$  – степень черноты границ образца;  $T_f$  – температура окружающей среды;  $q_{res}$  – результирующий поток излучения от нагревателя.

*Математическая модель процесса упругой деформации образца.* Разрешающую систему уравнений для упругой плоской деформации образца анизотропного КМ запишем в перемещениях:

$$E_{11} \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial x^2} + (E_{12} + G_{xy}) \frac{\partial w^2(x, y)}{\partial x \partial y} + G_{xy} \frac{\partial^2 u(x, y)}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial x} (a_1(T) \theta(x, y)) = 0; \quad (7)$$

$$(E_{12} + G_{xy}) \frac{\partial w^2(x, y)}{\partial x \partial y} + E_{22} \frac{\partial^2 w(x, y)}{\partial y^2} + G_{xy} \frac{\partial^2 w(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} (a_2(T) \theta(x, y)) = 0; \quad (8)$$

$$E_{11} = \frac{E_x(1-v_{yz}^2)}{(1-v_{xz}^2)(1-v_{yz}^2) - (v_{xy} + v_{xz}v_{yz})}; \quad (9)$$

$$E_{12} = \frac{E_x(v_{xy} + v_{xz}v_{yz})}{(1-v_{xz}^2)(1-v_{yz}^2) - (v_{xy} + v_{xz}v_{yz})}; \quad (10)$$

$$a_1(T) = \frac{E_x \left( (\alpha_x(T) + \alpha_z(T)v_{xz})(1-v_{yz}^2) + (\alpha_y(T) + \alpha_z(T)v_{yz})(v_{xy} + v_{xz}v_{yz}) \right)}{(1-v_{xz}^2)(1-v_{yz}^2) - (v_{xy} + v_{xz}v_{yz})}; \quad (11)$$

$$E_{21} = \frac{E_y(v_{xy} + v_{xz}v_{yz})}{(1-v_{xz}^2)(1-v_{yz}^2) - (v_{xy} + v_{xz}v_{yz})^2}; \quad (12)$$

$$E_{22} = \frac{E_y(1-v_{xz}^2)}{(1-v_{xz}^2)(1-v_{yz}^2) - (v_{xy} + v_{xz}v_{yz})^2}; \quad (13)$$

$$a_2(T) = \frac{E_y \left( (\alpha_y(T) + \alpha_z(T)v_{yz})(1-v_{xz}^2) + (\alpha_x(T) + \alpha_z(T)v_{xz})(v_{xy} + v_{xz}v_{yz}) \right)}{(1-v_{xz}^2)(1-v_{yz}^2) - (v_{xy} + v_{xz}v_{yz})}, \quad (14)$$

где  $u(x, y)$  и  $w(x, y)$  – перемещения в направлении  $X$  и  $Y$ , м;  $G_{xy}$  – модуль сдвига в плоскости  $XY$ ;  $E_x$  и  $E_y$  – модуль Юнга в направлении  $X$  и  $Y$ ;  $\alpha_x, \alpha_y$  – коэффициенты термического линейного расширения в соответствующих направлениях,  $1/K$ ;  $v_{xy}, v_{xz}, v_{yz}$  – коэффициенты Пуассона;  $\theta(x, y) = T(x, y) - T_0(x, y)$ .

Граничные условия задачи записываются в следующем виде:

$$\Gamma \in \Gamma_1; \quad \frac{\partial u(x, y)}{\partial x} = (\alpha_x(T) + \alpha_z(T)v_{xz})\theta(x, y); \quad \frac{\partial w(x, y)}{\partial y} = (\alpha_y(T) + \alpha_z(T)v_{yz})\theta(x, y); \quad (15)$$

$$\Gamma \in \Gamma_2; \quad \frac{\partial u(x, y)}{\partial x} = (\alpha_x(T) + \alpha_z(T)v_{xz})\theta(x, y); \quad \frac{\partial w(x, y)}{\partial y} = (\alpha_y(T) + \alpha_z(T)v_{yz})\theta(x, y); \quad (16)$$

$$\Gamma \in \Gamma_3; \quad w(x, y) = 0; \quad \frac{\partial u(x, y)}{\partial y} = 0; \quad (17)$$

$$\Gamma \in \Gamma_4; \quad \frac{\partial u(x, y)}{\partial x} = (\alpha_x(T) + \alpha_z(T)v_{xz})\theta(x, y); \quad \frac{\partial w(x, y)}{\partial y} = (\alpha_y(T) + \alpha_z(T)v_{yz})\theta(x, y); \quad (18)$$

$$\Gamma \in \Gamma_5; \quad u(x, y) = 0; \quad \frac{\partial w(x, y)}{\partial x} = 0. \quad (19)$$

Решение задачи в перемещения позволяет получить величины деформаций, необходимые для формирования функционала невязки:

$$\varepsilon_x = \frac{\partial u(x, y)}{\partial x}; \quad (20)$$

$$\varepsilon_y = \frac{\partial w(x, y)}{\partial y}; \quad (21)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_x \cos \beta + \varepsilon_y \sin \beta; \quad (22)$$

где  $\beta$  – угол между осью установки тензометрического датчика и осью  $X$ .

В данной постановке считается, что от температуры зависят только коэффициенты линейного термического расширения по направлениям, в то время как упругие характеристики материала (модули Юнга и сдвига и коэффициенты Пуассона) от температуры не зависят.

Из решения обратной задачи термоупругости определяются зависимости  $\lambda_x(T)$ ,  $\lambda_y(T)$ ,  $a_1(T)$  и  $a_2(T)$ . Из двух последних зависимостей могут быть найдены зависимости  $\alpha_x(T)$  и  $\alpha_y(T)$  при известных значениях коэффициентов Пуассона и зависимости  $\alpha_z(T)$ .

*Алгоритм решения обратной задачи.* Двумерная обратная задача термоупругости решается методом итерационной регуляризации, т. е. ищутся температурные зависимости коэффициентов теплопроводности  $\lambda_x(T)$ ,  $\lambda_y(T)$  и коэффициентов линейного термического расширения  $\alpha_x(T)$  и  $\alpha_y(T)$ , т. е. ищется вектор неизвестных параметров  $\bar{u} = \{\lambda_x(T), \lambda_y(T), \alpha_x(T), \alpha_y(T)\}$ , доставляющий минимум функционалу невязки экспериментальных и расчетных температур и деформаций [3, 5]

$$S(\bar{u}) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N_t} \int_0^{\tau_{\text{exp}}} \left( T(x_i^t, y_i^t) - T_{\text{exp}}(x_i^t, y_i^t) \right)^2 d\tau + M \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{N_\varepsilon} \int_0^{\tau_{\text{exp}}} \left( \varepsilon(x_j^\varepsilon, y_j^\varepsilon) - \varepsilon_{\text{exp}}(x_j^\varepsilon, y_j^\varepsilon) \right)^2 d\tau; \quad (23)$$

где  $T$  – температура, К;  $x, y$  – координаты, м;  $\varepsilon$  – деформация;  $N^t, N^\varepsilon$  – количество датчиков температуры и деформации соответственно;  $\tau_{\text{exp}}$  – продолжительность эксперимента, с;  $M$  – весовой коэффициент. Индекс exp указывает на экспериментально измеренную величину. Величины  $T(x, y)$  и  $\varepsilon(x, y)$  находятся из решения прямой задачи термоупругости.

### Литература

1. Alifanov O. M., Budnik S. A., Mikhailov V. V., Nenarokomov A. V., Titov D. M., Yudin V. M. An Experimental Computational System for Materials Thermal Properties Determination and its Application for Spacecraft Structures Testing // Acta Astronautica. 2007. Vol. 61. Pp. 341–351.
2. Alifanov O. M., Budnik S. A., Nenarokomov A. V., Netelev A. V. Non-Contact Testing of Elastic Materials by Inverse Methods of Nonlinear Acoustics // Proc. of 7th Intern. Conf. on Inverse Problems in Engineering: Theory and Practice. May 4–6, 2011, Orlando, Florida, USA, Int. University of Florida Publ., 2011.
3. Alifanov O. M., Budnik S. A., Nenarokomov A. V., Netelev A. V. Destructive Materials Thermal properties determination with application for spacecraft structures testing // Inverse Problems in Science and Engineering. 2012. Vol. 20, No. 5. Pp. 677–690.
4. Emery A. F., Fadale T. D., Nenarokomov A. V. Specification of optimal sensor location based on information and sensitivity analysis // ASME. 1993. P. No.93-WA/HT-14.

УДК 532.526.4:536.24

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НАЧАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ БЕЗМАШИННОГО ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ В ТРУБЕ ЛЕОНТЬЕВА

Ю. А. Виноградов, А. Г. Здитовец, М. М. Стронгин

*НИИ механики МГУ, г. Москва, Россия*

К настоящему времени предложено несколько методов безмашинного энергоразделения газового потока [1–4]. На их основе созданы устройства безмашинного энергоразделения потоков или газодинамической температурной стратификации. Основной особенностью безмашинных методов является то, что в устройствах для их осуществления отсутствуют механизмы, приводимые в движение газовым потоком (поршень, лопатки и т. п.), т. е. газ не совершает внешней технической работы. Также газ не участвует в теплообмене с окружающей средой. Количественной мерой энергоразделения потоков служит разность между энтальпиями торможения газового потока на входе и на выходе из устройства. В случае постоянной теплоемкости энергоразделение измеряется по соответствующей разнице температур торможения. Другими словами, сжатый газ с температурой торможения  $T_{0\infty}$  на входе в устройство, пройдя через него, разделяется как минимум на два потока – «холодный» и «горячий» – с температурами торможения  $T_{01} < T_{0\infty}$  и  $T_{02} > T_{0\infty}$  соответственно.

К наиболее распространенным методам безмашинного энергоразделения можно отнести вихревой и резонансный методы, а устройства для их осуществления – вихревые трубы Ранка – Хилша и резонансные трубы Гартмана – Шпренгера соответственно.

В работе [1] предложен и теоретически обоснован новый метод безмашинного энергоразделения газового потока. Главной его особенностью является возможность существенного снижения потерь полного давления у одного из потоков. Принципиальная схема устройства для его реализации показана на рис. 1. Сжатый газ (воздух, пар, смесь газов и т. п.) поступает из ресивера 1 с параметрами торможения  $T_{0\infty}$ ,  $P_{0\infty}$  в рабочий участок, где разделяется перегородкой 2 на два потока 3, 4. Поток 3 не испытывает геометрического воздействия и остается дозвуковым, поток 4 разгоняется в сопле 5 до сверхзвуковой скорости.

Как известно, температура поверхности теплоизолированной плоской стенки, обтекаемой газовым потоком, для неразрезанных сред равна температуре газа непосредственно у поверхности этой стенки и определяется выражением

$$T_{aw} = \frac{T_{0\infty} \left( 1 + r \frac{(k-1)}{2} M^2 \right)}{1 + \frac{(k-1)}{2} M^2}. \quad (1)$$

В случае дозвукового потока ( $M \ll 1$ ) из (1)  $T_{aw} \approx T_{0\infty}$ , а в случае сверхзвукового потока ( $M \gg 1$ ) можно принять  $T_{aw} \approx rT_{0\infty}$ . На рис. 1 штриховой линией показаны профили температуры торможения в пограничном слое сверхзвукового и дозвукового потоков, если перегородка 2 – плоская теплоизолированная пластина и  $r < 1$ . Температуры поверхностей перегородки со стороны дозвукового потока  $T_{aw1}$  и сверхзвукового потока  $T_{aw2}$  отличаются друг от друга. Следовательно, если перегородку сделать теплопроводной, то между потоками начнется теплообмен. В таком случае сверхзвуковой поток будет нагреваться, а дозвуковой – охлаждаться (для этого случая профиль температуры торможения показан на рис. 1 сплошной линией). При этом  $T_{aw} \approx rT_{0\infty}$  – максимальная теоретически возможная темпера-

тура охлаждения дозвукового потока в данном устройстве. Если  $r > 1$ , то тепловой поток будет направлен в другую сторону. При  $r = 1$  теплообмен между потоками отсутствует и энергоразделения в данном устройстве не происходит.

Из многочисленных экспериментальных данных, полученных на воздухе, известно, что на плоской пластине в случае турбулентного пограничного слоя коэффициент восстановления температуры определяется следующим выражением  $r = Pr^{1/3}$ . У однородных газов (водород, гелий, аргон, ксенон и т.п.) и воздуха критерий Прандтля лежит в пределах  $Pr \approx 0.65–0.73$  в широком диапазоне температур 250–1000 К. В инженерных расчетах при обтекании плоской пластины чистыми газами обычно принимают  $r \approx 0.9$ . Следовательно, максимальное охлаждение дозвукового воздушного потока в плоском канале по данной схеме (рис. 1) составляет

$$\Delta T_{Cmax} = T_{0\infty} - rT_{0\infty} \approx 0.1T_{0\infty}. \quad (2)$$

В литературе можно найти работы, посвященные численному и аналитическому исследованию энергоразделения потоков с использованием данного метода [1, 2, 4]. Экспериментальные результаты ограничены [2, 5, 6].

Цель настоящей работы – экспериментально исследовать процесс безмашинного энергоразделения по методу Леонтьева для разных начальных чисел Маха сверхзвукового потока.

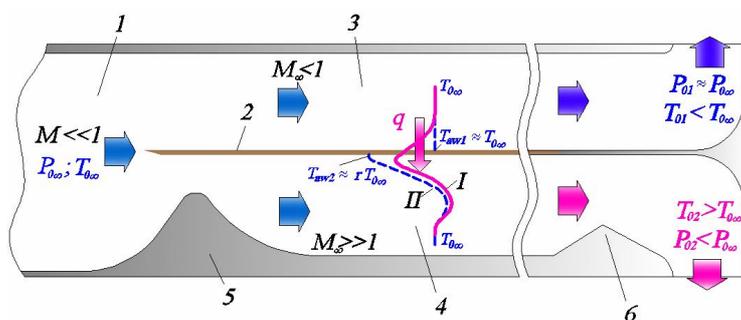


Рис. 1 Принципиальная схема устройства для безмашинного энергоразделения потока по методу Леонтьева: 1 – ресивер, 2 – разделительная перегородка, 3 – дозвуковой поток, 4 – сверхзвуковой поток, 5 – сверхзвуковое сопло, 6 – сверхзвуковой диффузор. Распределение температуры торможения в пограничном слое в случае теплопроводной разделительной перегородки (I), в случае теплоизолированной перегородки (II)

**Экспериментальный стенд.** Схема рабочей части представлена на рис. 2. Ее основа – исследуемое устройство для безмашинного энергоразделения газового потока (труба Леонтьева), которое напоминает теплообменный аппарат «труба в трубе». Отличие состоит в том, что по внутреннему каналу движется сверхзвуковой поток, а по внешнему кольцевому каналу – дозвуковой поток.

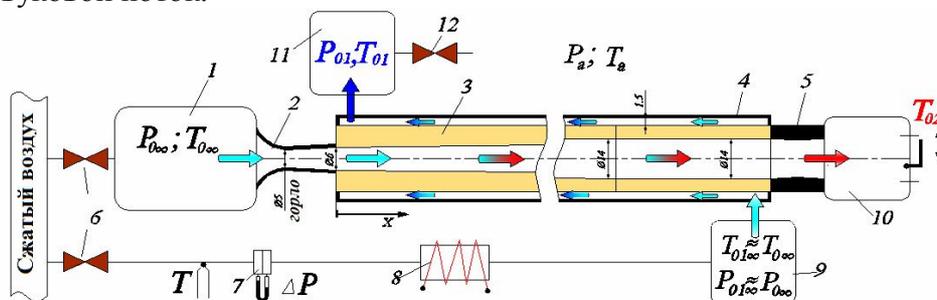


Рис. 2. Схема рабочей части экспериментального стенда: 1, 9, 10, 11 – ресиверы; 2 – сверхзвуковое коническое сопло; 3 – латунный стержень с внутренним коническо-цилиндрическим каналом; 4 – труба с теплоизоляцией; 5 – выходной диффузор; 6 – регуляторы давления; 7 – расходомерное устройство; 8 – электрический нагреватель; 12 – вентиль

Сверхзвуковой канал образован сменными коническими соплами 2 (угол раскрытия  $6^\circ$ , диаметр критического сечения 5 и 3.7 мм, число Маха на срезе при изэнтропическом течении воздуха  $Mg = 1.8$  и 2.5 соответственно) и коническо-цилиндрическим каналом (конусность 1:50), изготовленном в латунном стержне 3. Длина конического участка 400 мм, цилиндрического 300 мм. Дозвуковой канал представлял кольцевой зазор, образованный между двумя цилиндрическими поверхностями деталей 3 и 4. В итоге два канала – сверхзвуковой и дозвуковой – разделены теплопроводящим материалом (теплопроводность латуни  $\lambda \approx 110$  Вт/(м·К)). Внешняя стальная труба 4 была покрыта пятимиллиметровым слоем вспененного полиэтилена в качестве теплоизолятора ( $\lambda \approx 0.04$  Вт/(м·К)).

Сжатый воздух поступал на установку из трассы высокого давления. Электрическим нагревателем (не показан на рис. 2), расположенном в ресивере 1, обеспечивалась заданная по условиям эксперимента начальная температура торможения сверхзвукового потока  $T_{0\infty}$ . Начальные параметры сверхзвукового потока  $P_{0\infty}$  и  $T_{0\infty}$  в ресивере 1 поддерживались неизменными на протяжении всего времени проведения эксперимента. В дозвуковой канал воздух поступал из ресивера 9. Начальные параметры дозвукового потока  $P_{01\infty}$  и  $T_{01\infty}$  поддерживались равными начальным параметрам сверхзвукового потока  $P_{0\infty}$  и  $T_{0\infty}$ . Различным режимам работы стенда соответствовал разный массовый расход через дозвуковой канал, который регулировался вентилем 12 и регулятором 6. Массовый расход воздуха через сверхзвуковой канал оставался неизменным. При этом на всех режимах выдерживалось главное условие безмашинного метода энергоразделения – равенство начальных температур торможения потоков на входе в дозвуковую и сверхзвуковую части устройства.

Зондами фиксировались профили температуры торможения на выходе из дозвукового  $T_{01i}$  и сверхзвукового  $T_{02i}$  каналов для разных значений массового расхода воздуха через дозвуковой канал. Также фиксировалось полное давление потока на выходе из дозвукового канала  $P_{01}$ . Измерение температуры проводилось хромель-алюмелиновыми термопарами с погрешностью  $\pm 0.3$  К. Массовый расход через дозвуковой канал рассчитывался по падению давления на мерной шайбе 7, через сверхзвуковой канал – по параметрам торможения в ресивере 1 и площади критического сверхзвукового сопла. Мерная шайба и сопла предварительно тарировались на лабораторных ротаметрах с погрешностью 1.5%. Все измерения проводились после достижения параметрами потоков квазистационарного режима.

**Результаты.** Измерения распределения статического давления вдоль коническо-цилиндрического канала при отсутствии теплообмена с дозвуковым потоком показали (рис. 3, слева), что, например, при сопле  $Mg = 1.8$  число Маха изменяется на коническом участке от 1.7 до 2.4, а на цилиндрическом – от 2.4 до 2.1. Одновременно при помощи тепловизора было измерено температурное поле внешней поверхности стержня 3 (труба 4 была убрана) (рис. 3, справа). Эти данные позволили экспериментально оценить минимальную температуру  $T_{aw}$  (если пренебречь теплообменом с окружающей средой и продольными перетечками тепла по стержню) до которой может быть охлажден дозвуковой поток в данном устройстве с теми же начальными параметрами что и в ресивере 1. Для начальных параметров воздуха ( $T_{0\infty} = 25.5 \pm 0.3$  °С и  $P_{0\infty} = 1.05 \pm 0.01$  МПа) минимальная температура стенки составила  $4.0 \pm 1.0$  °С. Следовательно, максимальный эффект охлаждения на данной установке при данных начальных параметрах потока может составить  $25.5 - 4 = 21.5 \pm 1.3$  °С. Массовый расход воздуха через сверхзвуковой канал составил  $G_2 = 0.049 \pm 0.0005$  кг/с. Массовая доля дозвукового потока изменялась в диапазоне от 0.1 до 0.8.

На рис. 4 (слева) показаны величины абсолютного нагрева сверхзвукового потока ( $\Delta T_{0h} = T_{02} - T_{0\infty}$ ) и охлаждения дозвукового потока ( $\Delta T_{0c} = T_{01} - T_{01\infty}$ ), измеренные на данном стенде при различных значениях массовой доли дозвукового потока. Как видно, режим с максимальным охлаждением дозвукового потока достигается при минимальном его расходе через установку. Полученный результат  $15 \pm 0.6$  К отличается от максимально возможного,

определенного выше  $21.5 \pm 1.3$  К. На рис. 4 (справа) приведены потери полного давления в двух каналах, которые определялись как  $P_{01}/P_{01\infty}$  для дозвукового потока и  $P_a/P_{0\infty}$  для сверхзвукового потока.

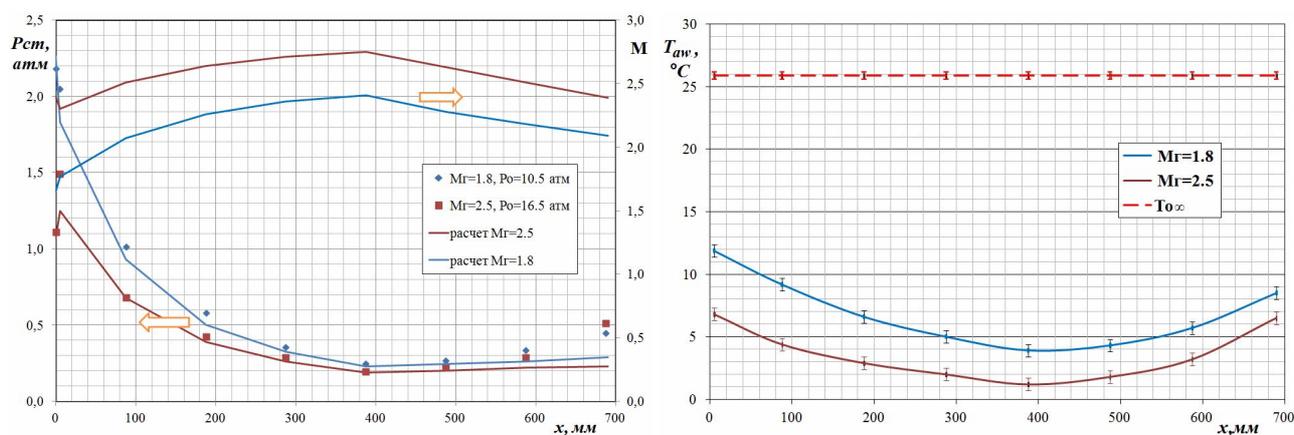


Рис. 3. Распределение статического давления вдоль коническо-цилиндрического канала

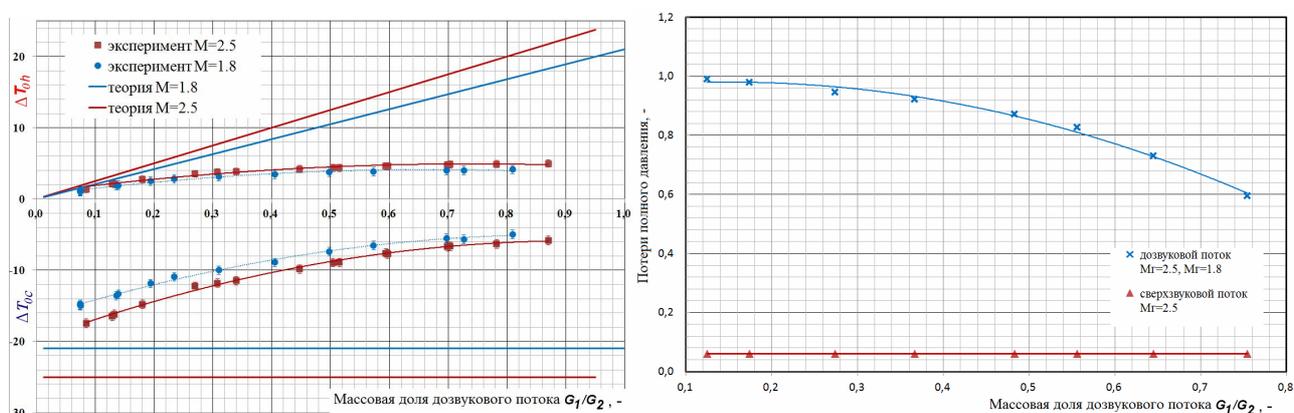


Рис. 4. Величины абсолютного нагрева сверхзвукового потока

**Заключение.** Получены новые экспериментальные данные по температурному разделению воздушного потока по методу, предложенному в [1]. Из результатов следует, что эффективность охлаждения дозвукового потока тем выше, чем меньше его относительная массовая доля. Для увеличения данного эффекта следует повышать коэффициент теплоотдачи по дозвуковой части, используя известные методы интенсификации теплообмена в каналах.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №14-19-0069.

### Литература

1. Леонтьев А. И. Температурная стратификация сверхзвукового газового потока // Докл. РАН. 1997. Т. 354, № 4. С. 475–477.
2. Леонтьев А. И. Газодинамические методы температурной стратификации // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2002. № 4. С. 6–26.
3. Eckert E. R. G. Energy separation in fluid streams // Int. Commun. Heat and Mass Transfer. 1986. Vol. 13, No. 2. Pp. 127–143.
4. Бурцев С. А., Леонтьев А. И. Исследование влияния диссипативных эффектов на температурную стратификацию в потоках газа (обзор) // ТВТ. 2014. Т. 52, № 2. С. 310–322.
5. Здитовец А. Г., Титов А. А. Экспериментальное исследование газодинамического метода безмашинного энергоразделения воздушных потоков // Тепловые процессы в технике. 2013. Т. 5, № 9. С. 391–397.

6. Zditovets A. G., Vinogradov U. A., Titov A. A. Experimental investigation of the heat transfer process at a gas-dynamic method of energy separation // Proceedings of the 15th Intern. Heat Transfer Conf. IHTC-15-89652. 2014.

УДК 627.324.2/3:532.546:532.72

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ГРУНТОВОГО МАССИВА ПОД ВЛИЯНИЕМ ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОСА РАСТВОРЕННЫХ В ФИЛЬТРАЦИОННОМ ПОТОКЕ ВЕЩЕСТВ**

**А. П. Власюк<sup>1</sup>, Н. А. Жуковская<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Международный экономико-гуманитарный университет им. акад. С. Демьянчука, г. Ровно, Украина

<sup>2</sup>Национальный университет водного хозяйства и природопользования, г. Ровно, Украина  
A.P.Vlasyuk.rv@gmail.com, N.A.Zhukovska@gmail.com

Проведено исследование напряженно-деформированного состояния фильтрующего полностью водонасыщенного грунтового массива в области  $\Omega$  под влиянием тепло- и массопереноса (рис. 1). Грунтовой массив, находящийся в упругодеформированном состоянии, рассматривался в пределах линейной теории упругости, параметры Ламе которого зависят от концентрации солевых растворов и температуры. На грунтовой массив действуют сила тяжести, архимедова и фильтрационная силы.

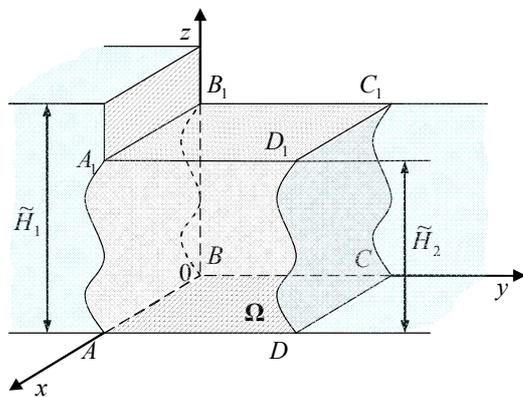


Рис. 1. Схема грунтового массива в трехмерном случае

Заданы значения пьезометрических напоров  $\tilde{H}_1$  и  $\tilde{H}_2$ , концентраций солевых растворов  $\tilde{C}_1$  и  $\tilde{C}_2$ , температур  $\tilde{T}_1$  и  $\tilde{T}_2$  в левом ( $ABA_1B_1$ ) и правом ( $CDC_1D_1$ ) водных бассейнах соответственно, причем  $\tilde{H}_1 > \tilde{H}_2$ ,  $\tilde{C}_1 > \tilde{C}_2$ ,  $\tilde{T}_1 > \tilde{T}_2$ . Предполагается, что нижнее ( $ABCD$ ) и верхнее ( $A_1B_1C_1D_1$ ) основания грунтового массива теплоизолированные и непроницаемые, а также на них отсутствуют смещения. В результате разницы напоров происходит перенос растворенных в воде веществ и тепла фильтрационным потоком. Процесс фильтрации раствора через грунт описывается законом Дарси, диффузия растворенных в воде веществ – законом Фика, теплоперенос – законом Фурье. Необходимо

рассчитать значения смещений, нормальных и касательных деформаций и напряжений при соответствующих распределениях пьезометрического напора, концентрации солей и температуры.

Математическую модель поставленной задачи в трехмерном случае можно представить краевой задачей, которая описывается на основании [1–3]:

– системой уравнений равновесия в форме Ламе для смещений грунта с учетом тепло- и массопереноса

$$\begin{aligned} & \mu(c, T)\Delta U + (\lambda(c, T) + \mu(c, T))\frac{\partial \varepsilon_\theta}{\partial x} + \frac{\partial \lambda(c, T)}{\partial x} \varepsilon_\theta + 2\frac{\partial \mu(c, T)}{\partial x} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial \mu(c, T)}{\partial y} \left( \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \\ & + \frac{\partial \mu(c, T)}{\partial z} \left( \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right) - \left( \left( 3\frac{\partial \lambda(c, T)}{\partial x} + 2\frac{\partial \mu(c, T)}{\partial x} \right) T + (3\lambda(c, T) + 2\mu(c, T)) \frac{\partial T}{\partial x} \right) \alpha_{th.exp} + X = 0, \\ & \mu(c, T)\Delta V + (\lambda(c, T) + \mu(c, T))\frac{\partial \varepsilon_\theta}{\partial y} + \frac{\partial \lambda(c, T)}{\partial y} \varepsilon_\theta + 2\frac{\partial \mu(c, T)}{\partial y} \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial \mu(c, T)}{\partial x} \left( \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \\ & + \frac{\partial \mu(c, T)}{\partial z} \left( \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right) - \left( \left( 3\frac{\partial \lambda(c, T)}{\partial y} + 2\frac{\partial \mu(c, T)}{\partial y} \right) T + (3\lambda(c, T) + 2\mu(c, T)) \frac{\partial T}{\partial y} \right) \alpha_{th.exp} + Y = 0, \\ & \mu(c, T)\Delta W + (\lambda(c, T) + \mu(c, T))\frac{\partial \varepsilon_\theta}{\partial z} + \frac{\partial \lambda(c, T)}{\partial z} \varepsilon_\theta + 2\frac{\partial \mu(c, T)}{\partial z} \frac{\partial W}{\partial z} + \\ & + \frac{\partial \mu(c, T)}{\partial x} \left( \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right) + \frac{\partial \mu(c, T)}{\partial y} \left( \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right) - \\ & - \left( \left( 3\frac{\partial \lambda(c, T)}{\partial z} + 2\frac{\partial \mu(c, T)}{\partial z} \right) T + (3\lambda(c, T) + 2\mu(c, T)) \frac{\partial T}{\partial z} \right) \alpha_{th.exp} + Z = 0, \quad \mathbf{X} \in \Omega, \end{aligned} \quad (1)$$

где компоненты массовой силы вычисляются по формулам

$$X = \frac{dp_1}{dx}, \quad Y = \frac{dp_2}{dy}, \quad Z = \gamma_{\varepsilon_3} + \frac{dp_3}{dz}, \quad \mathbf{X} \in \Omega; \quad (2)$$

– уравнением конвективной диффузии при наличии тепло- и массопереноса

$$\nabla \cdot (D(c, T)\nabla c) - \mathbf{v}\nabla c - \gamma(c - C_{max}) + \nabla \cdot (D_{t,d}\nabla T) = n_p \frac{\partial c}{\partial t}, \quad \mathbf{X} \in \Omega, \quad t > 0; \quad (3)$$

– уравнением конвективного теплопереноса

$$\nabla \cdot (\lambda_{hc}\nabla T) - \rho c_p \mathbf{v}\nabla T = c_T \frac{\partial T}{\partial t}, \quad \mathbf{X} \in \Omega, \quad t > 0; \quad (4)$$

– обобщенным уравнением фильтрации солевых растворов в неизотермических условиях и уравнением неразрывности

$$\mathbf{v} = -K(c, T)\nabla h + v_{ch}\nabla c + v_{id}\nabla T, \quad \text{div } \mathbf{v} + \frac{\partial n_p}{\partial t} = 0, \quad \mathbf{X} \in \Omega, \quad t > 0; \quad (5)$$

– обобщенным уравнением Фика для конвективного тепло- и массопереноса

$$\mathbf{q}_{ch} = \mathbf{v}c - \mathbf{D}(c, T)\nabla c - \mathbf{D}_{t,d}\nabla T, \mathbf{X} \in \Omega, t > 0; \quad (6)$$

– обобщенным уравнением Фурье для конвективного тепло- и массопереноса

$$\mathbf{q}_h = \rho c_p \mathbf{v}T - \lambda_{h,c} \nabla T, \mathbf{X} \in \Omega, t > 0, \quad (7)$$

где нормальные и касательные деформации

$$\begin{aligned} \varepsilon_x &= \frac{\partial U}{\partial x}, \quad \varepsilon_y = \frac{\partial V}{\partial y}, \quad \varepsilon_z = \frac{\partial W}{\partial z}, \\ \varepsilon_{xy} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right), \quad \varepsilon_{xz} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right), \quad \varepsilon_{yz} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right), \quad \mathbf{X} \in \Omega; \end{aligned} \quad (8)$$

нормальные и касательные напряжения

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \lambda(c, T)\varepsilon_\theta + 2\mu(c, T)\varepsilon_x - (3\lambda(c, T) + 2\mu(c, T))\alpha_{th.exp}\bar{T}, \\ \sigma_y &= \lambda(c, T)\varepsilon_\theta + 2\mu(c, T)\varepsilon_y - (3\lambda(c, T) + 2\mu(c, T))\alpha_{th.exp}\bar{T}, \\ \sigma_z &= \lambda(c, T)\varepsilon_\theta + 2\mu(c, T)\varepsilon_z - (3\lambda(c, T) + 2\mu(c, T))\alpha_{th.exp}\bar{T}, \\ \tau_{xy} &= 2\mu(c, T)\varepsilon_{xy}, \quad \tau_{xz} = 2\mu(c, T)\varepsilon_{xz}, \quad \tau_{yz} = 2\mu(c, T)\varepsilon_{yz}, \quad \mathbf{X} \in \Omega, t > 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Соответствующие краевые условия на границах грунтового массива для пьезометрического напора, концентрации солей, температуры, смещений и напряжений

$$(\mathbf{v}, \mathbf{n})|_{\Gamma_1 \cup \Gamma_2} = 0, \quad h(\mathbf{X}, t)|_{\Gamma_3 \cup \Gamma_5} = \tilde{H}_1(\mathbf{X}, t), \quad h(\mathbf{X}, t)|_{\Gamma_4 \cup \Gamma_6} = \tilde{H}_2(\mathbf{X}, t), \quad \mathbf{X} \in \Gamma, t > 0, \quad (10)$$

$$(\mathbf{q}_{ch}, \mathbf{n})|_{\Gamma_1 \cup \Gamma_2} = 0, \quad c(\mathbf{X}, t)|_{\Gamma_3 \cup \Gamma_5} = \tilde{C}_1(\mathbf{X}, t), \quad c(\mathbf{X}, t)|_{\Gamma_4 \cup \Gamma_6} = \tilde{C}_2(\mathbf{X}, t), \quad \mathbf{X} \in \Gamma, t > 0, \quad (11)$$

$$(\mathbf{q}_h, \mathbf{n})|_{\Gamma_1 \cup \Gamma_2} = 0, \quad T(\mathbf{X}, t)|_{\Gamma_3 \cup \Gamma_5} = \tilde{T}_1(\mathbf{X}, t), \quad T(\mathbf{X}, t)|_{\Gamma_4 \cup \Gamma_6} = \tilde{T}_2(\mathbf{X}, t), \quad \mathbf{X} \in \Gamma, t > 0, \quad (12)$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{X}) = 0, \quad \mathbf{X} \in \Gamma_1 \cup \Gamma_2, \quad \sigma_n = 0, \quad \tau_t = 0, \quad \mathbf{X} \in \Gamma_3 \cup \Gamma_4 \cup \Gamma_5 \cup \Gamma_6, \quad (13)$$

$$h(\mathbf{X}, 0) = \tilde{H}_0(\mathbf{X}), \quad c(\mathbf{X}, 0) = \tilde{C}_0(\mathbf{X}), \quad T(\mathbf{X}, 0) = \tilde{T}_0(\mathbf{X}), \quad \mathbf{X} \in \Omega. \quad (14)$$

Здесь  $\mathbf{X} = (x, y, z)$  – точка области  $\Omega$ ;  $\Gamma$  – граница области  $\Omega$ ;  $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4, \Gamma_5, \Gamma_6$  – в соответствии плоскости  $ABCD, A_1B_1C_1D_1, ABA_1B_1, CDC_1D_1, ADA_1D_1, BCB_1C_1$  области  $\Omega$ ;  $t$  – время;  $\tilde{H}_0(\mathbf{X}), \tilde{C}_0(\mathbf{X}), \tilde{T}_0(\mathbf{X}), \tilde{H}_1(\mathbf{X}, t), \tilde{H}_2(\mathbf{X}, t), \tilde{C}_1(\mathbf{X}, t), \tilde{C}_2(\mathbf{X}, t), \tilde{T}_1(\mathbf{X}, t), \tilde{T}_2(\mathbf{X}, t)$  – заданные функции;  $\varepsilon_\theta = \varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z$ ;  $\bar{T} = T(\mathbf{X}, t) - T(\mathbf{X}, 0)$  – разница между температурой в данный момент времени и температурой ненапряженного состояния;  $\alpha_{th.exp}$  – средний коэффициент линейного теплового расширения в интервале температур  $(T_0, T)$ , определяется выражением [4]  $\alpha_{th.exp} = \frac{1}{\bar{T}} \int_0^{\bar{T}} \alpha d\bar{T}$ ,  $\alpha = \frac{\Delta l}{l\bar{T}}$  – коэффициент линейного расширения,  $\Delta l$  – изменение линейных размеров исследуемого образца.

Для численного решения задачи (1)–(14) использован метод конечных разностей. Рассматривался грунтовый массив, имеющий форму прямоугольного параллелепипеда в области  $\Omega = \{\mathbf{X} = (x, y, z) : 0 \leq x \leq l_1, 0 \leq y \leq l_2, 0 \leq z \leq l_3\}$ . Соответственно область  $\Omega$  покрыли равномерной сеткой  $\bar{Q}^{(m_1, m_2, m_3, n_1)} = ([0; m_1 h_1] \times [0; m_2 h_2] \times [0; m_3 h_3]) \times [0; n_1 \tau]$  с шагами  $h_1, h_2, h_3$  и  $\tau$  по переменным  $x, y, z$  и времени  $t$ , где  $m_1, m_2, m_3, n_1$  – количество шагов по пространственным переменным и времени соответственно.

Для решения системы уравнений равновесия в форме Ламе для смещений (1) использован итерационный метод Гаусса – Зейделя, на основании которого имеем

$$\begin{aligned}
 U_{i_1, i_2, i_3}^{(s+1)} &= \bar{A}_1 U_{i_1+1, i_2, i_3}^{(s)} + \bar{B}_1 U_{i_1-1, i_2, i_3}^{(s+1)} + \bar{C}_1 U_{i_1, i_2+1, i_3}^{(s)} + \bar{D}_1 U_{i_1, i_2-1, i_3}^{(s+1)} + \bar{E}_1 U_{i_1, i_2, i_3+1}^{(s)} + \\
 &\quad + \bar{G}_1 U_{i_1, i_2, i_3-1}^{(s+1)} + \bar{F}_1 (V_{i_1, i_2, i_3}^{(s)}, W_{i_1, i_2, i_3}^{(s)}, T_{i_1, i_2, i_3}^{(j)}), \\
 V_{i_1, i_2, i_3}^{(s+1)} &= \bar{A}_2 V_{i_1+1, i_2, i_3}^{(s)} + \bar{B}_2 V_{i_1-1, i_2, i_3}^{(s+1)} + \bar{C}_2 V_{i_1, i_2+1, i_3}^{(s)} + \bar{D}_2 V_{i_1, i_2-1, i_3}^{(s+1)} + \bar{E}_2 V_{i_1, i_2, i_3+1}^{(s)} + \\
 &\quad + \bar{G}_2 V_{i_1, i_2, i_3-1}^{(s+1)} + \bar{F}_2 (U_{i_1, i_2, i_3}^{(s+1)}, W_{i_1, i_2, i_3}^{(s)}, T_{i_1, i_2, i_3}^{(j)}), \\
 W_{i_1, i_2, i_3}^{(s+1)} &= \bar{A}_3 W_{i_1+1, i_2, i_3}^{(s)} + \bar{B}_3 W_{i_1-1, i_2, i_3}^{(s+1)} + \bar{C}_3 W_{i_1, i_2+1, i_3}^{(s)} + \bar{D}_3 W_{i_1, i_2-1, i_3}^{(s+1)} + \bar{E}_3 W_{i_1, i_2, i_3+1}^{(s)} + \\
 &\quad + \bar{G}_3 W_{i_1, i_2, i_3-1}^{(s+1)} + \bar{F}_3 (U_{i_1, i_2, i_3}^{(s+1)}, V_{i_1, i_2, i_3}^{(s+1)}, T_{i_1, i_2, i_3}^{(j)}),
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

где  $\bar{A}_1, \bar{B}_1, \bar{C}_1, \bar{D}_1, \bar{E}_1, \bar{G}_1, \bar{F}_1, \bar{A}_2, \bar{B}_2, \bar{C}_2, \bar{D}_2, \bar{E}_2, \bar{G}_2, \bar{F}_2, \bar{A}_3, \bar{B}_3, \bar{C}_3, \bar{D}_3, \bar{E}_3, \bar{G}_3, \bar{F}_3$  – некоторые известные коэффициенты,  $s$  – номер итерации.

Вычисления по формулам (15) проводятся до тех пор, пока не выполнится заданная точность  $\varepsilon$  между двумя соседними итерациями:

$$\left| U_{i_1, i_2, i_3}^{(s+1)} - U_{i_1, i_2, i_3}^{(s)} \right| \leq \varepsilon, \quad \left| V_{i_1, i_2, i_3}^{(s+1)} - V_{i_1, i_2, i_3}^{(s)} \right| \leq \varepsilon, \quad \left| W_{i_1, i_2, i_3}^{(s+1)} - W_{i_1, i_2, i_3}^{(s)} \right| \leq \varepsilon,$$

где  $i_1 = \overline{1, m_1 - 1}, i_2 = \overline{1, m_2 - 1}, i_3 = \overline{1, m_3 - 1}, j = \overline{0, n_1}$ .

Для решения (2) и (3) использован локально-одномерный метод А. А. Самарского [5] с использованием уточненной монотонной разностной схемы [6]. Значения концентрации солей и температуры найдено методом прогонки.

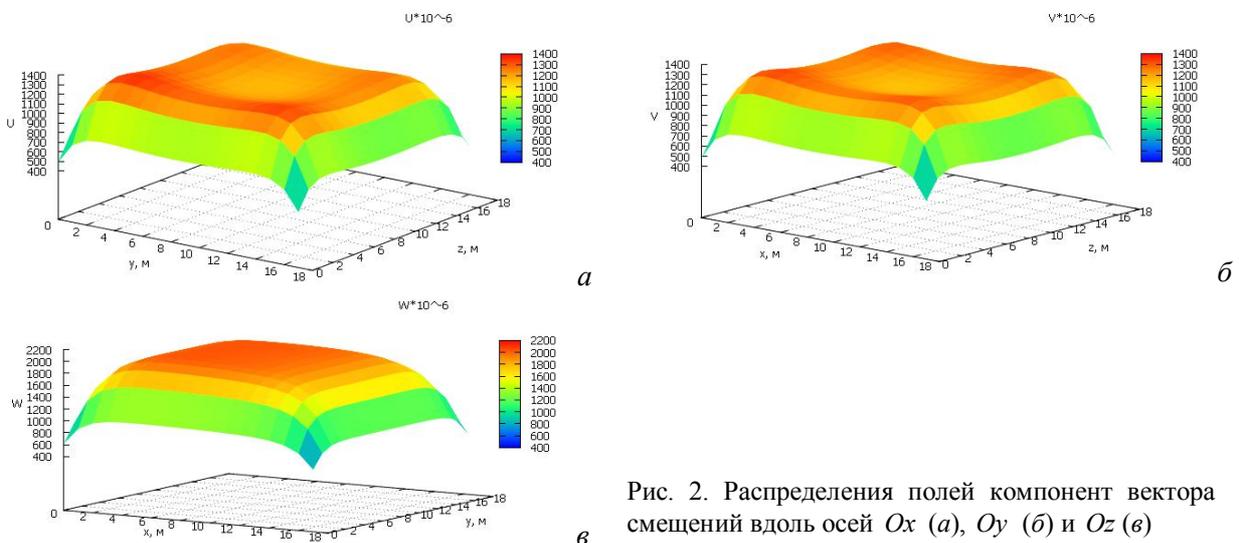


Рис. 2. Распределения полей компонент вектора смещений вдоль осей  $Ox$  (а),  $Oy$  (б) и  $Oz$  (в)

На рис. 2 приведены графики распределений полей компонент вектора смещений вдоль осей  $Ox$ ,  $Oy$  и  $Oz$  в сечении плоскостью  $Oz$  при  $x = 10$  м в грунтовом массиве размером  $l_1 = 20$  м,  $l_2 = 20$  м,  $l_3 = 20$  м при учете тепло- и массопереноса.

### Обозначения

$\mathbf{u} = (U, V, W)$  – вектор-функция смещений, м;  $c(\mathbf{X}, t)$  – концентрация солевого раствора, г/л;  $T(\mathbf{X}, t)$  – температура, °С;  $h(\mathbf{X}, t)$  – пьезометрический напор, м;  $X, Y, Z$  – компоненты массовой силы, Н;  $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$  и  $\varepsilon_{xy}, \varepsilon_{xz}, \varepsilon_{yz}$  – нормальные и касательные деформации;  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$  и  $\tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yz}$  – нормальные и касательные напряжения, Па;  $p_1, p_2, p_3$  – фильтрационные давления солевого раствора, Па;  $\mathbf{v}$  – вектор скорости фильтрации, м/сут;  $\lambda(c, T)$  и  $\mu(c, T)$  – коэффициенты Ламе (Lame), зависящие от концентрации фильтрующего раствора и температуры, Па;  $\mathbf{K}(c, T)$  – тензор фильтрации, который зависит от концентрации фильтрующего раствора и температуры, м/сут;  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{D}_{t,d}$  – тензоры конвективной диффузии и термодиффузии, м/сут;  $c_p$  – удельная теплоемкость раствора при постоянном давлении, Дж/(кг·град);  $c_v$  – удельная теплоемкость грунта при постоянном объеме, Дж/(м<sup>3</sup>·град);  $v_{ch}$  – тензор химического осмоса, м<sup>-5</sup>/(кг·сут);  $v_{th}$  – тензор термического осмоса, м<sup>2</sup>/(град·сут);  $\rho$  – плотность раствора в порах грунта, кг/м<sup>3</sup>;  $\gamma$  – константа скорости массообмена, сут<sup>-1</sup>;  $C_{\max}$  – концентрация предельного насыщения, г/л;  $\gamma_{вз}$  – удельный вес грунта, что находится во взвешенном состоянии, Па/м;  $t$  – время, сут.

### Литература

1. Сергиенко И. В., Скопецкий В. В., Дейнека В. С. Математическое моделирование и исследование процессов в неоднородных средах. Киев: Наукова думка, 1991.
2. Власюк А. П., Жуковская Н. А. Математическое моделирование напряженно-деформированного состояния основания грунтовой плотины со свободной поверхностью под влиянием тепло- и массопереноса в двумерном случае // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 2. С. 324–335.
3. Encyclopedia of Thermal Stresses / Eds. R. В. Hetnarski. Netherlands: Springer, 2014.
4. Коваленко А. Д. Термоупругость. Киев: Вища школа, 1975.
5. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1989.
6. Власюк А. П., Остапчук О. П., Степанченко О. Н. Монотонная разностная схема для нелинейного одномерного уравнения параболического типа, содержащего первую производную // Вестн. Киевского ун-та. Сер. физ.-мат. наук. 2005. Вып. 2. С. 188–197.

УДК 532.72:519.63:533.15:631.4

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МИГРАЦИИ РАДИОНУКЛИДОВ В ГРУНТОВОЙ ПОЧВЕ ПРИ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ С УЧЕТОМ КАТАЛИТИЧЕСКИХ МИКРОЧАСТИЦ

А. П. Власюк<sup>1</sup>, В. В. Жуковский<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Международный экономико-гуманитарный университет им. акад. С. Демьянчука,  
г. Ровно, Украина

<sup>2</sup>Национальный университет водного хозяйства и природопользования, г. Ровно, Украина  
A.P.Vlasyuk.rv@gmail.com, V.V.Zhukovskyy@nuwm.edu.ua

Хозяйственная деятельность человека приводит к загрязнению биосферы, в частности плодородной почвы радиоактивными веществами, поэтому ученые давно ищут механизмы для прогнозирования воздействия на окружающую среду радиоактивных осадков и его дальнейшую очистку.

Математические модели, учитывающие диффузию радионуклидов, были разработаны авторами [1–3]. Однако в последнее время, с развитием технической базы, стали более понятны процессы, что происходят на микро- и наноуровне [4]. Это дало возможность использовать наноматериалы как адсорбенты при очистке подземных вод [5]. В связи с этим возникают задачи создания адекватных математических моделей для вертикальной миграции радионуклидов в грунтовой почве с учетом массопереноса в микрочастицах при неизотермических условиях.

Рассмотрим процесс очистки от радионуклидов при их вертикальной миграции в горизонтальном слое грунтовой почвы большой протяженности при наличии каталитических микрочастиц (например, адсорбентов). Локализация радионуклидов происходит благодаря переносу их фильтрационным потоком со скоростью  $v$  под воздействием конвективной диффузии и термодиффузии с учетом адсорбции микрочастицами при наличии фильтра (рис. 1). На глубине  $l$  в почве размещен фильтр, наполненный сорбирующим элементом (например, вермикулитом). Известны пьезометрические напоры на верхней и нижней поверхностях почвы  $\tilde{H}_1$  и  $\tilde{H}_2$  ( $\tilde{H}_1 > \tilde{H}_2$ ) соответственно. Также известно распределение концентраций радионуклидов (мигрантов) в начальный момент времени  $t = 0$ :  $\tilde{C}_1^0(x)$  (для частиц, находящихся в конвективно-подвижном поровом растворе),  $\tilde{C}_2^0(x)$  (для частиц, находящихся в связанной со скелетом грунта воде) и  $\tilde{Q}^0(x, r)$  (концентрация радионуклидов в микрочастицах). На верхней поверхности почвы известны концентрации  $\tilde{C}_1^1(t)$  и  $\tilde{C}_2^1(t)$ , а на фильтре задаются концентрации  $\tilde{C}_1^2(t)$ ,  $\tilde{C}_2^2(t)$ .

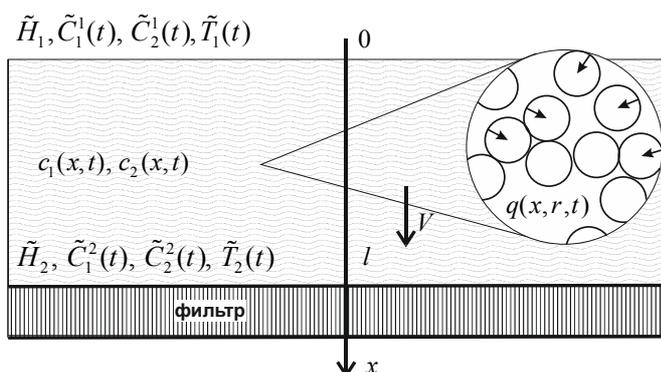


Рис. 1. Вертикальная миграция радионуклидов в пористой среде при наличии фильтра

Нужно исследовать распределение концентраций  $c_1(x, t)$ ,  $c_2(x, t)$ ,  $q(x, t)$  по области фильтрации и в микрочастицах со временем, что даст возможность сделать прогноз относительно степени очистки почв и их дальнейшего использования.

Математическую модель поставленной задачи в одномерном случае в почвенной среде можно описать следующей краевой задачей [1, 3, 4, 6]:

$$\sigma_1 \frac{\partial c_1}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( D_1(c_1) \frac{\partial c_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( D_{T_1} \frac{\partial T}{\partial x} \right) - v(c_1) \frac{\partial c_1}{\partial x} - \gamma_1 c_1 + \gamma_2 c_2, 0 < x < l, t > 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial c_2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( D_2(c_2) \frac{\partial c_2}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( D_{T_2} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \gamma_1 c_1 - \gamma_2 c_2 - \theta \frac{\partial q}{\partial r} \Big|_{r=R}, 0 < x < l, t > 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 D_0(q) \frac{\partial q}{\partial r} \right), 0 < r < R, t > 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda_T \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \rho c_p v \frac{\partial T}{\partial x} = c_T \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (4)$$

$$v = -k(c_1) \frac{dh}{dx} + v_c(c_1) \frac{\partial c_1}{\partial x}, \operatorname{div} \vec{v} + \frac{\partial n}{\partial t} = 0, 0 < x < l, t > 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial q(x, r, t)}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, 0 < x < l, 0 < r < R, t > 0, \quad (6)$$

$$q(x, r, t) \Big|_{r=R} = k_e c_2(x, t), 0 < x < l, 0 < r < R, t > 0, \quad (7)$$

$$l_1 c_1(0, t) = \tilde{C}_1^1(t), l_1 c_1(l, t) = \tilde{C}_1^1(t), \quad (8)$$

$$l_3 c_2(0, t) = \tilde{C}_2^1(t), l_4 c_2(l, t) = \tilde{C}_2^2(t), \quad (9)$$

$$l_5 T(0, t) = \tilde{T}_1(t), l_6 T(l, t) = \tilde{T}_2(t), \quad (10)$$

$$h(0) = \tilde{H}_1, h(l) = \tilde{H}_2, \quad (11)$$

$$c_1(x, 0) = \tilde{C}_1^0(x), c_2(x, 0) = \tilde{C}_2^0(x), q(x, r, 0) = \tilde{Q}^0(x, r). \quad (12)$$

Уравнение (1) описывает процесс миграции радионуклидов с концентрацией  $c_1$  путем конвективной диффузии в фильтрационном потоке (конвективно-подвижном растворе, заполняющем поры); (2) описывает процесс миграции радионуклидов, находящихся в связанной со скелетом почвы воде; (3) описывает массоперенос радионуклидов внутри микро- или наночастиц с текущей концентрацией  $q$ , которая связана с концентрацией  $c_2(x, t)$  условием (7); уравнение (4) описывает тепловой режим почвы; (5) описывает фильтрацию в грунтовой почве. Краевые условия для концентраций  $c_1(x, t)$ ,  $c_2(x, t)$ ,  $q(x, t)$  и напора  $h(x)$  имеют вид (8)–(12).

В результате разницы напоров происходит перенос растворенных в воде радионуклидов фильтрационным потоком. При этом процессы фильтрации растворенных в воде веществ подлежат законам Дарси (Darcy) и Фика (Fick).

Для нахождения численного решения краевой задачи (1)–(12) использован метод конечных разностей [7]. В связи с этим использована неявная разностная схема для

уравнения (2), а для (1), (3) и (4) – уточненная монотонная разностная схема для одномерного уравнения параболического типа с первой производной [8].

Исследованную область грунтовой почвы покрыли разностной сеткой  $\omega_{h_1 h_2 \tau}$  с шагами  $h_1$ ,  $h_2$  и  $\tau$  по осям  $Ox$ ,  $Or$  и  $Ot$  для переменных  $x$ ,  $r$ , и  $t$  соответственно. Для дифференциальных уравнений (1)–(5) записали конечно-разностные аналоги и, используя метод прогонки, нашли распределение концентраций солей  $c_1(x, t)$ ,  $c_2(x, t)$ ,  $q(x, t)$ , температуры  $T(x, t)$ , скорости фильтрации  $v(x, t)$ . Алгоритм заключался в последовательном нахождении скорости фильтрации, температуры, концентрации в микро- или наночастицах, концентрации возле стенок скелета почвы и концентрации в фильтрационном потоке на каждом временном шаге.

В результате программной реализации алгоритма был создан кроссплатформенный программный продукт, который позволил провести ряд экспериментов. В частности было рассмотрено влияние температуры на процессы локализации радионуклидов в течении 5 лет. На рис. 2. приведен график распределения температуры в зависимости от глубины в разные моменты времени. Рис. 3. демонстрирует изменение скорости фильтрации со временем внутри грунтовой почвы. Распределения концентраций  $c_1(x)$  и  $c_2(x)$  в почве продемонстрировано на рис. 4 и 5. Как показал анализ, температура ускорила течение процесса фильтрации в сравнении с изотермической моделью данной задачи.

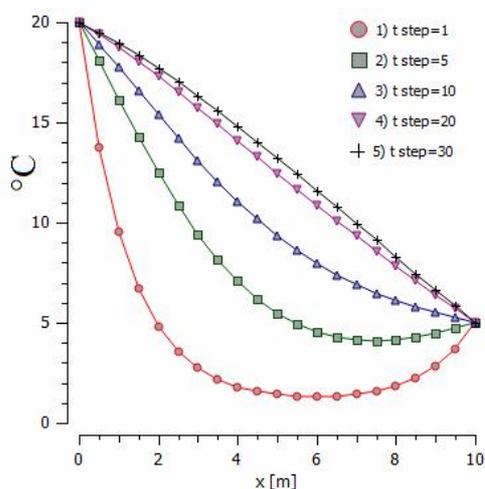


Рис. 2. Зависимость температуры  $T(x)$  от глубины почвы в разные моменты времени: 1 – 1 месяц, 2 – 5, 3 – 10, 4 – 20, 5 – 30

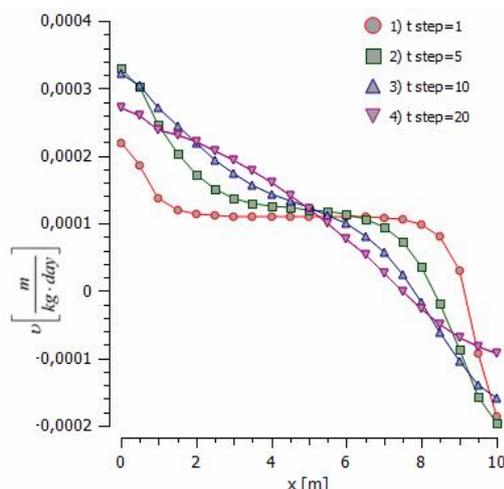


Рис. 3. Распределение скорости фильтрации  $v(x)$  в почве в разные моменты времени: 1 – 1 месяц, 2 – 5, 3 – 10, 4 – 20

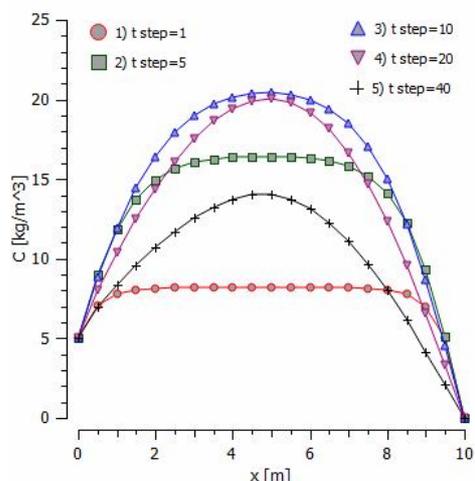


Рис. 4. Распределение концентрации  $c_1(x)$  от глубины почвы в разные моменты времени: 1 – 1 месяц, 2 – 5, 3 – 10, 4 – 20, 5 – 40

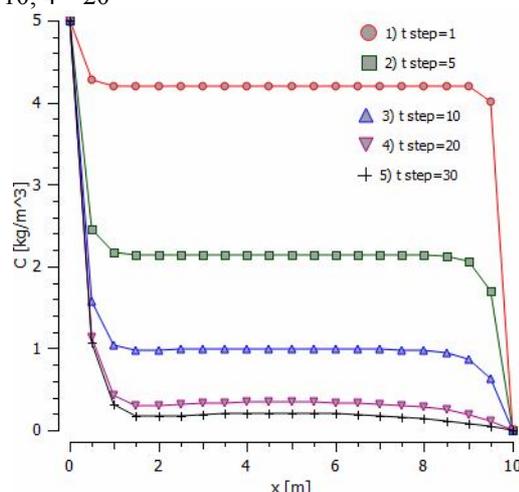


Рис. 5. Распределение концентрации  $c_2(x)$  от глубины почвы в разные моменты времени: 1 – 1 месяц, 2 – 5, 3 – 10, 4 – 20, 5 – 30

Аналогичным образом каталитические микро- или наночастицы ускоряют процесс фильтрации. Эту особенность можно использовать при очистке плодородных земель.

### Обозначения

$c_1(x, t)$ ,  $D_1$  – концентрация и коэффициент конвективной диффузии радионуклидов, находящихся в фильтрационном потоке;  $c_2(x, t)$ ,  $D_2$  – концентрация и коэффициент молекулярной диффузии радионуклидов, находящихся в воде, связанной со скелетом грунта;  $q(x, r, t)$ ,  $D_0$  – концентрация и коэффициент диффузии радионуклидов в частицах радиуса  $R$ ;  $k_e$  – коэффициент равновесия адсорбции;  $v$  – скорость фильтрации;  $k$  – коэффициент фильтрации воды с мигрантами;  $\gamma_1, \gamma_2$  – коэффициенты массообмена;  $\sigma_1$  – пористость почвы;  $x \in [0; l]$  – вертикальная координата, направленная вертикально вниз,  $l_i, i = \overline{1, 4}$  – дифференциальные операторы, задающие граничные условия соответственно когда  $x = 0$  и  $x = l$ ;  $t$  – время,  $0 < t < t_1$ ;  $r$  – радиальная переменная радиуса микро- или наночастицы.

### Литература

1. Прохоров В. М. Миграция радиоактивных загрязнений в почвах. М.: Энергоиздат, 1981.
2. Bossew P., Kirchner G. Modelling the vertical distribution of radionuclides in soil // J. of Environmental Radioactivity. 2004. Vol. 73, No. 2. Pp. 127–150.
3. Vlasyuk A. P., Zhukovsky V. V. Mathematical modeling of vertical migration of radionuclides in unsaturated porous media in non-isothermal conditions one-dimensional case // Abstracts of XXIV Intern. Conf. “Problems of decision making under uncertainties”, 1–5 September, 2014, Cesky Rudolec, Czech Republic, 2014. Pp. 110–111.
4. Conner W. C., Fraissard J. P. Fluid transport in nanoporous materials. Dordrecht, Netherlands: Springer in cooperation with NATO Public Diplomacy Division, 2006.
5. Auffan M., Shipley H. J., Yean S., Kan A. T., Nanomaterials as adsorbents // Environmental Nanotechnology: Applications and Impacts of Nanomaterials. New York: McGraw-Hill, 2007. С. 371–392.
6. Сергиенко И. В., Скопецкий В. В., Дейнека В. С. Математическое моделирование и исследование процессов в неоднородных средах. Киев: Наукова думка, 1991.
7. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1989.
8. Власюк А. П., Остапчук О. П., Степанченко О. Н. Монотонная разностная схема для нелинейного одномерного уравнения параболического типа, содержащего первую производную // Вестн. Киевского ун-та. Сер. физ.-мат. наук. 2005. Вып. 2. С. 188–197.

УДК 627.324.2/3:532.72:532.546

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИНФИЛЬТРАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ НА МАССОПЕРЕНОС СОЛЕВЫХ РАСТВОРОВ В НАСЫЩЕННО-НЕНАСЫЩЕННЫХ СЛОИСТЫХ ГРУНТАХ

А. П. Власюк<sup>1</sup>, Т. П. Цветкова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Международный экономико-гуманитарный университет им. акад. С. Демьянчука,  
г. Ровно, Украина,

<sup>2</sup>Национальный университет водного хозяйства и природопользования, г. Ровно, Украина  
A.P.Vlasyuk.rv@gmail.com, Tsvetkova@ukr.net

Проведено исследование массопереноса солевых растворов под влиянием инфильтрационных процессов в насыщенно-ненасыщенном слоистом грунте при наличии свободной поверхности (рис. 1). На поверхность почвы попадают солевые растворы вместе с атмосферными осадками и поливами с концентрацией  $\tilde{C}_0$ . В связи с этим на некоторой глубине  $l_1$  от поверхности грунтовой среды образуется свободная поверхность уровня грунтовых вод (УГВ). На глубине  $l_2$  есть фронт промачивания, который считается неподвижным.

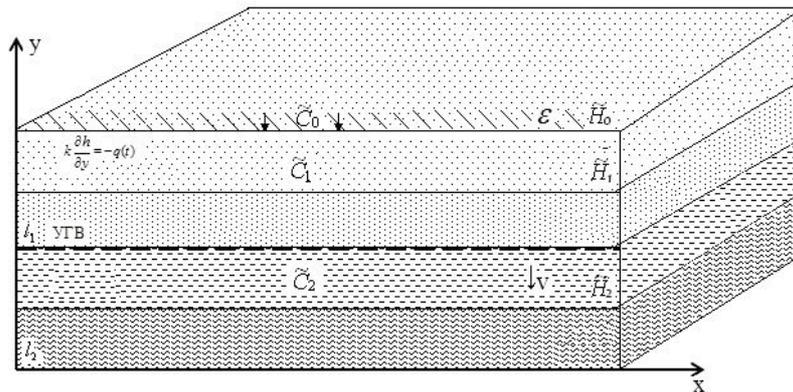


Рис. 1. Массоперенос солевых растворов в слоях насыщенно-ненасыщенного грунта

Таким образом, в многослойной грунтовой среде сформировалось две области: неполного насыщения ( $P < 0$ ) – между поверхностью грунта и свободной поверхностью (УГВ), полного насыщения ( $P > 0$ ) – между свободной поверхностью и фронтом промачивания. Распределение концентрации солей в области неполного насыщения в начальный момент времени –  $\tilde{C}_1$ , в области полного насыщения –  $\tilde{C}_2$ . Рассматриваемая область насыщенно-ненасыщенного грунта образована слоями различного типа почвы.

Математическая модель краевой задачи массопереноса солей при влагопереносе в слоях  $i = \overline{1, S}$  области неполного насыщения описывается следующей краевой задачей [1–7, 9]:

$$\frac{\partial \left( D_1^i(c_1^i) \frac{\partial c_1^i}{\partial x} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left( D_1^i(c_1^i) \frac{\partial c_1^i}{\partial y} \right)}{\partial y} - v'_x(c_1^i) \frac{\partial c_1^i}{\partial x} - v'_y(c_1^i) \frac{\partial c_1^i}{\partial y} - \gamma_1(c_1^i - C^*) = \sigma_i \frac{\partial c_1^i}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\mu(h_1^i) \frac{\partial h_1^i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( k_1(c_1^i, h_1^i) \frac{\partial h_1^i}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( k_1(c_1^i, h_1^i) \frac{\partial h_1^i}{\partial y} \right) + f^1(x, y, h), \quad (2)$$

$$v'_x(c_1^i) = -k_1(c_1^i, h_1^i) \frac{\partial h_1^i}{\partial x} + v(c_1^i) \frac{\partial c_1^i}{\partial x}, \quad v'_y(c_2) = -k_1(c_1^i, h_1^i) \frac{\partial h_1^i}{\partial y} + v(c_1^i) \frac{\partial c_1^i}{\partial x}, \quad (3)$$

$$h_1^i(x, y, 0) = \tilde{H}_0^i(x, y), \quad k \frac{\partial h_1^i}{\partial y} \Big|_{y=0} = -q(t), \quad h_1^i(0, y, t) = \tilde{H}_1^i(y, t), \quad (4)$$

$$c_1^i(x, y, 0) = \tilde{C}_0^i(x, y), \quad c_1(l_s, y, t) = \tilde{C}_1(y, t). \quad (5)$$

Математическая модель задачи массопереноса при фильтрации солевых растворов в слоях  $i = \overline{S+1, N}$  области полного насыщения имеет вид [1, 2, 4–6]:

$$\frac{\partial \left( D_2^i(c_2^i) \frac{\partial c_2^i}{\partial x} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left( D_2(c_2^i) \frac{\partial c_2^i}{\partial y} \right)}{\partial y} - v_x(c_2^i) \frac{\partial c_2^i}{\partial x} - v_y(c_2^i) \frac{\partial c_2^i}{\partial y} - \gamma_2(c_2^i - C^*) = \sigma_i \frac{\partial c_2^i}{\partial t}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( k_2(c_2^i) \frac{\partial h_2^i}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( k_2(c_2^i) \frac{\partial h_2^i}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( v(c_2^i) \frac{\partial c_2^i}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( v(c_2^i) \frac{\partial c_2^i}{\partial y} \right) = 0, \quad (7)$$

$$v_x(c_2^i) = -k_2(c_2^i, h_2^i) \frac{\partial h_2^i}{\partial x} + v(c_2^i) \frac{\partial c_2^i}{\partial x}, \quad v_y(c_1) = -k_2(c_2^i, h_2^i) \frac{\partial h_2^i}{\partial y} + v(c_2^i) \frac{\partial c_2^i}{\partial y}, \quad (8)$$

$$h_2^i(x, y, 0) = \tilde{H}_0^i(x, y), \quad h_2(0, y, t) = \tilde{H}_1^i(y, t), \quad h_2(l_N, y, t) = \tilde{H}_2(y, t), \quad (9)$$

$$c_2^i(x, y, 0) = \tilde{C}_0^i(x, y), \quad c_2(l_N, y, t) = \tilde{C}_2(y, t). \quad (10)$$

На границе слоев грунта ( $i = S$ ) областей полного и неполного насыщения (кривой депрессии) задаются условия сопряжения для напоров и концентрации солевых растворов

$$[h] \Big|_{x=l_i} = [c] \Big|_{x=l_i} = \left[ cv - D(c) \frac{\partial c}{\partial x} \right] \Big|_{x=l_i} = 0. \quad (11)$$

Численное решение краевой задачи, описанной математическими моделями (1)–(5), (6)–(10), (11) найдено методом конечных разностей с использованием локально-одномерного метода О. А. Самарского [8]. Согласно данному методу для решения соответствующих задач влагопереноса (2), (4) и фильтрации солевых растворов (7), (9) построено неявные разностные схемы [8], для массопереноса солей (1), (3), (5) и (6), (8), (10) – монотонные разностные схемы [8, 9]. Положение свободной поверхности и границы промачивания найдено с использованием алгоритма, описанного в [7].

В результате программной реализации построенного вычислительного алгоритма и проведения численных экспериментов найдено распределение напоров влаги в слоях области неполного насыщения, пьезометрических напоров солевых растворов в области полного насыщения слоистого грунта, что дало возможность исследовать процесс массопереноса и установить распределение поля концентрации солевых растворов в насыщенно-ненасыщенном слоистом грунте с учетом влияния процессов инфильтрации и осмотических явлений.

**Обозначения**

$c_1^i(x, y, t)$ ,  $c_2^i(x, y, t)$  – концентрации солевого раствора в слоях областей полного и неполного насыщения, г/л;  $C^*$  – концентрация предельного насыщения, г/л;  $D_1(c_1^i)$ ,  $D_2(c_2^i)$  – коэффициенты конвективной диффузии, м/сут;  $k_1(c_1^i, h_1^i)$ ,  $k_2(c_2^i, h_2^i)$  – коэффициенты фильтрации, м/сут;  $v'_x$ ,  $v'_y$ ,  $v_x$ ,  $v_y$  – компоненты скоростей фильтрации, м/сут;  $h_1^i$  – напор влаги, м;  $h_2^i$  – пьезометрический напор, м;  $\mu(h_1^i)$  – коэффициент влагоемкости, г/л;  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  – коэффициенты массообмена;  $\sigma_i$  – пористость слоев грунта;  $v_1(c_1^i)$ ,  $v_2(c_2^i)$  – осмотические функции;  $f(t, x, h^i)$  – функция, задающая испарение и инфильтрацию,  $q(t)$  – поток влаги.

**Литература**

1. Веригин Н. Н., Шержуков Б. С. Диффузия и массообмен при фильтрации жидкостей в пористых средах // Развитие исследований по теории фильтрации в СССР (1917–1967). М.: Наука, 1969. С. 237–313.
2. Ляшко И. И., Демченко Л. И., Мистецкий Г. Е. Численное решение задач тепло- и массопереноса в пористых средах. Киев: Наукова думка, 1991.
3. Даутов Р. З., Егоров А. Г. Моделирование неустойчивости влагопереноса в ненасыщенных пористых средах // Исследования по прикладной математике. Казань: Казанский ун-т, 2004. Вып. 1. С. 125–160.
4. Власюк А. П., Цветкова Т. П. Математическое моделирование солепереноса при фильтрации и влагопереносе в насыщенно-ненасыщенных грунтах в случае увлажняющего режима // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 5. С. 1031–1042.
5. Власюк А. П., Цветкова Т. П. Математическое моделирование массопереноса при фильтрации и влагопереносе в насыщенно-ненасыщенных слоистых грунтах // XX Междунар. конф. «Problems of decision making under uncertainties»: Тез. докл. Чешская республика, Брно, 2012. С. 152–153.
6. Лыков А. В., Михайлов Ю. А. Теория тепломассопереноса. М.: Госэнергоиздат, 1963.
7. Сергиенко И. В., Скопецкий В. В., Дейнека В. С. Математическое моделирование и исследование процессов в неоднородных средах. Киев: Наукова думка, 1991.
8. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1989.
9. Власюк А. П., Остапчук О. П., Степанченко О. М. Монотонная разностная схема для нелинейного одномерного уравнения параболического типа, содержащего первую производную // Вестн. Киевского ун-та. Сер. физ.-мат. наук. Киев, 2005. Вып. 2. С. 217–226.

УДК 536.241

## **ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ТЕПЛОПРЯЖЕННЫХ КОНСТРУКЦИЙ В ЗОНАХ КОНТАКТА МЕТАЛЛОВ С КОМПОЗИЦИОННЫМИ МАТЕРИАЛАМИ**

**А. Д. Ежов<sup>1</sup>, С. Ю. Меснянкин<sup>1</sup>, Л. В. Быков<sup>1</sup>, Е. А. Богачев<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),  
г. Москва, Россия*

<sup>2</sup>*ОАО "Композит", г. Королев, Россия  
ezzhov@gmail.com*

Современное развитие материаловедения предоставляет разработчикам объектов современной техники возможность использовать материалы с самыми различными свойствами. В авиационной и ракетно-космической промышленности широкое распространение получили композиционные материалы из углерода и карбида кремния. Достоинства этих материалов заключаются в ряде их свойств, таких как высокая температура плавления, низкий термический коэффициент линейного расширения, низкая теплопроводность. Помимо данных достоинств существует и ряд недостатков, например, высокий модуль упругости поперек слоев композиционного материала и низкий коэффициент Пуассона, которые обуславливают быстрое разрушение при внешнем механическом нагружении.

Применительно к ракетно-космическим системам композиционные материалы весьма перспективны при проектировании камер сгорания жидкостных ракетных двигателей [1]. В связи с отсутствием технологий, позволяющих изготовить подобную конструкцию полностью из композиционных материалов, на практике приходится использовать соединяющие элементы конструкции из металла. В связи с этим перед разработчиками возникает проблема фиксации композитной камеры сгорания с помощью металлических фланцев и обеспечения её герметичности в процессе работы.

Для обеспечения требуемой силы удержания, а также надежности и герметичности конструкции при эксплуатации, необходимо обеспечить требуемый тепловой режим и оптимальные значения давления в зонах контакта, а также условие запаса прочности для каждой из деталей в сборке. Для определения теплового режима конструкции необходимо учитывать неидеальность соединений, обусловленную реальной микрогеометрией соприкасающихся деталей и, вследствие того, появления дополнительного перепада температур, связанного с наличием контактного термического сопротивления (КТС). Знание значения КТС и межконтактного давления между используемыми парами материалов [2] позволяет оптимизировать решение задачи и обосновать достоверность полученных в ходе решения результатов. Известные из литературы [3–5] расчетные зависимости по определению КТС, как правило, ориентированы на специфические условия контакта для достаточно ограниченного круга материалов. Как следствие такой ситуации, значения контактных термических сопротивлений, рассчитанные по этим зависимостям имеют достаточно большой диапазон разброса. Более достоверное значение КТС и межконтактных давлений могут быть получены при проведении междисциплинарного расчёта в программном комплексе конечно-элементного анализа ANSYS.

Термомеханический анализ контакта металлических и композиционных деталей конструкции представляет собой последовательность следующих действий:

– проведение расчета напряженно-деформированного состояния конструкции в результате её нагрева при условии идеального контакта между поверхностями, получение значений межконтактного давления в зонах контакта деталей;

– определение основных характеристик соприкасающихся поверхностей по результатам измерения их профилограмм, построение трехмерных моделей шероховатостей контактирующих поверхностей [2];

– теплопрочностной расчет контакта микрорельефов поверхностей, получение температурного поля в зоне контакта, определение зависимости контактного термического сопротивления от приложенного давления;

– повторное проведение расчета напряженно-деформированного состояния конструкции в результате её нагрева с учетом значений КТС, получение общей картины образования деформаций и эквивалентных напряжений.

В данной работе представлен алгоритм расчета композиционной камеры сгорания жидкостного ракетного двигателя малой тяги (ЖРД МТ), представленной на рис. 1. В связи с тем, что детали конструкции ЖРД МТ выполнены из нержавеющей стали, титанового сплава

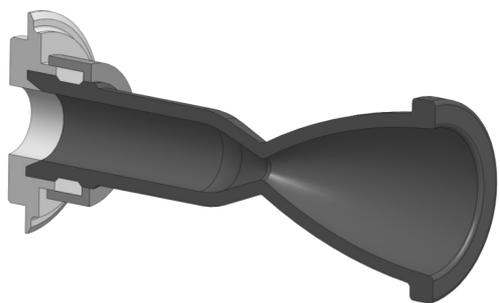


Рис. 1. Конструкция ЖРД МТ

и композиционного материала, то при нагреве в процессе работы такого ЖРД из-за сильно отличающихся друг от друга значений термического коэффициента линейного расширения (ТКЛР) материалов возникает значительная неравномерная деформация в местах контакта деталей, которая влечет за собой появление дополнительных напряжений. Такие дополнительные напряжения приводят к деформации всей конструкции и её разрушению.

Для выполнения поставленной задачи на начальном этапе был выполнен расчет напряженно-деформированного состояния конструкции в результате её нагрева, при условии идеального контакта между поверхностями. Результатом такого расчета являются поле температур и эквивалентных напряжений в конструкции (рис. 2).

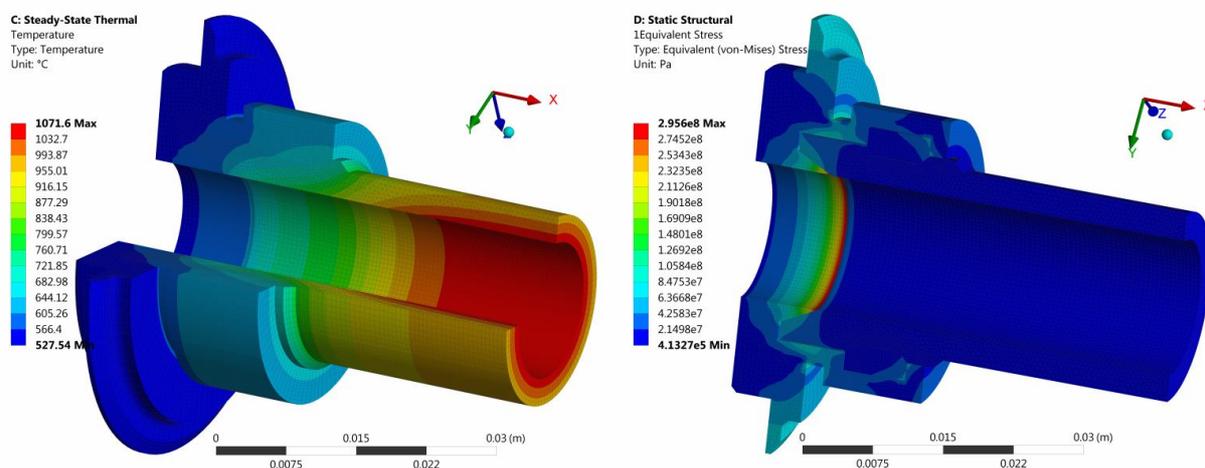


Рис. 2. Температурное поле и поле эквивалентных напряжений в конструкции ЖРД МТ

Для получения значения КТС между взаимодействующими материалами была смоделирована трехмерная геометрия соприкасающихся шероховатых поверхностей [6]. В дальнейшем, к контактной паре были приложены соответствующие граничные условия и получены значения температурного поля в зоне контакта (рис. 3).

На завершающем этапе анализа было выполнено повторное проведение расчета напряженно-деформированного состояния конструкции в результате её нагрева с учетом рассчитанных значений КТС. Температурное поле и эквивалентные напряжения в конструкции, полученные с учетом значения КТС, представлены на рис. 4.

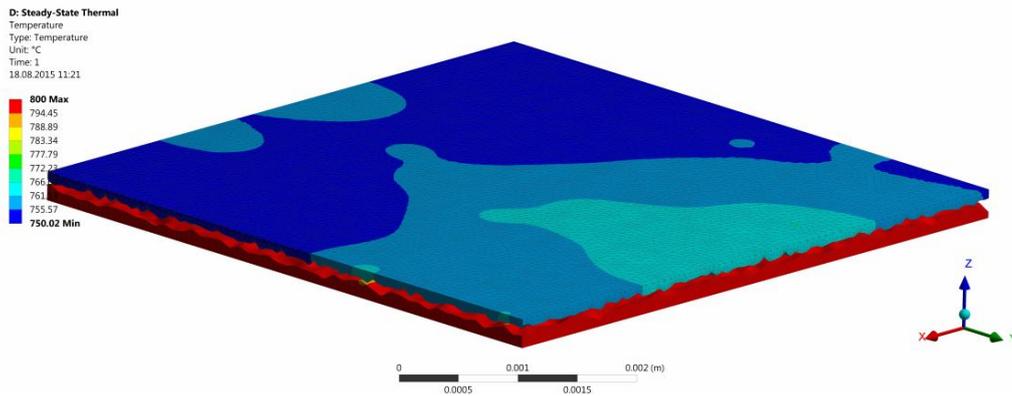


Рис. 3. Температурное поле контактной пары композитный материал – нержавеющая сталь

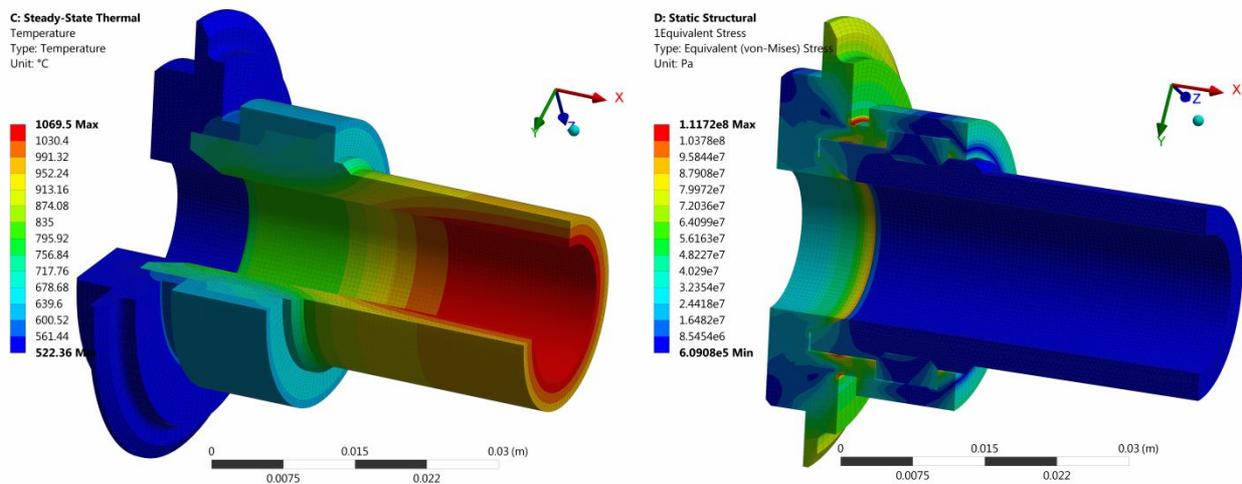


Рис. 4. Температурное поле и поле эквивалентных напряжений в конструкции ЖРД МТ с учетом КТС

Результаты расчетов отчетливо показывают, что учет КТС в контакте деталей существенно изменяет температурное поле конструкции и, как следствие, эквивалентные напряжения в ней.

Сравнительная гистограмма значений температур и эквивалентных напряжений в элементах конструкции с учетом и без учета КТС представлена на рис. 5.

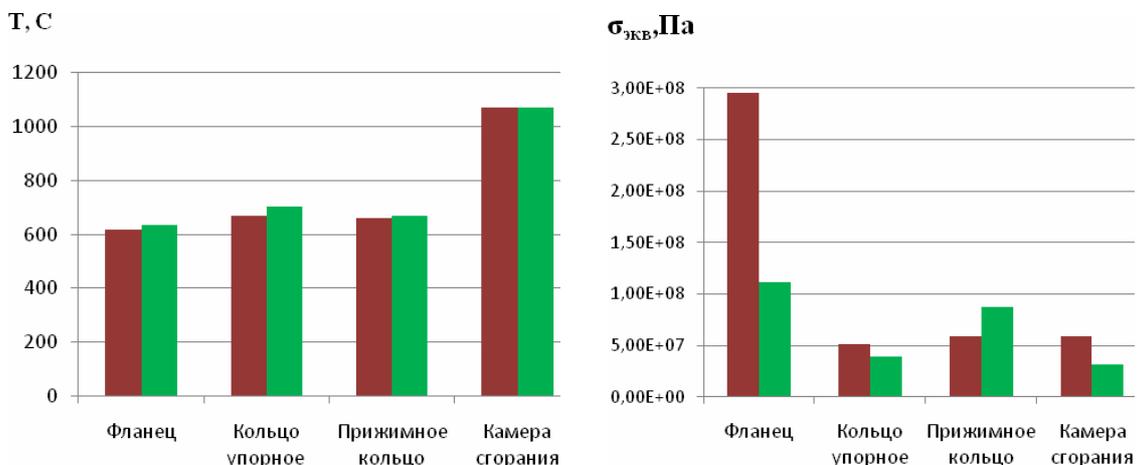


Рис. 5. Температура и эквивалентные напряжения в элементах конструкции (красным цветом – без учета КТС, зеленым – с учетом КТС)

Использование представленного алгоритма расчета позволяет достаточно точно определить температурные поля и соответствующее им напряженно-деформированное состояние конструкции в результате нагрева, что позволяет уже на начальном этапе проектирования выявить основные проблемы, которые могут возникнуть в процессе эксплуатации и внести необходимые коррективы в конструкцию. Использование такого подхода при проведении инженерного анализа позволяет значительно сократить сроки испытаний и отработки изделия.

### Литература

1. Воробьев А. Г., Боровик И. Н., Казеннов И. С., Лахин А. В., Богачев Е. А., Тимофеев А. Н. Разработка ЖРД малой тяги с камерой сгорания из углерод-керамического композиционного материала // Вестник МАИ. 2010. Т. 17, № 3. С. 135–143.
  2. Меснянкин С. Ю., Ежов А. Д., Басов А. А. Определение контактного термического сопротивления на базе трехмерного моделирования соприкасающихся поверхностей // Изв. РАН. Энергетика. 2014. № 5. С. 65–74.
  3. Мальков В. А., Фаворский О. Н., Леонтьев В. Н. Контактный теплообмен в газотурбинных двигателях и энергоустановках. М.: Машиностроение, 1978. – 144 с.
  4. Шлыков Ю. П., Ганин Е. А., Царевский С. Н. Контактное термическое сопротивление. М.: Энергия, 1977. – 327 с.
  5. Попов В. М. Теплообмен в зоне контакта разъемных и неразъемных соединений. М.: Энергия, 1971. – 216 с.
  6. Ежов А. Д., Меснянкин С. Ю. Моделирование шероховатых поверхностей для контактных задач с композиционными материалами // Механика композиционных материалов и конструкций. 2015. Т. 21, № 2. С. 272–281.
- 

UDC 631.436

## DETERMINATION OF THERMAL PROPERTIES OF SOIL IN FIELD CONDITIONS (CUMRA REGION - CENTRAL ANATOLIA IN TURKEY)

A. S. Erol<sup>1</sup>, F. Er<sup>2</sup>, F. D. Mikailsoy<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Selcuk University, Cumra High Educational College, Konya, Turkey*

<sup>2</sup>*Selcuk University, Cumra School of Applied Science, Konya, Turkey*

<sup>3</sup>*University of Iğdır, Agricultural Faculty, Department of Soil Science, Iğdır, Turkey*

The study area is in Çumra, which is located between 37–38° North latitude and 33–34° East longitude (fig. 1). Located at 1013 m above sea level, the Çumra region covers approximately 2.330 km<sup>2</sup> plain exhibiting a non-uniform characteristics in terms of topography. Konya, where Çumra region is located within, is one of the most important agricultural areas in Turkey. Due to the favorable ecological aspect of the district, a wide variety of plants can be grown. Most of the soils are level. Çumra covers 7.8% of the agricultural land of Konya. Approximately 70% of the total area of Çumra district is suitable for agriculture [1]. Çumra and its around, winters are cold and snowy. Summers are hot and dry. Fall and spring months are rainy. Summer temperatures are favorable for cultivation of many agricultural products. While the average temperature increases in summer, humidity decreases. The highest temperature compared to the average of many years of

harvest data in July with 39.9 °C. The lowest temperature has been measured in February as - 26.3 °C. The average temperature is 11,4 °C. Average rainfall is 318.9 mm and the amount of rainfall in 2013 based on an average of many years is 204.0 mm that shows a significant amount of reduction.



Fig. 1. Map the of study area in Cumra Province

Lands of research consists of alluvial soil. They are lime-rich soils which is moved from the surrounding mountains and hills from the fourth time accumulated in the old lake bed. According to the new genetic classification system they are AC horizon soil as vertisol. The upper horizon of the partially decomposed organic waste is seen mixed with mineral. At C horizons (at bottom) is seen the main material which is dissociated and moved from the environment. The study area soils have a clay loam texture and they are called as heavy clay soils. These soils are young alluvial soils of which organic matter content is very low. Horizon boundaries of the soil shows less obvious and slightly wavy structure.

In this study, soil temperature was measured with a water-proof portable thermal Sensor (*Thermochron the iButton DS1921G*) (fig. 2). The sensor registers and stores temperature measurements in its memory. Recorded temperature degrees are stored directly and can be downloaded by users.



Fig. 2. Thermochron iButton DS1921G thermal sensors and schematic diagram of Blue Dot™ receptor & USB adapter

Thermal sensor to be used for recording of temperature measurement sensors in the experiment soil profile opening in the soil profile at respectively 0, 2, 5, 10, 15, 20 and 30 cm depth have been placed in the same plane (Fig. 3).



Fig. 3. Placing the thermal sensors in soil a profile

Soil temperature is one of the most important factors affecting physical, chemical, and biological characteristics. Soil temperature influences processes such as seed germination, plant growth and development, soil moisture flow and availability to plants, aeration, structure formation, microbiological activity, decomposition of crop residues, availability of plant nutrients, freeze-thaw events. In addition soil temperature has a decisive influence on soil formation and processes such as transformation and translocations of matters in soil profile. Thermal diffusivity of soil is the most important heat transmission parameter that represents the temperature change depending on soil heat conductivity and volumetric heat capacity. Surface heat balance, the calculation of the thermal conductivity and thermal properties are entirely related to the heat flow in the soil. Soil specific heat capacity ( $C_m$ ), volumetric heat capacity ( $C_v$ ), heat conductivity ( $\lambda$ ), heat diffusivity ( $\kappa$ ) heat balance (Radiation) ( $R$ ) and damping depth ( $d$ ) have been studied extensively.

Hence, one-dimensional shape of it which defines heat conduction in the semi-homogeneous soil environment where there is no source which generates heat and widely used has the following format [2–10]:

$$\partial T / \partial t = \kappa \partial^2 T / \partial x^2 \quad (\kappa = \lambda / C_v), \quad (1)$$

where  $T(x, t)$  – is the temperature of the soil at the point  $x$  (m) at the time moment  $t$  (s);  $\kappa$  – is thermal diffusivity ( $\text{m}^2/\text{s}$ );  $\lambda$  is the thermal conductivity ( $\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$ );  $C_v = \rho_b C_m$  volumetric heat capacity ( $\text{J}/\text{m}\cdot\text{K}$ );  $\rho_b$  is the soil bulk density ( $\text{kg}/\text{m}^3$ ) and  $C_m$  is the specific heat capacity ( $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ ).

This equation is valid when  $\lambda$  and  $C_v$  is not dependent on space and time and homogeneous soil conditions including water content.

The equation (1) must be solved analytically or numerically to be found of the change of at a given time and depth as a result of various factors over time. For this purpose, the equation must be defined and completed with the initial and boundary conditions which include the environmental factors that affect the temperature changing.

Using the Fourier series representation the soil temperature near the surface can be described accurately by [2, et al]:

$$T(0, t) = \varphi(t) = \bar{T} + T_a \cos(\omega t + \varepsilon) = \bar{T} + A \cos(\omega t) + B \sin(\omega t), \quad (2)$$

where  $\bar{T}$  is the average daily temperature of the active soil surface;  $T_a = \sqrt{A^2 + B^2}$  is the variation amplitude of the temperature of the active soil layer;  $A$  and  $B$  are the amplitudes of the harmonic of the temperature wave;  $\omega = 2\pi/\tau_0$  is the angular daily frequency;  $\tau_0$  is the temperature wave period (days);  $m$  is the harmonic number;  $\varepsilon$  is the phase shift dependent on the time reference point, where  $\varepsilon = \arctan(-B/A)$  if  $A > 0$  and  $\varepsilon = \pi - \arctan(B/A)$  if  $A < 0$

For determining a parameter used in the solution of equation (1). The solution of Eq. (1) obtained without the initial conditions and with conditions (2) and  $\lim_{x \rightarrow \infty} T(x, t) = \bar{T}$  in dimensionless variables has the following form [2, 8]:

$$T(y, \tau) = \bar{T} + T_a e^{-by} \cos(\bar{\omega}\tau + \varepsilon - by), \quad (3)$$

where  $y = x/L$ ,  $\tau = \kappa t / L^2$ ,  $b = \sqrt{\bar{\omega}/2}$ ,  $\bar{\omega} = \omega L^2 / \kappa$ .

On the basis of the solution (3), the following formula for the determination of the thermal diffusivity parameters [2–7, 9]:

$$\kappa_i = \frac{\pi}{\tau_0} \frac{(x_{i+1} - x_i)^2}{\ln^2 \left[ \frac{\Phi_a(x_i)}{\Phi_a(x_{i+1})} \right]}, \quad (4)$$

where  $\Phi_a(x_i) = T_{\max}(x_i) - T_{\min}(x_i)$  is the amplitude of the soil temperature variation at the depth  $x_i$ :

$$\kappa = \frac{\pi(x_2 - x_1)^2}{\tau_0 \arctan^2 \left[ \frac{(T'_1 - T''_3)(T''_2 - T''_4) - (T'_2 - T''_4)(T''_1 - T''_3)}{(T'_1 - T''_3)(T''_1 - T''_3) + (T'_2 - T''_4)(T''_2 - T''_4)} \right]}, \quad (5)$$

where  $T'_i$  and  $T''_i$  are the soil temperatures at the depths  $x = x'$  and  $x = x''$  respectively, at the time moment  $t_i = i \cdot \tau_0 / 4$  ( $i = \overline{1, 4}$ ) (e.g., if  $\tau_0 = 24$  h, then  $t = 6, 12, 18,$  and  $24$  h):

$$\kappa = \frac{4\pi(x_2 - x_1)^2}{\tau_0 \ln^2 \left[ \frac{(T'_1 - T''_3)^2 + (T'_2 - T''_4)^2}{(T''_1 - T''_3)^2 + (T''_2 - T''_4)^2} \right]}. \quad (6)$$

After the surface parameters of working area soils ( $\bar{T}, T_a, \varepsilon$ ) values have been found, being applied of statistically parameter approaches (The Coefficient of Determination, Root Mean Squared Error (RMSE), Mean Absolute Percentage Error (MAPE), the values on Table 1 are created.

Table 1

Surface parameters and statistical approaches of soil temperature at field conditions

The parameters of the soil surface			
1	Average Temperature of Soil Surface	$\bar{T}$	22.7708
2	Wave Amplitude	$T_a$	10.6215
3	Phase Angle (Phase Difference)	$\varepsilon$	2.3784
Statistical parameters of approximation			
1	The Coefficient of Determination	$R^2$	0.8645
2	Adjusted R-Square	$R^2_{adj}$	0.8583
3	Root Mean Squared Error (RMSE)	$\sigma$	3.26
4	Mean Absolute Percentage Error (MAPE)	$\varepsilon, \%$	13.07

Determination of t heat diffuzivity ( $k$ ) in soil is calculated by the above boundary conditions equations. There are 3 lamellar widely used methods in the soil temperature research. We have identified in our study heat transfer in soil by using these methods.

In the consequence of analysis in soil sample, having been found of volumetric water content ( $\theta$ ) and density ( $\rho_b$ ) in all parcels and all profile layers of soil samples at inception point, volumetric heat capacity has been calculated.

The average particle density of the soil has been found as bulk density;  $\rho_b = 1313,6 \text{ kg/m}^3$  and porosity; 49.203%. Volumetric water content of soil sample is calculated as  $\theta = 0,3176 \text{ cm}^3/\text{cm}^3$ , and the volumetric heat capacity is calculated as

$$C_v = C_{m, \text{kat} \text{ faz}} \rho_b + C_{v_w} \theta = 0.20 \frac{\text{cal}}{\text{g} \cdot ^\circ\text{C}} \cdot 1.3136 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} + 1 \frac{\text{cal}}{\text{cm}^3 \cdot ^\circ\text{C}} \cdot 0,3176 \frac{\text{cm}^3}{\text{cm}^3} = 0,58032 \frac{\text{cal}}{\text{cm}^3 \cdot ^\circ\text{C}}.$$

The average sand amount of study area soil is 3.82%, silt is 55.31% and clay is found a 40.59%. The amount of silt is 21.21% between 2–5  $\mu\text{m}$ , 16.45% between 5–10  $\mu\text{m}$ , 16.40% between 10–50  $\mu\text{m}$ , 1.26% between 50–250  $\mu\text{m}$ .

The amount of heat that moves a specified distance from a point in a porous medium is dependent on the rate of delivery of the medium. So another important variable for the thermal phenomena is thermal conductivity. Soil clay content affects the heat conductivity. Widely used units for  $\lambda$  are in the form of  $\text{cal}/\text{cm}\cdot\text{sec}\cdot^\circ\text{C}$  or  $\text{J}/\text{m}\cdot\text{sec}\cdot^\circ\text{C}$  or  $\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$ . The calculated heat conductivity parameter ( $\lambda = \kappa C_v$ ) are given in Table 2. This equation should be written for damping depth which depends on the frequency of temperature change with thermal properties of soil:

$$d = \sqrt{2\kappa / \omega} = \sqrt{\kappa\tau_0 / \pi} . \quad (7)$$

Table 2

The average values of the of soil thermal properties calculated by various methods

Formuls	$10^{-6} \cdot k$	$\lambda$			$d$
	$\text{m}^2/\text{s}$	$\text{cal}/\text{s}\cdot\text{m}^2\cdot^\circ\text{C}$	$\text{J}/\text{m}\cdot\text{s}\cdot^\circ\text{C}$	$\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$	$\text{cm}$
(4)	0.3426	0.198818	0.832411	0.832411	9.6
(5)	0.3109	0.180436	0.755449	0.755449	9.2
(6)	0.5632	0.326838	1.368405	1.368405	16.41

### Reference

1. Anonymous "Çumra Directorate of District Food Agriculture and Livestock (Republic of Turkey)" Year Briefing Report June 2014.
2. Carslaw H. S. Introduction to the mathematical theory of the heat conduction. Ed. 2. Mac Millan, 1921.
3. De Vries, D. A. Thermal properties of soil // Physics of plant environment. Amsterdam, North-Holland, 1963. Pp. 210–235.
4. Juri W. A., Gardner W. R. and Gardner W. H. Soil physics. New York, 1991. – 328 p.
5. Horton R. Jr. Determination and use of soil thermal properties near the soil surface. New Mexico State University, 1982. – 151 p.
6. Mikayilov F. D., Shein E.V. Theoretical bases the experimental methods definitions of thermal diffusivity of soil // Eurasian Soil Science. 2010. Vol. 43, No. 5. Pp. 536–544.
7. Nerpin S. V., and A. F. Chudnovskil. Physics of the soil, Isreal program for scientific translations, Keter Press, Jerusalem, 1967. Pp. 194–233.
8. Tikhonov A. N., Samarskiy A. A. Mathematical Physics Equation [Uravnenie matematicheskoi fiziki]. M.: Nauka, 1966. – 724 p. [in Russian].
9. Seemann J. Measurement Technology, Agrometeorology. Berlin: Springer-Verlag, 1979. Pp. 40–45.
10. Shein E. V. Soil Physics Course [Kurs fiziki pochv]. M.: Moscow Univ. Publ., 2005. – 432 p. [in Russian].

УДК 539.3:536.2

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В СТРУКТУРНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛАХ

**В. С. Зарубин, Г. Н. Кувыркин, И. Ю. Савельева**

*Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана,  
г. Москва, Россия*

Современные конструкционные и функциональные материалы, представляющие собой совокупность микро- или наноструктурных элементов, часто называют структурно-чувствительными материалами. Важной особенностью таких материалов является качественное изменение физических свойств по сравнению с массивным материалом [1-3]. Так, при больших флуктуациях физико-механических характеристик микро- или наноструктурных элементов материала его уже нельзя считать простым, так как эти характеристики элементов такого материала подвержены влиянию прочих окружающих элементов структуры, т. е. имеет место так называемая нелокальность среды.

Известно, что применение методов механики сплошной среды для материалов с микроструктурой лимитируется масштабным и граничным эффектами. Прямое применение методов механики сплошной среды для композитов, модифицированных наноструктурными включениями, некорректно [4–6]. В связи с этим интерес представляет теория, в которой, с одной стороны, учтено наличие микроструктуры, а с другой – уравнения имеют вид обычных уравнений механики сплошной среды, в общем случае интегродифференциальных, для решения которых применимы методы механики сплошной среды. Прием распространения взглядов классической механики сплошной среды на среду с микро- и наноструктурой называют методом непрерывной аппроксимации [7]. Область науки, в которой поведение материалов с микро- и наноструктурой изучают с использованием метода непрерывной аппроксимации, иногда называют обобщенной механикой сплошной среды. Ключевыми моментами в этом методе являются установление связи между характеристиками микро- (нано-) уровня и макроуровня, а также учет эффектов пространственной нелокальности среды.

В данной работе для получения определяющих уравнений, описывающих термомеханические процессы в деформируемом твердом теле, воспользуемся соотношениями рациональной термодинамики необратимых процессов для среды с внутренними параметрами термодинамического состояния [8–12]. Эффект нелокальности по пространству в модели среды с внутренними параметрами состояния учтем следующим образом. Введем в рассмотрение эффективную температуру  $\Phi$  и эффективную деформацию  $\hat{\epsilon}^{(eff)}$ , которые определим следующими соотношениями:

$$\Phi = p_1 T + p_2 T^{(nl)}, \quad \hat{\epsilon}^{(eff)} = p_1 \hat{\epsilon} + p_2 \hat{\epsilon}^{(nl)}. \quad (1)$$

Здесь  $T$  – абсолютная температура,  $T^{(nl)} = \int_V \varphi(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|) T(\mathbf{x}', t) d\mathbf{x}'$  – нелокальная температура,

$\hat{\epsilon}$  – тензор малой деформации,  $\hat{\epsilon}^{(nl)} = \int_V \varphi(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|) \hat{\epsilon}(\mathbf{x}', t) d\mathbf{x}'$  – тензор нелокальной деформации,

$\varphi(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|)$  – функция влияния, определяющая эффект пространственной нелокальности, причем  $\int_V \varphi(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|) d\mathbf{x}' = 1$ ,  $p_1, p_2 \in [0, 1]$  – доли влияния локальных и нелокальных

переменных на эффективные переменные,  $p_1 + p_2 = 1$ .

Соотношения, аналогичные (1), используют в механике деформируемого твердого тела (без учета влияния температуры) при построении нелокальных зависимостей компонент тензора напряжений от тензора деформации [7, 13–15].

Локальные формулировки первого и второго законов термодинамики в этом случае будут иметь вид

$$\rho \Phi \dot{h} = -\frac{\partial q_k}{\partial x_k} + q_V - \delta, \quad \rho \Phi \dot{h} + \frac{\partial q_k}{\partial x_k} - \Phi^{-1} q_k \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} - q_V \geq 0, \quad (2)$$

где  $\rho$  – плотность материала;  $h$  – массовая плотность энтропии;  $q_k$  – проекции вектора плотности теплового потока на оси  $Ox_k$  прямоугольной системы координат,  $k = 1, 2, 3$ ;  $q_V$  – объемная плотность мощности внутренних источников (стоков) теплоты;  $\delta$  – диссипативная функция. При этом достаточным условием справедливости неравенства из (2) являются равенства [8]

$$h = -\frac{\partial A}{\partial \Phi}, \quad \sigma_{ij} = \rho \frac{\partial A}{\partial \varepsilon_{ij}^{(eff)}}. \quad (3)$$

Принципиальное отличие выражений (2), (3) от применявшихся ранее [8–13] заключается в использовании эффективной температуры  $\Phi$  и эффективной деформации  $\hat{\varepsilon}^{(eff)}$ .

В случае, когда характерное время изменения внешней нагрузки близко по величине ко времени релаксации, возникает необходимость учета изменения внутренних параметров состояния [8, 10]. Введем в рассмотрение два внутренних параметра состояния: скалярный  $\kappa$  – термодинамическая температура, ассоциированная с локально-неравновесными процессами аккумуляции теплоты; векторный  $\mathbf{\kappa}$  – вектор, характеризующий распространение теплоты и ассоциированный с решеточным (фононным) процессом теплопроводности,  $|\kappa_k / q_k| \ll 1$ . Кинетические уравнения, описывающие изменение  $\kappa$  и термодинамической температуры  $\kappa$  во времени в линейном приближении, запишем в виде [8]

$$t_q^* \dot{\kappa}_k + A_{kj} \kappa_j = \bar{\kappa}_k, \quad t_T^* \dot{\kappa} + A_{44} \kappa = \bar{\kappa}, \quad (4)$$

где  $t_q^*, t_T^*$  – времена релаксации соответствующих внутренних параметров состояния;  $(\dot{\phantom{x}}) = \partial(\phantom{x})/\partial t$ ;  $\bar{\kappa}_k, \bar{\kappa}$  – функции, определяющие равновесные значения внутренних параметров состояния;  $A_{kj} = A_{jk}$ ,  $\det(A_{kj}) > 0$ ,  $0 < A_{44} \leq 1$ . Термодинамическую температуру определяет спектр частот и амплитуд колебаний атомов на свободной поверхности микро- и наноструктурных элементов, а коэффициент  $A_{44}$  зависит от отношения площади свободной поверхности и полной площади контактирующих элементов структуры [1, 2].

Задав объемную плотность свободной энергии в виде разложения в ряд Тейлора в окрестности нулевых значений аргументов при температуре  $\Phi = T_0$  естественного состояния, в силу равенств (3), определяющие соотношения примут следующий вид:

$$h = \left( C_{ijkl} \varepsilon_{kl}^{(eff)} - G_{ij} \frac{\kappa - T_0}{T_0} - N_{ijk} \kappa_k \right) \frac{1}{\rho} \frac{\partial \varepsilon_{ij}^{(T)}}{\partial \Phi} - \frac{dB_1}{d\Phi} - \frac{\partial B_2}{\partial \Phi}, \quad (5)$$

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \left( \varepsilon_{kl}^{(eff)} - \varepsilon_{kl}^{(T)} \right) - G_{ij} \frac{\kappa - T_0}{T_0} - N_{ijk} \kappa_k, \quad (6)$$

где  $C_{ijkl}$ ,  $K_{ij}$ ,  $N_{ijk}$ ,  $P_i$ ,  $F$  характеризуют термомеханические свойства тела.

Если пренебречь влиянием внутренних параметров состояния на изменение свободной энергии и положить  $\varepsilon_{kl}^{(T)} = \alpha_{kl}^{(T)} \Delta \Phi$ , то с учетом (5), (6) и равенства из (2) определяющие соотношения можно записать в виде

$$\rho c \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \rho c' \frac{\partial \kappa}{\partial t} = -\Phi C_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl}^{(eff)} \alpha_{ij}^{(T)} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + q_V + \delta, \quad (7)$$

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \left( \varepsilon_{kl}^{(eff)} - \alpha_{kl}^{(T)} \Delta \Phi \right), \quad (8)$$

где  $c = -\Phi \left( d^2 B_1 / d\Phi^2 + \partial^2 B_2 / \partial \Phi^2 \right)$  и  $c' = -\Phi \partial^2 B_2 / \partial \Phi \partial \kappa$  – удельные массовые теплоемкости при постоянной деформации, определяющие изменение свободной энергии пропорционально  $\dot{\Phi}$  и  $\dot{\kappa}$  соответственно;  $\delta = -\rho \partial A / \partial \kappa \cdot \dot{\kappa} - \rho \partial A / \partial \kappa_i \cdot \dot{\kappa}_i$ .

Для получения закона сохранения энергии в виде уравнения теплопроводности необходимо конкретизировать выражения для равновесных значений  $\bar{\kappa}_i$  и  $\bar{\kappa}$  параметров состояния и проекций вектора плотности теплового потока  $q_i$ , приняв их, например, в виде

$$\bar{\kappa}_i(\mathbf{x}, t) = -Z_{ij}^{(1)} \frac{\partial \Phi(\mathbf{x}', t)}{\partial x'_j} - Z_{ij}^{(2)} \frac{\partial \kappa(\mathbf{x}', t)}{\partial x'_j}, \quad \bar{\kappa}(\mathbf{x}, t) = \Phi(\mathbf{x}, t), \quad q_i = \varphi_{ij} \kappa_j(\mathbf{x}', t). \quad (9)$$

Равенства (9) не противоречат основным принципам рациональной термодинамики необратимых процессов [8]. Решив систему уравнений (4) относительно  $\kappa_i$  и  $\kappa$  с начальными условиями ( $\kappa_i = 0$  и  $\kappa = T_0$  при  $t = 0$ ), можно получить функциональные зависимости для  $\kappa_i = \kappa_i(\partial \Phi / \partial x_j, \partial \kappa / \partial x_j)$  и  $\kappa = \kappa(\Phi)$ .

В дальнейшем, с целью упрощения окончательного выражения уравнения теплопроводности, положим в первом уравнении (4)  $A_{ij} = \delta_{ij}$  ( $\delta_{ij}$  – символ Кронекера). Тогда, пренебрегая диссипацией энергии и внутренним тепловыделением, закон сохранения энергии (7) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\rho c}{A_{44}} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\rho c}{A_{44} t_T^*} \int_0^t \exp\left(-\frac{t-t'}{t_T^* / A_{44}}\right) \frac{\partial \Phi(\mathbf{x}, t')}{\partial t'} dt' = -\Phi C_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl}^{(eff)} \alpha_{ij}^{(T)} + \\ + \frac{\partial}{\partial x_i} \lambda_{ij}^{(T)} \frac{\partial \Phi(\mathbf{x}, t)}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \lambda_{ij}^{(T)} \int_0^t \exp\left(-\frac{t-t'}{t_q^*}\right) \frac{\partial}{\partial t'} \left( \frac{\partial \Phi(\mathbf{x}, t')}{\partial x_j} \right) dt' + \\ + \frac{\partial}{\partial x_i} \lambda_{ij}^{(\kappa)} \frac{\partial \kappa(\mathbf{x}, t)}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \lambda_{ij}^{(\kappa)} \int_0^t \exp\left(-\frac{t-t'}{t_q^*}\right) \frac{\partial}{\partial t'} \left( \frac{\partial \kappa(\mathbf{x}, t')}{\partial x_j} \right) dt', \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\lambda_{ij}^{(T)} = \varphi_{ik} Z_{kj}^{(1)}$ ,  $\lambda_{ij}^{(\kappa)} = \varphi_{ik} Z_{kj}^{(2)}$  – компоненты тензоров теплопроводности, обусловленные эффективной и термодинамической температурами.

Краевые условия для уравнений (4), (7) и (8) можно записать следующим образом:

$$T(\mathbf{x}, 0) = \kappa(\mathbf{x}, 0) = T_0, \quad \dot{T}(\mathbf{x}, 0) = 0, \quad \dot{\kappa}(\mathbf{x}, 0) = -(1 - A_{44}) T_0 / t_T^* ;$$

на граничной поверхности  $S$ :

$$\left( \lambda_{ij}^{(T)} \frac{\partial \Phi(\mathbf{x}, t)}{\partial x_j} - \lambda_{ij}^{(T)} \int_0^t \exp\left(-\frac{t-t'}{t_q^*}\right) \frac{\partial}{\partial t'} \left( \frac{\partial \Phi(\mathbf{x}, t')}{\partial x_j} \right) dt' + \right. \\ \left. + \lambda_{ij}^{(K)} \frac{\partial \kappa(\mathbf{x}, t)}{\partial x_j} - \lambda_{ij}^{(K)} \int_0^t \exp\left(-\frac{t-t'}{t_q^*}\right) \frac{\partial}{\partial t'} \left( \frac{\partial \kappa(\mathbf{x}, t')}{\partial x_j} \right) dt' \right) n_i = \alpha(\mathbf{x}, t) (T_c(\mathbf{x}, t) - T(\mathbf{x}, t)),$$

где  $n_i$  – направляющие косинусы внешней нормали к поверхности  $S$ , ограничивающей рассматриваемую область  $V$ ;  $\alpha$  и  $T_c$  – коэффициент теплообмена и температура окружающей среды.

Определяющие соотношения модели термомеханических процессов в твердом теле можно переписать в терминах абсолютной температуры и локальной деформации, если подставить в равенство (8) и в уравнение (10) соотношения (1). В частном случае, когда влияние внутренних параметров состояния не учитывается, эти соотношения будут иметь вид

$$p_1 \frac{\rho c}{A_{44}} \frac{\partial T}{\partial t} + p_2 \frac{\rho c}{A_{44}} \int_V \varphi(|\mathbf{x}' - \mathbf{x}|) \frac{\partial T(\mathbf{x}', t)}{\partial t} d\mathbf{x}' = \\ = - \left( p_1 T + p_2 \int_V \varphi(|\mathbf{x}' - \mathbf{x}|) T(\mathbf{x}', t) d\mathbf{x}' \right) C_{ijkl} \alpha_{ij}^{(T)} \left( p_1 \dot{\varepsilon}_{kl} + p_2 \int_V \varphi(|\mathbf{x}' - \mathbf{x}|) \dot{\varepsilon}_{kl}(\mathbf{x}', t) d\mathbf{x}' \right) + \quad (11)$$

$$+ p_1 \frac{\partial}{\partial x_i} \lambda_{ij}^{(T)} \frac{\partial T(\mathbf{x}, t)}{\partial x_j} + p_2 \frac{\partial}{\partial x_i} \lambda_{ij}^{(T)} \frac{\partial}{\partial x_j} \int_V \varphi(|\mathbf{x}' - \mathbf{x}|) T(\mathbf{x}', t) d\mathbf{x}',$$

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \left( p_1 \varepsilon_{kl} + p_2 \int_V \varphi(|\mathbf{x}' - \mathbf{x}|) \varepsilon_{kl}(\mathbf{x}', t) d\mathbf{x}' - \alpha_{kl}^{(T)} \Delta \Phi \right). \quad (12)$$

Полученные в данной работе уравнение теплопроводности (11) и соотношение (12) для определения напряжений в теле дают возможность моделировать термомеханические процессы в деформируемом твердом теле при различных допущениях относительно структуры материала.

Работа выполнена по грантам НШ–1432.2014.8 и МК-6573.2015.8 программ Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ и молодых кандидатов наук, а также в рамках государственного задания по проекту № 1.2640.2014.

### Литература

1. Андриевский Р. А., Рагуля А. В. Наноструктурные материалы. М.: Академия, 2005. – 192 с.
2. Гусев А. И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. М.: Физматлит, 2005. – 416 с.
3. Пул-мл. Ч., Оуэне Ф. Нанотехнологии. М.: Техносфера, 2006. – 336 с.
4. Peddieson J., Buchanan G. R., McNitt R. P. Application of nonlocal continuum models to nanotechnology // Int. J. of Engineering Science. 2003. Vol. 41. Pp. 305–312.
5. Кривцов А. М. Деформирование и разрушение твердых тел с микроструктурой. М.: Физматлит, 2007. – 304 с.
6. Кунин И. А. Теория упругих сред с микроструктурой. Нелокальная теория упругости. М.: Наука, 1975. – 416 с.

7. Онами М. и др. Введение в микромеханику: Пер. с япон. М.: Металлургия, 1987. – 280 с.
8. Зарубин В. С., Кувыркин Г. Н. Математические модели механики и электродинамики сплошной среды. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2008. – 512 с.
9. Зарубин В. С., Кувыркин Г. Н. Математическое моделирование термомеханических процессов при интенсивном тепловом воздействии // ТВТ. 2003. Т. 4, № 2. С. 300–309.
10. Зарубин В. С., Кувыркин Г. Н., Савельева И. Ю. Математическая модель нелокальной среды с внутренними параметрами состояния // ИФЖ. 2013. Т. 86, № 4. С. 768–773.
11. Кувыркин Г. Н., Савельева И. Ю. Математическая модель теплопроводности новых конструкционных материалов // Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Естеств. науки. 2010. № 3. С. 72–85.
12. Зарубин В. С., Кувыркин Г. Н. Термомеханическая модель релаксирующего твердого тела при нестационарном нагружении // Докл. РАН. 1995. Т. 345, № 2. С. 193–195.
13. Eringen A. C. Nonlocal continuum field theories. New York-Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 2002. – 393 p.
14. Pisano A. A, Fuschi P. Closed form solution for a nonlocal elastic bar in tension [J] // Int. J. of Solids and Structures. 2003. Vol. 40. Pp. 13–23.
15. Polizzotto C. Nonlocal elasticity and related variational principles // Int. J. Solids Struct. 2001. Vol. 38. 7359–7380.

УДК 536.2.01:517.54

## ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ В КРУГЛОЙ ОДНОМЕРНОЙ ПЛАСТИНЕ И СТЕРЖНЕ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ С ЭКСЦЕНТРИЧНЫМ ОТВЕРСТИЕМ

**М. В. Кашеев, Ю. И. Загорюлько**

*АО «Государственный научный центр РФ – Физико-энергетический институт им. А. И. Лейпунского», г. Обнинск, Россия*

В практике эксперимента при определении температуры в пластине (оболочке твэла) термопары заделывают в отверстиях малого диаметра. Наличие таких отверстий искажает температурное поле в окрестностях отверстий и показания термопары отличаются от истинных значений. В докладе предпринята попытка анализа такого искажения с помощью решения задачи определения распределения температуры в круглой пластине радиусом  $r_1$  с эксцентричным отверстием радиусом  $r_2$  (рис. 1). При этом принимаем, что радиальные размеры существенно больше толщины пластины.

Используется метод конформного преобразования. В соответствии с теорией конформного отображения аналитическая функция (рис. 2)

$$f(z) = w = \frac{z - a}{az - 1}, \quad (1)$$

где

$$a = \frac{1 + x_1 x_2 + \sqrt{(1 - x_1^2)(1 - x_2^2)}}{x_1 + x_2}, \quad \rho_2 = \frac{1 - x_1 x_2 + \sqrt{(1 - x_1^2)(1 - x_2^2)}}{x_1 - x_2},$$

( $a > 1$ ,  $\rho_2 > 1$ , если  $-1 < x_2 < x_1 < 1$ ), преобразует эксцентричное кольцо на комплексной плоскости  $z = x + iy$  в концентричное кольцо на комплексной плоскости  $w = u + iv$ . На рис. 2 показано соответствие границ и характерных точек при конформном отображении, задаваемом формулой (1).

В результате преобразования гармоническая в области  $G$  функция  $U(x,y)$  переходит в функцию  $\tilde{U} = \tilde{U}(u,v)$ , гармоническую в области  $G'$ . С учетом отмеченной особенности сформулирована математическая постановка задачи определения распределения температуры в области  $G'$ .

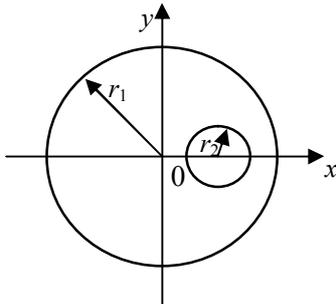
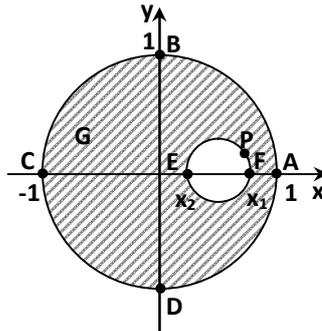
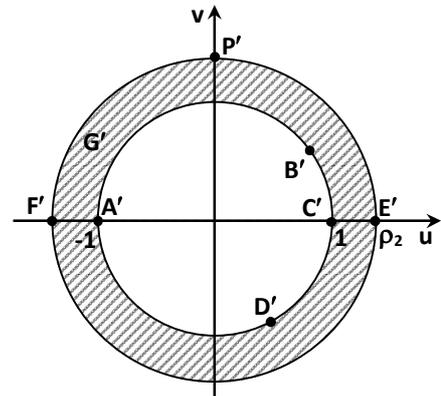


Рис. 1. Пластина с отверстием

Рис. 2. Конформное отображение области  $G$  на область  $G'$ 

В литературных источниках решение третьей краевой задачи для соответствующей кольцевой области не приводится. Однако она является востребованной, так как при теплофизических экспериментах, проводимых для нужд энергетики, охлаждение (нагревание) поверхностей происходит по закону Ньютона (третьего рода). Данная задача впервые решена с использованием метода Фурье [1].

Известные решения первой и второй краевых задач представлены в более удобных безразмерных переменных.

Решение второй краевой задачи авторов выгодно отличается от решения [2], которое получено с помощью метода конечных интегральных преобразований в виде двойного ряда; при этом для определения собственных чисел необходимо решать трансцендентное уравнение, содержащее функции Бесселя и Неймана, которые не входят в арсенал встроенных функций алгоритмических языков.

Из функции (1) следует преобразование координат, необходимое для получения поля температуры в реальной области  $G$ .

Влияние двух соседних каналов для термодпар на температурное поле (рис. 3) можно проанализировать с помощью полученных решений, если воспользоваться той же аналитической функцией (1), но с параметрами

$$a = \frac{1 + x_1 x_2 + \sqrt{(x_1^2 - 1)(x_2^2 - 1)}}{x_1 + x_2}, \quad \rho_2 = \frac{x_1 x_2 - 1 - \sqrt{(x_1^2 - 1)(x_2^2 - 1)}}{x_1 - x_2}, \quad (2)$$

( $x_2 < a < x_1$  и  $0 < \rho_2 < 1$ , если  $1 < x_2 < x_1$ ).

Аналитическая функция (1) с параметрами (2) бесконечно протяженную область  $G$  отображает на конечную кольцевую область  $G'$ .

Во второй части доклада впервые получено решение третьей краевой задачи определения температурного поля в стержне конечной длины с эксцентричным кольцевым сечением [3].

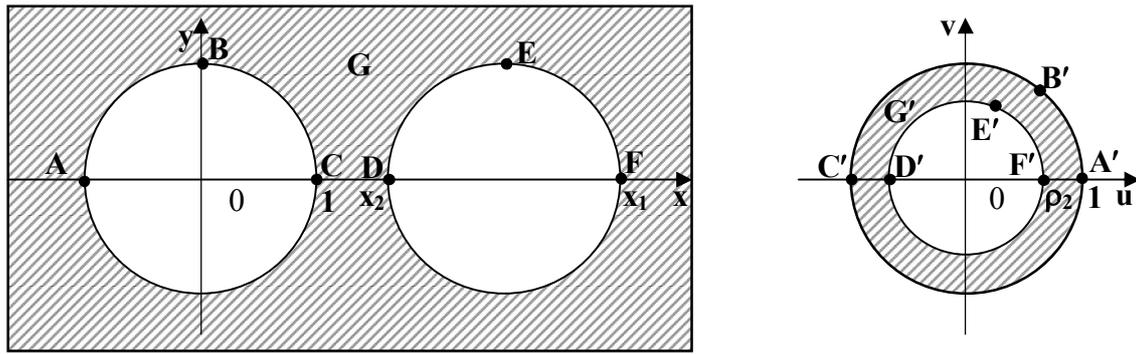


Рис 3. Конформное отображение области  $G$  на область  $G'$

Сформулирована математическая постановка задачи определения распределения температуры в области  $G' \times h$ . Решение поставленной задачи сводится к решению задачи теплопроводности для кольцевого цилиндра, которое получено первым автором методом конечных интегральных преобразований в работе [4].

Рассмотрено влияние двух соседних каналов для термопар на температурное поле. Приведенная в [3] аналитическая функция с соответствующими параметрами конформно отображает бесконечно протяженную область  $G$  с двумя отверстиями с произвольным радиусом на концентрическое кольцо. Полученное решение описывает температурное поле в плите толщиной  $h$  с двумя цилиндрическими каналами.

#### Обозначения

$r$  – радиус-вектор в области  $G$ , м;  $r'$  – радиус-вектор в области  $G'$ , м;  $\rho = r'/r'_1$  – безразмерный радиус-вектор в области  $G'$ .

#### Литература

1. Кашеев М. В., Загоруйко Ю. И. Стационарное температурное поле в круглой пластине с эксцентрическим отверстием. Обнинск: ФЭИ, 2012. – 12 с. (Препринт № 3224).
2. Бутковский А. Г. Характеристики систем с распределенными параметрами. М.: Наука, 1979. – 224 с.
3. Кашеев М. В., Загоруйко Ю. И. Нестационарное температурное поле в стержне конечной длины с эксцентричным кольцевым сечением. Обнинск: ФЭИ, 2013. – 10 с. (Препринт № 3230).
4. Кашеев М. В. Решение задачи теплопроводности для кольцевого цилиндра конечных размеров с внутренними источниками тепла // Теплоэнергетика. 2011. № 2. С. 71–73.

УДК 536.26

## ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ ПРИ ВНЕЗАПНОМ ИЗМЕНЕНИИ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ

Ю. А. Кирсанов<sup>1</sup>, А. Ю. Кирсанов<sup>2</sup>, А. Е. Юдахин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Казанский научный центр Российской академии наук, г. Казань, Россия

<sup>2</sup>Казанский национальный исследовательский технический университет  
им. А. Н. Туполева, г. Казань, Россия

<sup>3</sup>Казанский государственный энергетический университет, г. Казань, Россия

Формула Фурье

$$q = -\lambda \operatorname{grad} T \quad (1)$$

в сочетании с законом сохранения энергии дает дифференциальное уравнение теплопроводности параболического типа [1]:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \Delta T, \quad (2)$$

которое не учитывает конечную скорость распространения внутренней энергии в телах при теплообмене и поэтому не может быть использована для описания быстропротекающих переходных термических процессов [2].

Модифицировав формулу (1), Каттанео и Верно [3–5] учли задержку во времени процесса передачи кванта энергии относительно момента его получения:

$$q = -\lambda \operatorname{grad} T - \tau_q \partial q / \partial \tau. \quad (3)$$

Величина  $\tau_q$  называется временем тепловой релаксации и характеризует задержку во времени реакции температурного поля тела на поток тепла. Таким образом, уравнение параболического типа (2) модифицируется в дифференциальное уравнение гиперболического типа:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + \tau_q \frac{\partial^2 T}{\partial \tau^2} = a \Delta T. \quad (4)$$

Как было показано [6, 7], при расчете кратковременных переходных термических процессов с помощью уравнения (4) в некоторых случаях температура тела может опускаться ниже абсолютного нуля, что противоречит современным физическим основам.

Дальнейшая модификация формулы (2) произошла по полученному А. В. Лыковым [8] выражению для скорости приращения энтропии в необратимых процессах через потоки  $J_i$  и термодинамические силы  $X_i$ :

$$J_i = L_i^{(r)} dJ_i / d\tau + \sum_k (L_{ik} X_k + L'_{ik} dX_k / d\tau).$$

Отсюда путем замены  $J_i \equiv q$ ,  $X_k \equiv \operatorname{grad} T$ ,  $L_i^{(r)} \equiv -\tau_q$ ,  $L_{ik} \equiv -\lambda$ ,  $L'_{ik} \equiv -\lambda \tau_T$  получается уравнение двухфазного запаздывания (dual-phase-lag) [7]:

$$q = -\tau_q \frac{\partial q}{\partial \tau} - \lambda \operatorname{grad} T - \lambda \tau_T \frac{\partial \operatorname{grad} T}{\partial \tau},$$

или

$$q + \tau_q \frac{\partial q}{\partial \tau} = -\lambda \operatorname{grad} \left( T + \tau_T \frac{\partial T}{\partial \tau} \right). \quad (5)$$

Параметр  $\tau_T$ , как показали исследования [9], влияет на амплитуду температурного отклика в глубине тела, а именно – с увеличением  $\tau_T$  амплитуда сокращается. Из этого следует, что  $\tau_T$  можно назвать временем температурного демпфирования, так как она является мерой волнового термического сопротивления тела.

Формула (5) преобразует закон сохранения энергии в дифференциальное уравнение теплопроводности гиперболического типа, учитывающее температурное демпфирование:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + \tau_q \frac{\partial^2 T}{\partial \tau^2} = a \Delta \left( T + \tau_T \frac{\partial T}{\partial \tau} \right). \quad (6)$$

В докладе представлены результаты проверки адекватности предложенных выше гипотез при использовании их для описания термического переходного процесса в твердом теле. Экспериментальная часть работы состоит в регистрации температуры в глубине твердого тела при внезапном его погружении в горячую среду. Теоретическая часть заключается в решении краевой гиперболической задачи теплопроводности третьего рода при однородных начальных условиях. По результатам сравнения полученных экспериментальных и расчетных данных делается вывод об адекватности той или иной гипотезы связи теплового потока с градиентом температуры в условиях эксперимента.

Образец для опытного исследования был изготовлен из двух склеенных круглых пластин полиметилметакрилата (ПММА) одинаковой толщины. Между ними и на наружных поверхностях пластин располагались термопары. Четвертая термопара, опускаемая одновременно с образцом, служила для фиксации момента начала процесса теплообмена. Исследованиям были подвергнуты несколько образцов, отличающихся толщиной и диаметром пластин и внутренними термопарами (табл. 1).

Таблица 1

Изготовленные образцы

Номер образца	$h$ , мм	$D$ , мм	Термопара
1	1,4	59,8	ХК, 0,2
2	1,55	59,5	ХК, 0,05/0,08
3	2,9	80	ХК, 0,2
4	3,0	56,6	ХК, 0,05/0,08
5	3,3	80,8	ХА, 0,5

Образец с начальной температурой внезапно погружался в сосуд с горячей дистиллированной водой. Регистрация показаний термопар в мВ с интервалом 0,02 с производилась автоматизированной измерительной системой, включающей в себя персональный компьютер (ПК) и устройство ввода-вывода фирмы National Instruments PCI-6251 [10], подключаемое к PCI-шине ПК. Погрешность измерения устройства ввода-вывода  $\pm 0,3$  мкВ. Программное обеспечение АИС осуществлено в среде графического программирования LabVIEW<sup>1</sup> [11].

<sup>1</sup> Номер лицензионного соглашения: 777455-03. Серийный номер: M71X16236.

Перевод показаний из мВ в градусы осуществлялся по индивидуальным калибровочным характеристикам термопар.

В результате сравнения опытных и расчетных данных было установлено, что модель двухфазного запаздывания наиболее пригодна для описания однократных переходных термических процессов. Путем описания экспериментальных переходных процессов теоретическими, рассчитанными по дифференциальному уравнению (6) при адекватных эксперименту краевым условиям, были найдены значения  $\tau_q$  и  $\tau_T/\tau_q$  для ПММА, которые составили 2,0 с и 0,7 с соответственно.

### Обозначения

$q$  – вектор плотности теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);  $T$  – температура, К;  $a = \lambda/\rho c$  – коэффициент температуропроводности, м<sup>2</sup>/с;  $\tau$  – время, с;  $\tau_q$  – время тепловой релаксации, с;  $L_i^{(r)}$ ,  $L_{ik}$  и  $L'_{ik}$  – коэффициенты переноса;  $\tau_T$  – время температурного демпфирования, с;  $h$  – полутолщина образца, м;  $D$  – диаметр образца, м.

### Литература

1. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.
2. Шашков А. Г., Бубнов В. А., Яновский С. Ю. Волновые явления теплопроводности: Системно-структурный подход. М.: Едиториал УРСС, 2004. – 296 с.
3. Cattaneo C. Sulla Conduzione de Calore // Atti del Seminario Matematico e Fisico dell' Universita di Modena. 1948. Vol. 3. Pp. 83–101.
4. Cattaneo C. A form of heat conduction equation which eliminates the paradox of instantaneous propagation // Comptes Rendus. Acad. Sci. Paris. 1958. Vol. 247, No. 4. Pp. 431–433.
5. Vernotte P. Les paradoxes de la theorie continue de l'equation de la chaleur // Comptes Rendus. Acad. Sci. Paris. 1958. Vol. 246, No. 22. Pp. 3154–3155.
6. Кирсанов Ю. А. Циклические тепловые процессы и теория теплопроводности в регенеративных воздухоподогревателях. М.: Физматлит, 2007. – 240 с.
7. Ahmadikia H., Rismanian M. Analytical solution of non-Fourier heat conduction problem on a fin under periodic boundary conditions // J. Mech. Sci. and Techn. 2011. Vol. 25, No. 11. Pp. 2919–2926.
8. Лыков А. В. Применение методов термодинамики необратимых процессов к исследованию тепло- и массообмена // ИФЖ. 1965. Т. 9, № 3. С. 287–304.
9. Liu K. C., Chang P. C. Analysis of dual-phase-lag heat conduction in cylindrical system with a hybrid method // Applied Mathematical Modeling. 2007. Vol. 31. Pp. 369–380.
10. The measurement and Automation Catalog. 2005. 350034K-01, 100802.
11. Кирсанов Ю. А., Кирсанов А. Ю., Коростелев И. А. Переходные температурные процессы в твердых телах // Труды Академэнерго. 2005. № 1. С. 17–21.

УДК 517.518.8:519.633:536.2

## ИНТЕГРАЛЬНЫЙ МЕТОД ГРАНИЧНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В АНАЛИТИЧЕСКОМ РЕШЕНИИ ЗАДАЧ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА

**В. А. Кот**

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

В аналитической теории теплопроводности методы, опирающиеся на понятие фронта возмущения [1], характеризуются широким спектром разных подходов [см., например, 1–7]. Основная идея заключается в следующем: в результате некоторого энергетического воздействия на тело в нем образуется возмущенная область с фронтом  $x = \delta(t)$ , за пределами которой температура тела  $T(x, t)$  остается неизменной.

Предложенный к рассмотрению интегральный метод граничных характеристик (ИМГХ) изложен на следующих классических примерах:

- полупространство;
- пространство, ограниченное внутри цилиндрической или сферической поверхностями;
- неограниченная пластина;
- неограниченный цилиндр;
- шар.

При этом решения получены для граничных условий I, II и III рода.

Обратимся в виде примера к частному случаю ограниченного внутри пространства с граничным условием I рода. Математическая формулировка задачи в безразмерной форме выглядит следующим образом:

$$v(t) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{y^m} \frac{\partial}{\partial y} \left( y^m \frac{\partial T}{\partial y} \right), \quad \Omega \equiv (a, R(t)) \times (0, t_1), \quad (1)$$

$$T(a, t) = h(t), \quad t > 0, \quad (2)$$

$$T(y, 0) = 0, \quad y \geq a, \quad (3)$$

$$T(R(t), t) = \frac{\partial T}{\partial y}(R(t), t) = 0. \quad (4)$$

Основа ИМГХ заложена в составной последовательности, элементы которой образованы функцией  $h(t)$ , интегральными  $\Gamma_j^n$  и дифференциальными  $\Gamma_\partial^k$  операторами:

$$\underbrace{\left[ \Gamma_\partial^k [h(t)], \dots, \Gamma_\partial^2 [h(t)], \Gamma_\partial^1 [h(t)] \right]}_{Y_k} \leftarrow h(t) \rightarrow \underbrace{\left[ \Gamma_j^1 [h(t)], \Gamma_j^2 [h(t)], \dots, \Gamma_j^n [h(t)] \right]}_{X_n}. \quad (5)$$

Элементы множеств  $X_k$  и  $Y_k$  условно определим как интегральные и дифференциальные *граничные характеристики*. Ниже приведены доказанные утверждения, устанавливающие вполне однозначные функциональные соответствия между граничными характеристиками  $\Gamma_\partial^k [h(t)]$ ,  $\Gamma_j^n [h(t)]$  и температурной функцией  $T(y, t)$ .

**Утверждение 1.** Пусть функция  $T(y, t)$  удовлетворяет уравнению

$$v(t) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{y^m} \frac{\partial}{\partial y} \left( y^m \frac{\partial T}{\partial y} \right), \quad v(t) > 0, \quad a < y < \infty, \quad t > 0, \quad (6)$$

а также условиям (2)–(4).

Тогда интегральные характеристики  $H_n(t) = \overbrace{\int_0^t dt \frac{1}{v(t)} \dots \int_0^t \frac{1}{v(t)} h(t) dt}^n$  и  $n$ -кратные интегралы  $\mathcal{L}_y^n T \equiv \overbrace{\mathcal{L}_y^1 \mathcal{L}_y \dots \mathcal{L}_y}^n \mathcal{L}_y T(y, t)$ , где  $\mathcal{L}_y = \int_{R(t)}^y \frac{dy}{y^m} \int_{R(t)}^y y^m (\dots) dy$ ,  $\mathcal{L}_y^1 = \mathcal{L}_y|_{y=a}$ , тождественно равны и образуют последовательность

$$\left\{ \mathcal{L}_y^n(T) \equiv H_n(t) \right\}_n, \quad n \in \mathbb{Z}_+. \quad (7)$$

Запишем (7) в раскрытом виде

$$\underbrace{\int_{R(t)}^a \frac{dy}{y^m} \int_{R(t)}^y y^m dy}_{\mathcal{L}_y^1} \dots \underbrace{\int_{R(t)}^y \frac{dy}{y^m} \int_{R(t)}^y y^m dy}_{\mathcal{L}_y} \dots \underbrace{\int_{R(t)}^y \frac{dy}{y^m} \int_{R(t)}^y y^m}_{\mathcal{L}_y} T(y, t) dy \equiv \underbrace{\int_0^t dt \frac{1}{v(t)} \dots \int_0^t \frac{1}{v(t)} h(t) dt}_n. \quad (8)$$

**Утверждение 2.** Пусть непрерывная функция  $T(y, t)$ , многократно дифференцируемая по  $y$  и  $t$ , удовлетворяет уравнению

$$v(t) D_t T = L_y T, \quad \Omega \equiv (a, +\infty) \times (0, t^*), \quad (9)$$

где  $D_t = \frac{\partial}{\partial t}$ ,  $L_y$  – линейный дифференциальный оператор,  $v(t) > 0$ , и определена в точке  $y = a$  многократно дифференцируемой по  $t$  функцией  $u(a, t) = h(t)$ .

Тогда дифференциальные характеристики  $L_t^k h(t) \equiv \overbrace{L_t \dots L_t}^k h(t)$ , где  $L_t \equiv v(t) D_t$ , и сложные производные  $L_y^k T(a, t) \equiv \overbrace{L_y L_y \dots L_y}^k T(a, t)$  тождественно равны между собой и образуют последовательность

$$\left\{ L_y^k [T(a, t)] \equiv L_t^k [h(t)] \right\}_k, \quad k \in \mathbb{Z}_+. \quad (10)$$

Если обозначить  $h(t) = \Gamma_0(t)$ , а производную  $n$ -го порядка от функции  $h(t)$  записать как  $\frac{d^k h(t)}{dt^k} \equiv D_k(h(t)) = \Gamma_{-k}(t)$ ,  $k \in \mathbb{Z}_+$ , то тогда для функции  $h(t)$  существует объединенная последовательность

$$\dots \leftarrow \Gamma_{-2}(t), \Gamma_{-1}(t), \Gamma_0(t), \Gamma_1(t), \Gamma_2(t) \rightarrow \dots \quad (11)$$

или в обобщенной записи:  $\{\Gamma_n(t)\}_n, n \in \mathbb{Z}$ . Отсюда запишем

$$\{\Gamma_{-k}(t)\} \cup \{\Gamma_n(t)\}_n, \quad k \in \mathbb{Z}_+, \quad n \in \mathbb{Z}_\geq. \quad (12)$$

Отсюда следует двойная последовательность из тождественных равенств

$$\{\mathcal{L}_{-k}(T) \equiv \Gamma_{-k}(t)\} \cup \{\mathcal{L}_n(T) \equiv \Gamma_n(t)\}, \quad n \in \mathbb{Z}_\geq, \quad k \in \mathbb{Z}_+ \quad (13)$$

или в объединенном виде  $\{\mathcal{L}_n(T) \equiv \Gamma_n(t)\}_n, \forall n \in \mathbb{Z}$ . Если задать температурный профиль полиномом  $T(y, t) = \sum_{j=0}^N a_j(t) y^j$ , то коэффициенты степенного ряда могут быть определены из системы уравнений, получаемой из граничных условий (2), (4) и тождественных равенств последовательности (13). Так, для граничного условия I рода имеем

$$\begin{array}{c} \xrightarrow[k=0]{K=0} \begin{pmatrix} \Gamma_3(t) \\ \Gamma_2(t) \\ \Gamma_1(t) \\ \Gamma_0(t) \end{pmatrix} \xrightarrow[k=0,1]{K=1} \begin{pmatrix} \Gamma_5(t) \\ \Gamma_4(t) \\ \Gamma_3(t) \\ \Gamma_2(t) \\ \Gamma_1(t) \\ \Gamma_0(t) \\ \Gamma_{-1}(t) \end{pmatrix} \xrightarrow[k=0,1,2]{K=2} \begin{pmatrix} \Gamma_7(t) \\ \dots \\ \Gamma_2(t) \\ \Gamma_1(t) \\ \Gamma_0(t) \\ \Gamma_{-1}(t) \\ \Gamma_{-2}(t) \end{pmatrix} \xrightarrow[k=0,1,2,3]{K=3} \dots \xrightarrow[k=0,K]{K} \begin{pmatrix} \Gamma_{2K+3}(t) \\ \dots \\ \Gamma_1(t) \\ \Gamma_0(t) \\ \Gamma_{-1}(t) \\ \dots \\ \Gamma_{-K}(t) \end{pmatrix} \end{array} \quad (14)$$

Фронт температурного возмущения  $R(t)$  определяется из интеграла теплового баланса

$$\frac{d}{dt} \int_a^{R(t)} T(y, t) dy = -\frac{\partial T(0, t)}{\partial x}. \quad (15)$$

В качестве иллюстративного примера представим решение задачи для полупространства с граничным условием  $T(0, t) = 1$  при  $N = 5$ :

$$T = \left(1 - 0.20367 \frac{x}{\sqrt{t}}\right)^2 \left(1 - 0.15734 \frac{x}{\sqrt{t}} - 0.10710 \frac{x^2}{t} + 0.02389 \frac{x^3}{t^{3/2}}\right), \quad (16)$$

Температурные профили, рассчитанные по формуле (16), практически полностью сливаются с кривыми точного решения (рис. 1, а). Погрешность не превышает 0.3%. Представленные на рис. 1, б графики абсолютного отклонения отражают совершенную несопоставимость (по точности) предложенного ИМГХ и метода дополнительных граничных условий (МДГУ) [7]. При  $N = 11$  ИМГХ превосходит МДГУ по точности решений примерно в 150 раз.

Сравнительный анализ параметра  $E = |T - T^*|_{\max}$  для ряда методов (табл. 1, 2) свидетельствует о качественно более высокой аппроксимирующей способности ИМГХ. При  $N = 14$  имеем отношение ошибок  $E|_{\text{МДГУ}}^{N=14} / E|_{\text{ИМГХ}}^{N=14} = 1.097 \cdot 10^3$ . При  $N = 20$  получаем  $E|_{\text{МДГУ}}^{N=20} / E|_{\text{ИМГХ}}^{N=20} = 1.90 \cdot 10^4$ . Таким образом, введение тождественных равенств (7) с системой  $\Gamma_n(t)$  позволяет кардинально повысить точность аппроксимационного решения.

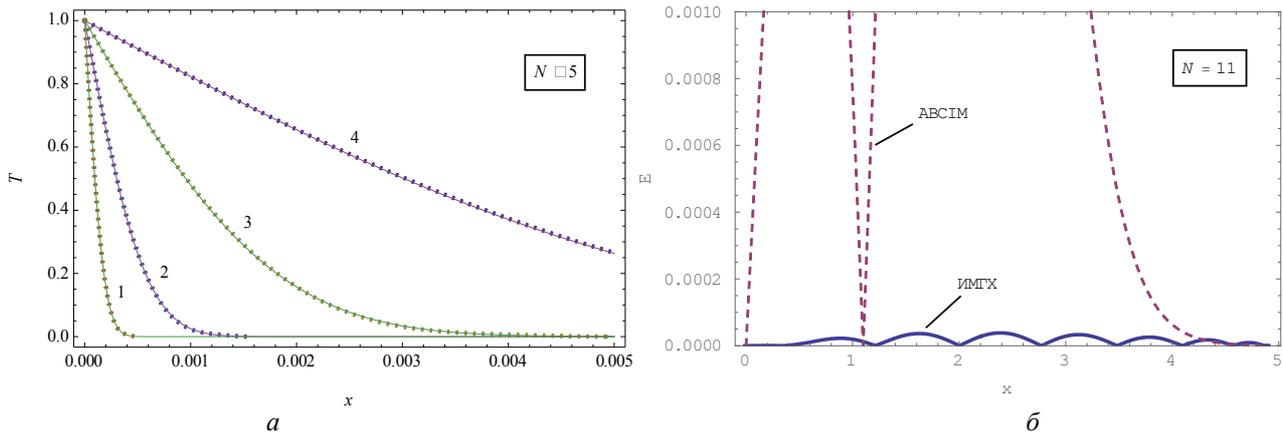


Рис. 1. Температурные профили согласно (16) (пунктир) и точному решению (сплошные кривые) для  $t = 10^{-7}$  (1),  $10^{-6}$  (2),  $10^{-5}$  (3),  $10^{-4}$  (4) (а); абсолютная погрешность температурных профилей по ИМГХ и методу дополнительных граничных условий [7] при  $N = 11$  для  $t = 0,5$  (б)

Таблица 1

Максимальное отклонение от точного решения  $E$  в различных методах ( $t = 1$ )

Метод расчета	Hristov [5]	Mitchell and Myers [3]		Mitchell and Myers [6]		ИМГХ	
	НВИМ	НВИМ	RIM	RIM	CIM		
$n(N)$	2.121	2.008	2.074	5.5215	5.5132	(5)	(8)
Профиль	$\left(1 - \frac{x}{\delta(t)}\right)^n$			$\left(1 - \frac{x}{\delta(t)}\right)^n \left[1 + \phi(t) \ln\left(1 - \frac{x}{\delta(t)}\right)\right]$		$1 + \sum_{j=1}^N a_j \left(\frac{x}{\delta(t)}\right)^j$	
$E_{\max}$	0.0351	0.0330	0.0298	0.00715	0.00721	0.00263	0.00031

Таблица 2

Параметры  $E_{\max}$ ,  $\|E_L^N\|$  для АВСИМ и ИМГХ в зависимости от  $N$

Метод расчета	Параметр	Степень полинома, $N$				
		5	8	11	14	20
МДГУ [7]	$E_{\max}$	0.01035	0.00734	0.00575	0.00474	0.00351
ИМГХ		0.00263	$3.14 \cdot 10^{-4}$	$3.60 \cdot 10^{-5}$	$4.32 \cdot 10^{-6}$	$1.85 \cdot 10^{-7}$

### Литература

1. Goodman T. R. The heat-balance integral – further considerations and refinements // Transactions of ASME. Ser. C. 1961. No. 1. Pp. 83–93.
2. Myers T. G. Optimizing the exponent in the heat balance and refined integral methods // Int. Commun. Heat Mass Transfer. 2009. Vol. 36. Pp. 143–147.
3. Mitchell S. L., Myers T. G. Improving the accuracy of heat balance integral methods applied to thermal problems with time dependent boundary conditions // Int. J. Heat Mass Transfer. 2010. Vol. 53, No. 17/18. Pp. 3540–3551.
4. Layeni O. P., Johnson J. V. Hybrids of the heat balance integral method // Appl. Math. Comput. 2012. Vol. 218, No. 14-15. Pp. 7431–7444.
5. Hristov J. Y. The heat-balance integral: 2. Parabolic profile with a variable exponent: The concept, analysis and numerical experiments // C. R. Mecanique. 2012. Vol. 340. Pp. 493–500.

6. Mitchell S. L., Myers T. G. Application of heat balance integral methods to one-dimensional phase change problems // Int. J. Diff. Eq. 2012. Vol. 2012. Art. ID 187902. – 22 p.

7. Кудинов В. А., Стефанюк Е. В., Антимонов М. С. Аналитический метод решения задач теплопроводности на основе определения фронта температурного возмущения // ИФЖ. 2009. Т. 82, № 3. С. 540–558.

УДК 517.518.8:519.633:536.2

## РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ ТИПА СТЕФАНА ИНТЕГРАЛЬНЫМ МЕТОДОМ ГРАНИЧНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

**В. А. Кот**

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

Под задачей Стефана понимают класс математических моделей, описывающих в основном тепловые и диффузионные процессы, сопровождающиеся фазовыми превращениями среды с поглощением или выделением скрытой теплоты. Решение задачи Стефана состоит в вычислении температурного (или концентрационного) профиля и определении положения межфазных границ в разные моменты времени [1]. Основная трудность при решении данного рода задач связана с тем, что подвижные границы формируют переменные области, а положение этих границ неизвестно и должно определяться в ходе решения. Исследование таких задач сильно усложняется тем, что их математические модели представляют собой нелинейные краевые задачи теории теплопроводности. Вообще, все задачи, характеризующиеся наличием искомым перемещающихся границ, относятся к числу существенно нелинейных задач с разрывом градиента температуры на фронте раздела фаз.

За редкими исключениями, задачи с фазовыми превращениями не имеют точных решений. Известные точные решения крайне ограничены [2]. В этой связи широкое распространение при решении задач Стефана в последнее время находят приближенные аналитические методы. Как показывает анализ, точность решений указанными методами остаётся относительно невысокой. Проблема Стефана на сегодня часто трактуется как проблема вычислительной математики, при этом предлагаются разные варианты решений с применением явных и неявных схем, «связанных» с подвижным фронтом.

В представленной работе изложены результаты исследований в направлении приближенного решения задач стефановского типа интегральным методом граничных характеристик (ИМГХ). Рассмотрены и проанализированы следующие классические варианты задач для полуграниченной двухфазной модели с плавлением твердого вещества (затвердеванием расплава):

1. Задача Стефана с граничным условием Дирихле: постоянная температура поверхности  $T(0,t) = 1$ ; переменная во времени температура поверхности:  $T(0,t) = 1 / Ste(\exp(k^2 t) - 1)$ ,  $T(0,t) = \exp(Ste t)$ ,  $T(0,t) = 1 + v \sin(\omega t)$ .

2. Задача Стефана с переменным во времени граничным условием Неймана:  
$$-\frac{\partial T(0,t)}{\partial x} = \exp(t).$$

3. Задача Стефана с переменным во времени граничным условием Робина:  $\alpha T(0,t) + \beta \frac{\partial T(0,t)}{\partial x} = f(t)$ , где  $\alpha = 1$ ,  $\beta = -1$ ,  $Ste = 1$  и  $f(t) = 2 \exp(t) - 1$ .

ИМГХ предполагает многократное применение к уравнению теплопроводности интегральных операторов  $\mathcal{L}_x^1 \equiv \int_{s(t)}^x dx \int_{s(t)}^x (\dots) dx$ ,  $\mathcal{L}_x^* \equiv \int_{s(t)}^x (\dots) dx$ ,  $\mathcal{L}_0^1 \equiv \int_{s(t)}^0 dx \int_{s(t)}^x (\dots) dx$ , что приводит к системам из линейных алгебраических уравнений для коэффициентов полинома. Расчет границы  $s(t)$  производится на основе интеграла теплового баланса.

1. Формулировка задачи, когда полуограниченное тело находится при температуре фазового перехода  $T_m$ , а поверхность – при температуре  $h(t) > T_m$ , имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad 0 < x < s(t), \quad t > 0, \quad (1)$$

$$T(0,t) = h(t), \quad x = 0, \quad (2)$$

$$T(x,t) = 0, \quad x \geq s(t), \quad (3)$$

где  $s(t)$  – положение межфазной границы. На границе  $s(t)$  выполняется условие Стефана

$$\left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{s(t)} = -\frac{1}{Ste} \frac{ds}{dt}, \quad \text{где } Ste = \frac{c(T_m - T_{ref})}{L} - \text{число Стефана, } c - \text{теплоемкость, } L - \text{скрытая}$$

теплота фазовых превращений,  $T_{ref}$  – независимая температура. При этом  $s(0) = 0$ . Задача имеет точное решение при  $T(0,t) = 1$ , а также при некоторых конкретных функциях  $h(t)$  [2]. В этой связи практически все работы основаны на задачах, допускающих точные решения.

Температурный профиль опишем полиномом  $T(x,t) = \sum_{j=0}^N a_j(t) (1 - x/s(t))^j$ . Для граничного условия  $T(0,t) = 1$  точное решение имеет вид [1]

$$T(x,t) = 1 - \frac{\operatorname{erf}(x/(2\sqrt{t}))}{\operatorname{erf}(\alpha)}, \quad s(t) = 2\alpha\sqrt{t}, \quad (4)$$

где коэффициент  $\alpha$  определяется характеристическим уравнением  $\sqrt{\pi}\alpha \exp(\alpha^2) \operatorname{erf}(\alpha) = Ste$ . Для приближенного расчета  $\alpha$  получено несколько формул [3], отражающих разные подходы. На основе описания температурного профиля полиномом 2-й степени на основе ИМГХ получена простая формула расчета постоянной затвердевания  $\alpha$  (5) с точностью, превосходящей точность известных решений (6) [4] примерно на два порядка:

$$\alpha = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{Ste-3} \left( 15 + 4Ste - \sqrt{(15 + 6Ste)^2 - 40Ste^2} \right)}, \quad (5)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \sqrt{\sqrt{(Ste+6)^2 + 24Ste} - (Ste+6)}. \quad (6)$$

Сравним точное значение  $\alpha = 0.62006263$  ( $Ste = 1$ ) с приближенными, полученными по ИМГХ ( $N = 3$ ):  $\alpha = 0.62006261$  и другими методами:  $\alpha = 0.6412$  [5],  $\alpha = 0.6202$  [6]. Отличие от точного решения в известных методах обнаруживается в третьем-четвертом знаках после запятой. В то же время, в ИМГХ при  $N = 3$  совпадение с точным значением  $\alpha$  имеем место до

восьмого знака. При  $N = 6$  отличие обнаруживается лишь в 15-м знаке после запятой. Точность аппроксимации полиномом с  $N = 6$  в ИМГХ оказывается на уровне современных численных схем, при этом точность расчета подвижной межфазной границы  $s(t)$  оказывается на много порядков выше.

При граничном условии  $T(0,t) = 1/Ste (\exp(k^2 t) - 1)$  ошибка расчета положения межфазной границы  $s(t) = t$  при  $t = 1$  в численных схемах имеет порядок  $10^{-5} - 10^{-4}$ . В ИМГХ ( $N = 5$ ) имеем ошибку  $10^{-17} - 10^{-16}$ . На рис. 1 представлены температурные профили для двух рассмотренных выше граничных условий. Обращает внимание практически полное слияние приближенных и точных решений.

2. При граничных условиях Неймана, заданных в виде  $\partial T(0,t)/\partial x = -\exp(t)$ , точное решение известно:  $T(x,t) = \exp(t-x)$ ,  $s(t) = t$ . Описание температуры полиномом третьей либо четвертой степени дало точность расчета  $s(t)$  согласно ИМГХ на несколько порядков выше по сравнению с численными методами [7–10]. Так, в численном решении ошибка при  $t = 0.9$  составляет 0.0019% и 0.0032% (при  $r = 0.4$  и 2). В ИМГХ ( $N = 4$ ,  $t = 0.9$ ) имеем 0.000049%. Даже при  $N = 3$  точность расчета температуры поверхности  $T(0,t)$  оказалась сопоставимой с точностью современных численных методов (рис. 2). При  $N = 5$  для  $t = 1$  абсолютная ошибка  $T(0,t)$  составила  $6.612 \cdot 10^{-7}$ , что на 2 порядка точнее, чем в численных решениях.

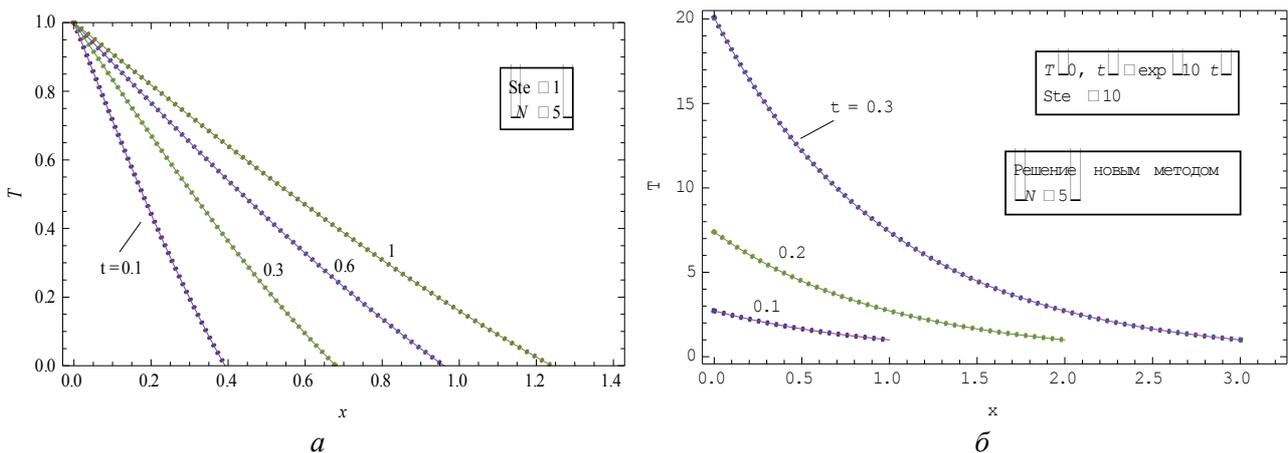


Рис. 1. Температурные профили при  $T(0,t) = 1$ ,  $Ste = 1$  (а),  $T(0,t) = \exp(10t)$ ,  $Ste = 10$  (б): сплошная линия – точное решение, пунктир – ИМГХ ( $N = 5$ )

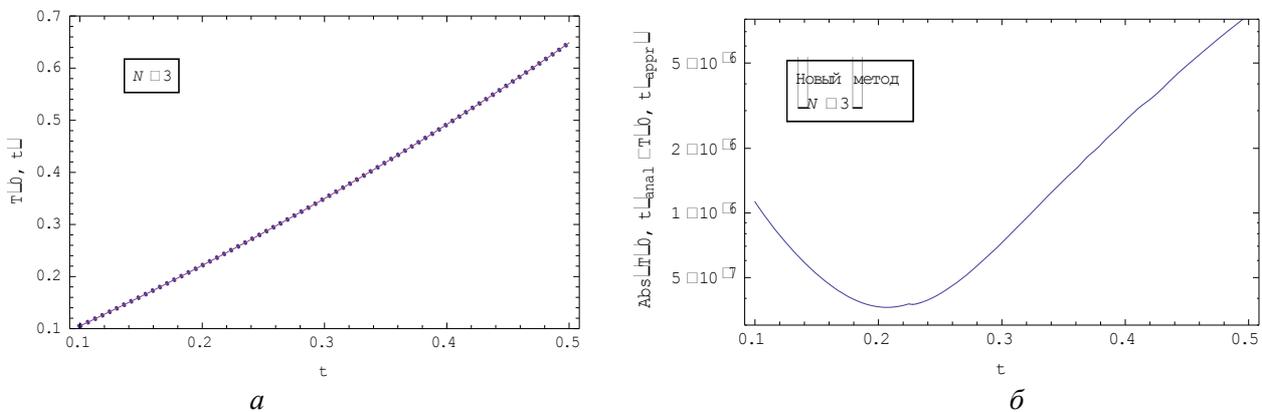


Рис. 2. Изменение во времени температуры поверхности  $T(0,t)$  при  $\partial T(0,t)/\partial x = \exp(t)$ . Сплошная линия – точное решение, пунктир – решение согласно ИМГХ (а); абсолютная ошибка расчета температуры поверхности  $T(0,t)$  согласно ИМГХ ( $N = 3$ )

3. Условие Робина, рассматривающее граничное условие  $\alpha T(0,t) + \beta \partial T(0,t) / \partial x = f(t)$ , охватывает различные усложненные виды теплообмена, а также учитывает конвективный теплообмен с дополнительным подводом (либо отводом) тепловой энергии (аэродинамический, радиационный нагрев и т. д.). Исследование ИМГХ применительно к условию Робина проведено для  $\alpha = 1$ ,  $\beta = -1$ ,  $Ste = 1$  и  $f(t) = 2 \exp(t) - 1$ . Точное решение задачи известно:  $T(x,t) = \exp(t-x) - 1$ ,  $s(t) = t$ . Результаты решения задачи согласно ИМГХ ( $N = 3$ ) представлены на рис. 3. Обращает внимание полное слияние кривых, отвечающих точному и приближенному решениям.

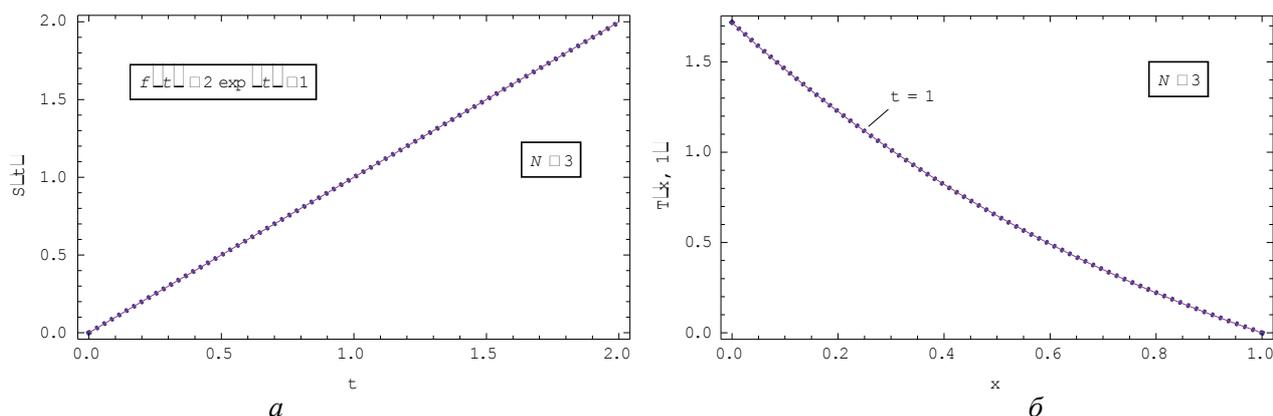


Рис. 3. Изменение во времени положения границы  $s(t)$  (а); температурный профиль при  $t = 1$  (б): граничное условие  $T(0,t) - \partial T(0,t) / \partial x = 2 \exp(t) - 1$ , сплошные линии – точное решение, пунктир – ИМГХ ( $N = 3$ )

При  $N = 5$  абсолютная ошибка для температуры точного и приближенного решений имеет порядок  $10^{-6}$ . Сходимость решений в ИМГХ высокая: добавление на единицу степени полинома повышает точность расчета примерно на порядок. ИМГХ даёт решения одного уровня с лучшими численными решениями и схемами [10, 11], значительно (на несколько порядков) превосходя их по точности расчёта положения межфазной границы  $s(t)$ .

### Литература

1. Crank J. Free and moving boundary problems. – Oxford, 1984.
2. Tarzia D. A. Explicit and Approximated Solutions for Heat and Mass Transfer Problems with a Moving Interface, Chapter 20 // Advanced Topics in Mass Transfer / Ed. M. El-Amin. InTech Open Access Publisher, Rijeka, 2011. Pp. 439–484.
3. Sadoun N. et. al. On the Goodman heat-balance integral method for Stefan like-problems. Thermal Science. 2009. Vol. 13. Pp. 81–96.
4. Sadoun N., Si-Ahmed E. K., Colinet P., On the refined integral method for one-phase Stefan problem with time-dependent boundary conditions // Applied Mathematical Modeling. 2006. Vol. 30, No. 6. Pp. 531–544.
5. Caldwell J., Kwan Y. Y. Perturbation method for the Stefan problem with time-dependent boundary conditions // Int. J. of Heat and Mass Transfer 2003. Vol. 46. Pp. 1497–1501.
6. Savovic S., Caldwell J. Numerical solution of Stefan problem with time-dependent boundary conditions by variable space grid method // Thermal Science. 2009. Vol. 13, No. 4. Pp. 165–174.
7. Esen A., Kutluay S. A numerical solution of the Stefan problem with a Neumann-type boundary condition by enthalpy method // Applied Mathematics and Computation. 2004. Vol. 148. Pp. 321–329.

8. Kutluay S., Esen A. An isotherm migration formulation for one-phase Stefan problem with a time dependent Neumann condition // *Applied Mathematics and Computation*. 2004. Vol. 150. Pp. 59–67.
9. Kutluay S., Bahadir A. R., Ozdes A. The numerical solution of one-phase Stefan problem // *J. of Computational and Applied Mathematics*. 1997. Vol. 81. Pp. 135–144.
10. Mitchell S. L., Vynnycky M. Finite-difference methods with increased accuracy and correct initialization for one-dimensional Stefan problems // *Applied Mathematics and Computation*. 2009. Vol. 215. Pp. 1609–1621.
11. Whye-Teong Ang. A numerical method on integro-differential formulation for solving a one-dimensional Stefan problem // *Numerical Methods for Partial Differential Equations*. 2008. Vol. 24, No. 3. Pp. 939–949.

УДК 532.517.2:536.25

## НЕРАВНОВЕСНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ С УЧЕТОМ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ

**В. А. Кудинов, А. В. Еремин, И. В. Кудинов**

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

Классическая теория процессов переноса (классическая необратимая термодинамика) базируется на принципе локального термодинамического равновесия и гипотезе сплошной среды [1, 2]. Согласно указанному принципу в каждом малом элементе среды наблюдается состояние локального равновесия, несмотря на наличие в системе в целом градиентов полей потенциалов (температур, концентраций и проч.). Однако, любой процесс переноса является нелокальным, так как перенос энергии (массы, импульса и проч.) из одной точки среды в другую происходит не мгновенно, а за вполне конечный промежуток времени. Следовательно, принимая принцип локального термодинамического равновесия ( $\tau \ll t_0$ ;  $h \ll L$ ), конечной скоростью процесса переноса пренебрегается [3, 4].

Рассмотрим вывод уравнения с учетом пространственно-временной нелокальности применительно к нестационарному теплообмену при ламинарном течении вязкой несжимаемой жидкости в плоскопараллельном канале с учетом теплоты трения. Формулы для теплового потока в направлениях координатных осей  $x$  и  $y$  в данном случае включают релаксационные составляющие тепловых потоков и скалярных величин градиентов температур [5]

$$q_x = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} - \tau_1 \frac{\partial q_x}{\partial t} - \lambda \tau_2 \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial t} + \rho \omega_x i; \quad q_y = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} - \tau_1 \frac{\partial q_y}{\partial t} - \lambda \tau_2 \frac{\partial^2 T}{\partial y \partial t} + \rho \omega_y i, \quad (1)$$

где  $q_x$ ,  $q_y$  – компоненты теплового потока по осям  $x$  и  $y$ ;  $\omega_x$ ,  $\omega_y$  – составляющие скорости течения жидкости в направлении координатных осей  $x$  и  $y$ ;  $i$  – теплосодержание (энтальпия жидкости);  $x$ ,  $y$  – продольная и поперечная координаты плоскопараллельного канала;  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  – коэффициенты релаксации соответственно теплового потока и скалярной величины градиента температуры.

Уравнение теплового баланса в данном случае имеет вид

$$\rho \frac{\partial i}{\partial t} = - \left( \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) + \mu \left( \frac{\partial \omega_y}{\partial y} \right)^2. \quad (2)$$

Подставляя (1) в (2), пренебрегая конвективным переносом теплоты в поперечном направлении ( $\rho \omega_y \partial i / \partial y = 0$ ) и теплопроводностью – в продольном ( $\lambda \partial^2 T / \partial x^2 = 0$ ), а также с учетом того, что  $\partial i = c \partial T$ , получаем

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \omega_x \frac{\partial T}{\partial x} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - \tau_1 \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + a \tau_2 \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \frac{\mu}{c \rho} \left( \frac{\partial \omega_x}{\partial y} \right)^2 \quad (t > 0; \quad x > 0; \quad 0 < y < \delta). \quad (3)$$

Найдём решение уравнения (3) при следующих краевых условиях:

$$T(x, y, 0) = T_n, \quad (4)$$

$$\partial T(x, y, 0) / \partial t = 0, \quad (5)$$

$$T(0, y, t) = T_0, \quad (6)$$

$$\partial T(x, 0, t) / \partial y = 0, \quad (7)$$

$$T(x, \delta, t) = T_{ст}, \quad (8)$$

где  $T_n$  – начальная температура жидкости;  $T_0$  – температура жидкости на входе в канал;  $T_{ст}$  – температура жидкости на стенке (теплопроводностью стенки пренебрегается);  $\delta$  – ширина плоского канала.

При ламинарном установившемся течении жидкости в плоском канале (рис. 1) распределение скорости по координате  $y$  (в любой точке координаты  $x$ ) определяется по соотношению

$$\omega_x = 3/2 \omega_{cp} \left( 1 - y^2 / \delta^2 \right),$$

где  $\omega_{cp}$  – средняя скорость течения жидкости.

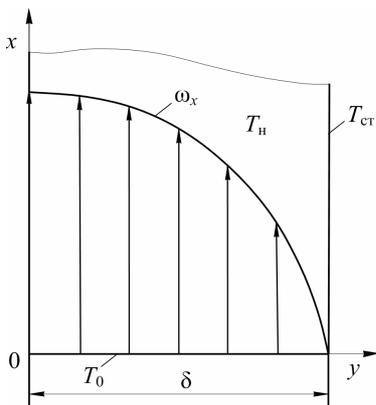


Рис. 1. Схема теплообмена при ламинарном течении жидкости в плоскопараллельном канале

Введем следующие безразмерные переменные и параметры:

$$\Theta = \frac{T - T_{ст}}{\mu \omega_{cp}^2 / \lambda}; \quad \eta = \frac{y}{\delta}; \quad Fo = \frac{at}{\delta^2}; \quad Fo_1 = \frac{a \tau_1}{\delta^2}; \quad Fo_2 = \frac{a \tau_2}{\delta^2};$$

$$\xi = \frac{2}{3} \frac{ax}{\delta^2 \omega_{cp}}; \quad \text{Pe} = \left( \frac{2}{3} \frac{a}{\delta \omega_{cp}} \right)^2, \quad (9)$$

где  $\Theta$  – безразмерная температура;  $\xi, \eta$  – безразмерные поперечная и продольная координаты;  $\text{Fo}$  – число Фурье (безразмерное время);  $\text{Fo}_1, \text{Fo}_2$  – безразмерные коэффициенты релаксации соответственно теплового потока и скалярной величины градиента температуры;  $\text{Pe}$  – число Пекле (безразмерный комплекс).

С учётом обозначений (9) задача (3)–(8) приводится к виду

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \text{Fo}} + \text{Fo}_1 \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \text{Fo}^2} + (1 - \eta) \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \eta^2} + \text{Fo}_2 \frac{\partial}{\partial \text{Fo}} \left( \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} \text{Pe} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \eta^2} \right) + 9\eta^2 \quad (10)$$

$$(\text{Fo} > 0; \xi > 0; 0 < \eta < 1);$$

$$\Theta(\xi, \eta, 0) = \frac{T_n - T_{ct}}{\mu \omega_{cp}^2 / \lambda}; \quad (11)$$

$$\partial \Theta(\xi, \eta, 0) / \partial \text{Fo} = 0; \quad (12)$$

$$\Theta(0, \eta, \text{Fo}) = \frac{T_0 - T_{\text{н}0}}{\mu \omega_{\text{н}0}^2 / \lambda}; \quad (13)$$

$$\partial \Theta(0, \eta, \text{Fo}) / \partial \xi = 0; \quad (14)$$

$$\partial \Theta(\xi, 0, \text{Fo}) / \partial \eta = 0; \quad (15)$$

$$\Theta(\xi, 1, \text{Fo}) = 0. \quad (16)$$

Для решения задачи (10)–(16) в рассматриваемой области введем пространственно-временную сетку с шагами  $\Delta \xi, \Delta \eta, \Delta \text{Fo}$  соответственно по переменным  $\xi, \eta, \text{Fo}$  так, что

$$\xi_i = i \Delta \xi, \quad i = \overline{0, I}; \quad \eta_j = j \Delta \eta, \quad j = \overline{0, J}, \quad J = 1 + \Delta \eta^{-1}; \quad \text{Fo}_k = k \Delta \text{Fo}, \quad k = \overline{0, K}, \quad (17)$$

где  $I, J, K$  – число шагов по координатам  $\xi, \eta, \text{Fo}$ .

На сетке (17) введем сеточные функции  $\Theta_{i,j}^k = \Theta(\xi_i, \eta_j, \text{Fo}_k)$ . Используя принятую схему аппроксимации дифференциальных операторов, задача (10)–(16) может быть записана в виде

$$\begin{aligned} & \frac{\Theta_{i,j}^k - \Theta_{i,j}^{k-1}}{\Delta \text{Fo}} + \text{Fo}_1 \frac{\Theta_{i,j}^{k-1} - 2\Theta_{i,j}^k + \Theta_{i,j}^{k+1}}{\Delta \text{Fo}^2} + (1 - \eta_j^2) \frac{\Theta_{i+1,j}^k - \Theta_{i,j}^k}{\Delta \xi} = \\ & = \frac{\Theta_{i,j-1}^k - 2\Theta_{i,j}^k + \Theta_{i,j+1}^k}{\Delta \eta^2} + \text{Fo}_2 \left( \text{Pe} \frac{\Theta_{i-1,j}^k - 2\Theta_{i,j}^k + \Theta_{i+1,j}^k - \Theta_{i-1,j}^{k-1} + 2\Theta_{i,j}^{k-1} - \Theta_{i+1,j}^{k-1}}{\Delta \text{Fo} \Delta \xi^2} + \right. \\ & \left. + \frac{\Theta_{i,j-1}^k - 2\Theta_{i,j}^k + \Theta_{i,j+1}^k - \Theta_{i,j-1}^{k-1} + 2\Theta_{i,j}^{k-1} - \Theta_{i,j+1}^{k-1}}{\Delta \text{Fo} \Delta \eta^2} \right) + 9\eta_j^2; \quad (18) \end{aligned}$$

$$\Theta_{i,j}^0 = \Theta_i; \quad (19)$$

$$\Theta_{i,j}^1 = \Theta_{i,j}^0; \quad (20)$$

$$\Theta_{0,j}^k = 1; \quad (21)$$

$$\Theta_{0,j}^k = \Theta_{1,j}^k; \quad (22)$$

$$\Theta_{i,0}^k = \Theta_{i,1}^k; \quad (23)$$

$$\Theta_{i,J}^k = 0. \quad (24)$$

На рис. 2 приводятся результаты расчетов распределения температуры в диапазоне продольной координаты  $0 \leq \xi \leq 0,25$  для центра канала ( $\eta = 0$ ) при  $Fo_1 = Fo_2 = 10^{-4}$  без учета диссипации энергии. Их анализ позволяет заключить, что для значений  $\xi \leq 0,17$  граничное условие первого рода, заданное в точке  $\eta = 1,0$ , до  $Fo = 0,05$  практически не влияет на температуру в центральной части канала.

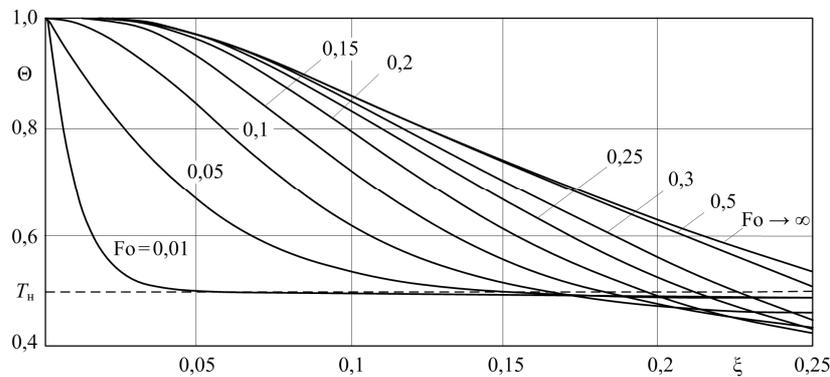


Рис. 2. Распределение температуры в диапазоне продольной координаты  $0 \leq \xi \leq 0,25$  для  $\eta = 0$ ;  $Fo_1 = Fo_2 = 10^{-4}$ ;  $Pe = 10^{-7}$

Аналогичные результаты для этого же диапазона продольной координаты  $\xi$  приведены на рис. 3 для  $\eta = 0,9$ . Их анализ приводит к заключению, что с увеличением  $\eta$  граничное условие первого рода на стенке ( $\eta = 1$ ) оказывает существенное влияние на распределение температуры в движущейся жидкости.

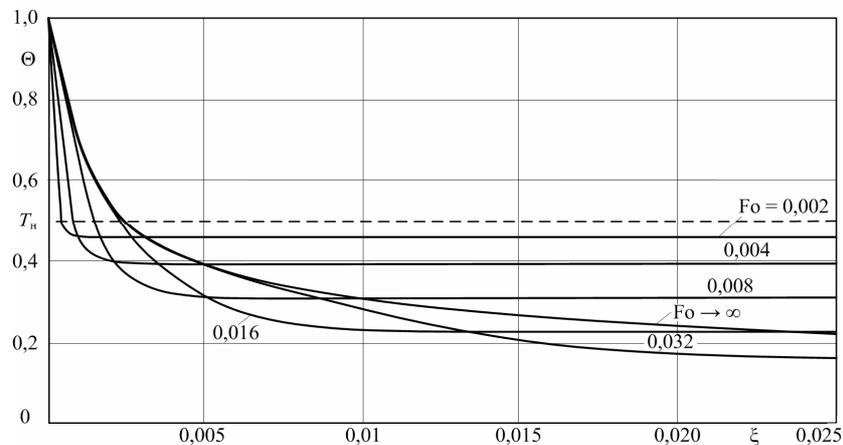


Рис. 3. Распределение температуры в диапазоне продольной координаты  $0 \leq \xi \leq 0,025$  для  $\eta = 0,9$ ;  $Fo_1 = Fo_2 = 10^{-4}$ ;  $Pe = 10^{-7}$

Если начальная температура жидкости, температура на стенке и на входе в канал равны ( $T_n = T_{ст} = T_0$ ), то процесс нагрева будет происходить лишь вследствие диссипации энергии (рис. 4). Причем, температура будет изменяться до тех пор, пока количество теплоты, отводимое через стенку канала, не будет равно количеству теплоты, выделяющемуся в потоке. В этом случае, начиная с некоторого значения безразмерного времени  $Fo \approx 0,5$ , температура жидкости не будет изменяться, т. е. наступит стабилизация температурного состояния.

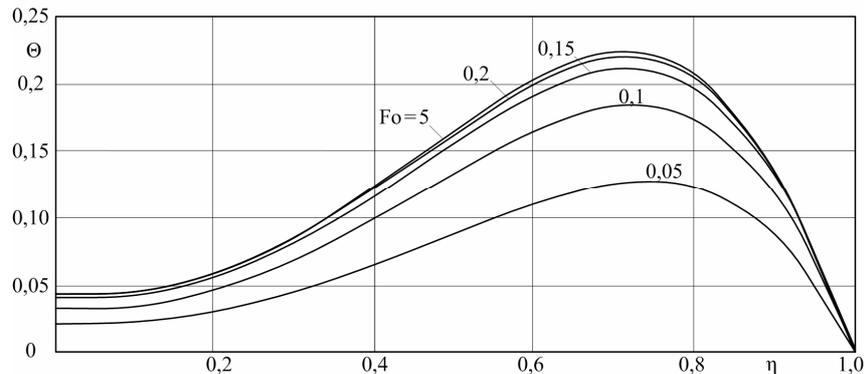


Рис. 4. Распределение температуры по ширине канала при  $\xi = 0,05$ ;  $Fo_1 = Fo_2 = 10^{-4}$ ;  $Pe = 10^{-7}$

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках базовой части государственного задания ФГБОУ ВПО «СамГТУ» (код проекта: 1273).

#### Литература

1. Де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964. – 456 с.
2. Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1974. – 303 с.
3. Соболев С. Л. Процессы переноса и бегущие волны в локально-неравновесных системах // Успехи физических наук. 1991. Т. 161, № 3. С. 5–29.
4. Соболев С. Л. Локально-неравновесные модели процессов переноса // Успехи физических наук. 1997. Т. 167. С. 1096–1106.
5. Еремин А. В., Кудинов В. А., Кудинов И. В. Математическая модель теплообмена в жидкости с учетом ее релаксационных свойств // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2015. № 6. С. 50–62.

УДК 536.2 (075)

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЛОКАЛЬНО-НЕРАВНОВЕСНОЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРМОУПРУГОСТИ

**И. В. Кудинов, В. А. Кудинов**

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

В динамических задачах термоупругости, в отличие от квазистатических, учитывается изменение напряжений во времени. Классическое уравнение динамической термоупругости имеет вид [1–5]

$$\frac{\partial^2 \sigma(x, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \sigma(x, t)}{\partial t^2} = \frac{1+\nu}{1-\nu} \rho \alpha \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial t^2}. \quad (1)$$

Уравнение (1) описывает незатухающие колебания напряжений под действием тепловой нагрузки, что связано с отсутствием в нем слагаемых, учитывающих внутреннее сопротивление среды процессу изменения ее формы. Кроме того, в данном уравнении, выведенном на основе закона Гука и второго закона Ньютона, уже в процессе вывода заложена мгновенная передача возмущения, в связи с чем, изменение напряжений во времени является ступенчатым, т. е. наблюдаются мгновенные скачки напряжений. Этот факт можно объяснить тем, что в классической формуле закона Гука

$$\sigma_x = E du / dx, \quad (2)$$

напряжение (следствие) и скалярная величина градиента перемещения (причина – движущая сила) не разделены во времени (в формуле (2), вообще, нет времени). В связи с чем, всякое изменение причины вызывает мгновенное изменение следствия.

Таким образом, уравнение (1), по сути, является локальным, так как в нем не учитывается пространственно-временная неравновесность. С целью ее учета для вывода локально-неравновесного уравнения динамической термоупругости в настоящей работе используется следующая формула закона Гука, содержащая релаксационные слагаемые напряжения и градиента перемещения (деформации):

$$\sigma_x = E \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \tau_2 \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} \right) - \tau_1 \frac{\partial \sigma_x}{\partial t}. \quad (3)$$

В (3) учитываются конечные скорости изменения напряжений и деформаций во времени, а коэффициенты релаксации  $\tau_1$  и  $\tau_2$  учитывают реакцию вещества на изменение этих величин, т. е. они учитывают время, необходимое для рассеивания энергии, возникающей в упругой деформируемой среде.

Соотношение (3) полностью совпадает с усложненными моделями Максвелла и Кельвина – Фойхта, в которых по сравнению с их стандартными моделями добавляется третий элемент (пружина – в модели Максвелла и демпфер – в модели Кельвина – Фойхта). Эти две модели отличаются лишь различными формулами для коэффициентов релаксации [4, 6].

Формула (3) может быть получена также из обобщенной системы дифференциальных уравнений Онзагера, предложенной А. В. Лыковым [7]:

$$J_i = L_i^{(r)} \frac{\partial J_1}{\partial t} + \sum_{k=1}^N \left( L_{ik} X_k + L'_{ik} \frac{\partial X_k}{\partial t} \right). \quad (4)$$

Если положить  $L_i^{(r)} = -\tau_1$ ;  $L_{ik}^{(r)} = E$ ;  $L'_{ik} = E\tau_2$ ;  $J_i = \sigma_x$ ;  $X_k = \partial u / \partial x$ , то соотношение (4) проводится к формуле (3).

Уравнение равновесия с учетом сопротивления среды имеет вид

$$\partial \sigma_x / \partial x - \rho \beta \partial u / \partial t = \rho \partial^2 u / \partial t^2. \quad (5)$$

Подставляя (3) в (5), после некоторых преобразований получаем следующее локально-неравновесное уравнение динамической термоупругости, в котором учитывается пространственно-временная нелокальность

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \sigma_x(x, t)}{\partial x^2} + (\tau_2 - E\tau_1 A) \frac{\partial^3 \sigma_x(x, t)}{\partial x^2 \partial t} - \rho\beta A \frac{\partial \sigma_x(x, t)}{\partial x} - \rho A \frac{\partial^2 \sigma_x(x, t)}{\partial t^2} = \\ = E\tau_1 B \frac{\partial^3 T(x, t)}{\partial x^2 \partial t} + \rho\beta B \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} + \rho B \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial t^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

При  $\tau_1 = \tau_2 = \beta = 0$  уравнение (6) приводится к уравнению (1).

Найдем решение уравнения (6) применительно к определению температурных напряжений в бесконечной пластине при следующих начальных и граничных условиях:

$$\sigma_x(x, 0) = 0; \quad \partial \sigma_x(x, 0) / \partial t = 0; \quad \sigma_x(0, t) = 0; \quad \sigma_x(\delta, t) = 0. \quad (7)$$

Введем следующие безразмерные и параметры:

$$\Theta = \frac{T - T_{cr}}{\Delta T}; \quad \xi = \frac{x}{2\delta}; \quad Fo = \frac{ct}{2\delta}; \quad \Delta T = T_0 - T_{cr}; \quad \sigma = \frac{\sigma_x(1 - 2\nu)}{2E\Delta T}. \quad (8)$$

С учетом принятых обозначений задача (6), (7) приводится к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \xi^2} + Fo_1 \frac{\partial^3 \sigma(\xi, Fo)}{\partial \xi^2 \partial Fo} - \frac{\partial^2 \sigma(\xi, Fo)}{\partial Fo^2} - Fo_3 \frac{\partial \sigma(\xi, Fo)}{\partial Fo} = \\ = Fo_2 \frac{\partial^3 \Theta(\xi, Fo)}{\partial \xi^2 \partial Fo} + \frac{\partial^2 \Theta(\xi, Fo)}{\partial Fo^2} + Fo_3 \frac{\partial \Theta(\xi, Fo)}{\partial Fo} \quad (Fo > 0; \quad 0 \leq \xi \leq 1; \quad 0 \leq \Theta \leq 1), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\sigma(\xi, 0) = 0; \quad (10)$$

$$\frac{\partial \sigma(\xi, 0)}{\partial Fo} = 0; \quad (11)$$

$$\sigma(0, Fo) = 0; \quad (12)$$

$$\sigma(1, Fo) = 0. \quad (13)$$

Очевидно, что при  $Fo_1 = Fo_2 = Fo_3 = 0$ , задача (9)–(13) приводится к задаче динамической термоупругости без учета пространственно-временной нелокальности и сопротивления среды.

В качестве температурной функции используется точное аналитическое решение задачи теплопроводности при граничных условиях первого рода для случая, когда в формуле закона Фурье релаксируются тепловой поток и скалярная величина градиента температуры. Точное аналитическое решение такой задачи приведено в [8].

В настоящей работе, используя метод разделения переменных, получено следующее точное аналитическое решение задачи (9) – (13)

$$\sigma(\xi, Fo) = \sum_{k=1}^{\infty} \left[ (C_{1nk} e^{-\nu_{1k} Fo} + C_{2nk} e^{-\nu_{2k} Fo}) - (A_2 H_1 e^{\tilde{\nu}_{1k} m Fo} + B_2 H_2 e^{\tilde{\nu}_{2k} m Fo}) / (H_1 H_2) \right] \cos \left( r \frac{\pi}{2} (1 - 2\xi) \right). \quad (14)$$

Результаты расчетов напряжений по формуле (14) даны на рис. 1. Их анализ позволяет заключить, что при  $Fo_1 = Fo_2 = Fo_3 = 0$  полученные результаты совпадают с решениями уравнения (1), приведенными в [9, 10]. Отметим, что колебания напряжений в этом случае незатухающие. При малых значениях  $Fo_1, Fo_2, Fo_3$  наблюдается скачкообразное изменение напряжений, что согласуется с исследованиями других авторов [1, 3]. С увеличением

безразмерных коэффициентов релаксации  $Fo_1$  и  $Fo_2$  и коэффициента трения  $Fo_3$  происходит сглаживание скачков напряжений, колебания которых становятся затухающими (рис. 1). При больших значениях  $Fo_1$  и  $Fo_2$  возникающие вследствие теплового удара напряжения с течением времени монотонно уменьшаются до нулевого значения при практическом отсутствии колебательного процесса. При больших значениях безразмерного времени  $Fo$  колебания напряжений по форме аналогичны колебаниям струны, закрепленной на ее концах.

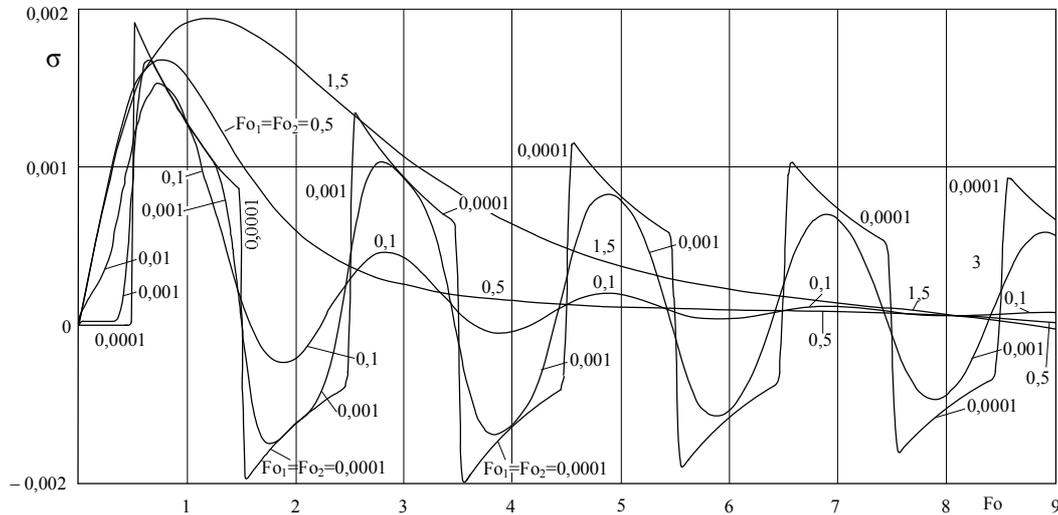


Рис. 1. Распределение напряжений в точке  $\xi = 0,5$  при различных значениях  $Fo_1 = Fo_2$  и при  $Fo_3 = 0,1$ ;  $m = 0,001$ ;  $Fo_r = 0,001$ ;  $n = 100$  (число членов ряда (14))

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках базовой части государственного задания ФГБОУ ВПО «СамГТУ» (код проекта: 1273).

### Обозначения

$\sigma_x$  – нормальное напряжение;  $x$  – координата;  $t$  – время;  $T$  – температура;  $\alpha$  – коэффициент линейного расширения;  $\nu$  – коэффициент Пуассона;  $\rho$  – плотность;  $c$  – скорость распространения упругой волны;  $E$  – модуль упругости;  $J_i$  – поток субстанции (тепла, массы, импульса и т. д.);  $X_k$  – движущие силы;  $L_i^{(r)}$ ,  $L_{ik}$ ,  $L'_{ik}$  – постоянные;  $\beta \partial u / \partial t = F$  – сила сопротивления;  $\beta$  – коэффициент сопротивления;  $A = \frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{(1-\nu)E}$ ;  $B = \frac{(1+\nu)}{(1-\nu)}\alpha$ ;  $\sigma$ ,  $\Theta$ ,  $\xi$  – безразмерные напряжение, температура, координата соответственно;  $T_0$  – начальная температура;  $T_{ст}$  – температура стенки;  $Fo$  – число Фурье термоупругой задачи;  $Fo_1 = \frac{c}{2\delta} \left[ \tau_2 - \frac{\tau_1 E}{c^2 \rho} \right]$ ,  $Fo_2 = \frac{0,5\tau_1 E}{\delta c \rho}$ ,  $Fo_3 = \frac{2\beta \delta}{c}$  – безразмерные параметры;  $Fo_4 = \mu_k Fo_1 Fo_2$ ;  $z_{1k} = -\mu_k$ ;  $z_{2k} = -1/Fo_r$ ;  $C_{1k} = -A_1 z_{2k}$ ;  $C_{2k} = A_1 z_{1k}$ ;  $r = 2k - 1$ , ( $k = \overline{1, \infty}$ );  $A_1 = 4B_1 [(r\pi + 2B_1 B_2)(z_{1k} - z_{2k})]$ ;  $B_1 = \sin(r\pi/2)$ ;  $B_2 = \cos(r\pi/2)$ ;  $Fo_T = at / \delta^2$  – число Фурье температурной задачи;  $Fo_r = a\tau_r / \delta^2 = \text{const}$ ;  $\tau_r = \tau_1 = \tau_2$  – коэффициент релаксации температурной задачи;  $\tau_1, \tau_2$  – коэффициенты релаксации теплового потока и скалярной величины градиента температуры;  $a$  – коэффициент температуропроводности;  $\nu_{1k}, \nu_{2k} = 0,5(Fo_4 \pm \sqrt{Fo_4^2 - 4\mu_k})$ ;  $H_1 = mFo_4 z_{2k} + \mu_k + m^2 z_{2k}^2$ ;  $H_2 = mFo_4 z_{1k} + \mu_k + m^2 z_{1k}^2$ ;  $m = 2a / (c\delta)$ ;  $\mu_k = r^2 \pi^2$ ;  $r = 2k - 1$ ;  $C_{1nk}, C_{2nk}$  – константы интегрирования, определяемые из начальных условий (10), (11);  $c$  – скорость перемещения волны возмущений;  $\mu_k$  – собственные числа температурной задачи.

### Литература

1. Даниловская В. И., Зубчанинова В. А. Температурные поля и напряжения, возникающие в пластинке вследствие потока лучистой энергии // Прикладная механика. Отделение математики, механики и кибернетики АН УССР. 1968. Т. 4, вып. 1. С. 103–110.
  2. Боли Э., Уэйнер Дж. Теория температурных напряжений. М.: Мир, 1964. – 517 с.
  3. Семерак Ф. В., Борисенко О. И. Динамическая задача термоупругости для бесконечной пластинки // Математические методы и физико-механические поля: Сб. науч. тр. Киев: Наукова думка, 1977. Вып. 6. С. 61–63.
  4. Карташов Э. М., Кудинов В. А. Математические модели теплопроводности и термоупругости. 2-е изд., перераб. и доп. Самара: Самар. гос. техн. ун-т, 2013. – 877 с.
  5. Подстригач Я. С., Коляно Ю. М. Обобщенная термомеханика. Киев: Наукова думка, 1976.
  6. Филин А. П. Прикладная механика твердого деформируемого тела. М.: Наука, 1975. Т. 1. – 832 с.
  7. Лыков А. В. Применение методов термодинамики необратимых процессов к исследованию тепло- и массообмена // ИФЖ. 1965. Т. 9, № 3. С. 287–304.
  8. Кудинов И. В., Кудинов В. А. Исследование теплопроводности с учетом конечной скорости распространения теплоты // ТВТ. 2013. Т. 51, № 2. С. 301–310.
  9. Кудинов И. В., Кудинов В. А. Задачи динамической термоупругости на основе аналитического решения гиперболического уравнения теплопроводности // ТВТ. 2015. Т. 53, № 4. С. 551–555.
  10. Кудинов И. В., Кудинов В. А. Определение динамических напряжений в пластине на основе точного аналитического решения гиперболического уравнения теплопроводности // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 2. С. 386–392.
- 

УДК 681.5:658.512

## ОПТИМАЛЬНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫМИ РЕЖИМАМИ КОНСТРУКЦИЙ АВТОНОМНЫХ ОБЪЕКТОВ

М. Ю. Лившиц, Б. Б. Бородулин

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

Актуальная задача стабилизации температурных режимов несущих конструкций автономных объектов, на которых размещена тепловыделяющая аппаратура информационно-измерительных систем, поставлена и обоснована в работе [1]. Размерная стабильность несущих конструкций повышает достоверность показаний размещенных на них приборов, а термодформации из-за тепловыделений работающих приборов и влияния внешних потоков тепла существенно увеличивают погрешность показаний. В [1] установлено, что снизить эту составляющую погрешности показаний можно путем создания системы автоматической термоградиентной стабилизации. Для этого используется структурная математическая модель объекта, построенная с использованием метода функций Грина [1–3].

Ограничимся здесь линейной постановкой задачи для конструктивного элемента в форме прямоугольной призмы из изотропного материала со сторонами  $x_{\max}$ ,  $y_{\max}$ ,  $z_{\max}$ . Температурное поле  $\Theta(\rho, \varphi)$  в любой точке  $\rho(l_x, l_y, l_z) \in \Omega_\rho \subset E^3$  такого конструктивного

элемента можно описать [2,3] неоднородным дифференциальным уравнением теплопроводности в стандартной форме:

$$\frac{\Theta(\rho, \varphi)}{\partial \varphi} - \frac{\partial^2 \Theta(\rho, \varphi)}{\partial l_x^2} + \frac{\partial^2 \Theta(\rho, \varphi)}{\partial l_y^2} + \frac{\partial^2 \Theta(\rho, \varphi)}{\partial l_z^2} = \omega(\rho, \varphi), \quad (1)$$

$$\rho \in \Omega_\rho = \{l_x : l_x \in (0, 1), l_y : l_y \in (0, l_{y_{\max}}), l_z : l_z \in (0, l_{z_{\max}})\}; \varphi \in (0, \infty);$$

с однородными краевыми условиями:

$$\Theta(l_x, l_y, l_z, 0) = 0, \quad \varphi = 0, \quad \rho \in \overline{\Omega}_\rho, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Theta(l_x, l_y, l_z, \varphi)}{\partial l_x} = \frac{\partial \Theta(l_x, l_y, l_z, \varphi)}{\partial l_y} = \frac{\partial \Theta(l_x, l_y, l_z, \varphi)}{\partial l_z} = 0, \quad \varphi \in (0, \infty), \quad \rho \in \partial \Omega_\rho, \quad \partial \Omega_\rho \cup \Omega_\rho = \overline{\Omega}_\rho; \quad (3)$$

в относительных единицах:

$$l_x = \frac{x}{x_{\max}}; \quad l_y = \frac{y}{x_{\max}}; \quad l_z = \frac{z}{x_{\max}}; \quad l_{y_{\max}} = \frac{y_{\max}}{x_{\max}}; \quad l_{z_{\max}} = \frac{z_{\max}}{x_{\max}};$$

$$\varphi = \frac{\lambda \tau}{C x_{\max}^2}; \quad \Theta(l_x, l_y, l_z, \varphi) = \frac{\lambda [T(l_x, l_y, l_z, \varphi) - T_{\text{зад}}]}{x_{\max}^2 P_{\max}}.$$

Здесь  $T(l_x, l_y, l_z, \varphi)$  – температура конструкции,  $T_{\text{зад}}$  – заданное значение температуры,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $C$  – удельная теплоемкость,  $P_{\max}$  – максимальная объемная плотность теплоисточников. При размещении тепловыделяющей аппаратуры на поверхности конструкции стандартизирующая функция, приводящая с помощью функции Грина исходную неоднородную краевую задачу к стандартной форме (1)–(3), примет вид [2, 3]

$$\begin{aligned} \Theta(l_x, l_y, l_z, \varphi) = & \delta(\varphi) \nu(l_x, l_y, l_z) + \delta(l_z) \left\{ \sum_{j=1}^{N_1} q_j^{(1)}(\varphi) [1(l_x - a_{1j}) 1(-l_x + b_{1j}) 1(l_y - c_{1j}) 1(-l_y + d_{1j})] + \right. \\ & + q^{(1)}(\varphi, \Theta_{\Pi_1}) + q_z^{(1)}(\varphi, l_x, l_y) \left. \right\} + \delta(l_z - l_{z_{\max}}) \left\{ \sum_{j=1}^{N_2} q_j^{(2)}(\varphi) [1(l_x - a_{2j}) 1(-l_x + b_{2j}) 1(l_y - c_{2j}) 1(-l_y + d_{2j})] + \right. \\ & + q^{(2)}(\varphi, \Theta_{\Pi_2}) + q_z^{(2)}(\varphi, l_x, l_y) \left. \right\} + \delta(l_x) \left\{ \sum_{j=1}^{N_3} q_j^{(3)}(\varphi) [1(l_y - c_{3j}) 1(-l_y + d_{3j}) 1(l_z - k_{3j}) 1(-l_z + m_{3j})] + \right. \\ & + q^{(3)}(\varphi, \Theta_{\Pi_3}) + q_x^{(3)}(\varphi, l_y, l_z) \left. \right\} + \delta(l_x - 1) \left\{ \sum_{j=1}^{N_4} q_j^{(4)}(\varphi) [1(l_y - c_{4j}) 1(-l_y + d_{4j}) 1(l_z - k_{4j}) 1(-l_z + m_{4j})] + \right. \\ & + q^{(4)}(\varphi, \Theta_{\Pi_4}) + q_x^{(4)}(\varphi, l_y, l_z) \left. \right\} + \delta(l_y) \left\{ \sum_{j=1}^{N_5} q_j^{(5)}(\varphi) [1(l_x - a_{5j}) 1(-l_x + b_{5j}) 1(l_z - k_{5j}) 1(-l_z + m_{5j})] + \right. \\ & + q^{(5)}(\varphi, \Theta_{\Pi_5}) + q_y^{(5)}(\varphi, l_x, l_z) \left. \right\} + \delta(l_y - l_{y_{\max}}) \left\{ \sum_{j=1}^{N_6} q_j^{(6)}(\varphi) [1(l_x - a_{6j}) 1(-l_x + b_{6j}) 1(l_z - k_{6j}) 1(-l_z + m_{6j})] + \right. \\ & \left. + q^{(6)}(\varphi, \Theta_{\Pi_6}) + q_y^{(6)}(\varphi, l_x, l_z) \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $q^{(\alpha)}(\varphi, \Theta_{\Pi_\alpha})$  – тепловой поток теплообмена между поверхностью  $\alpha$ -й грани призмы ( $\alpha=\overline{1,6}$ ) и соответствующей поверхностью окружающей среды с температурой  $\Theta_{\Pi_\alpha}$ ;  $q_j^{(\alpha)}(\varphi)$  – тепловой поток  $j$ -го тепловыделяющего информационно-измерительного прибора из общего количества  $N_\alpha$ , размещенных на прямоугольной поверхности  $\alpha$ -й грани, ограниченной отрезками  $a_{\alpha j}, b_{\alpha j}, \alpha=1, 2, 5, 6$ ;  $c_{\alpha j}, d_{\alpha j}, \alpha=1, 2, 3, 4$ ;  $k_{\alpha j}, m_{\alpha j}, \alpha=3, 4, 5, 6$ ;  $q_x^{(\alpha)}(\varphi, l_y, l_z), q_y^{(\alpha)}(\varphi, l_x, l_z), q_z^{(\alpha)}(\varphi, l_x, l_y)$  – распределенный по  $\alpha$ -й грани ( $\alpha=\overline{1,6}$ ) тепловой поток управляемых теплоисточников (стоков) системы термоградиентной стабилизации;  $1(*)$  – функция Хэвисайда (единичная ступенчатая функция);  $\delta(*)$  – дельта-функция. Наиболее эффективно, по мнению авторов, применение системы оптимального управления температурным полем  $\Theta(l_x, l_y, l_z, \varphi)$  несущей конструкции по адекватному поставленной задаче критерию оптимальности. Рассмотрим возможные способы создания такой системы. Термодеформация конструкции связана с температурой известными линейными соотношениями [5]. Это обстоятельство не позволяет использовать для оценки качества управления результирующим температурным полем его среднее квадратическое отклонение  $\|\Theta(l_x, l_y, l_z, \varphi_k)\|_{L_2[\rho \in \overline{\Omega}_\rho]}$ ,  $\varphi_k = \frac{\lambda \tau_k}{C x_{\max}^2}$  от заданного  $T_{зад}$  так, как этот критерий нечувствителен к локальным термоградиентам, а значит и к термодеформациям. Поэтому в качестве критерия оптимальности в системе оптимального управления применяется Чебышевская норма:

$$J = \|\Theta(l_x, l_y, l_z, \varphi_k)\|_{L_\infty[\rho \in \overline{\Omega}_\rho]}, \Omega_\rho = \{l_x : l_x \in [0,1], l_y : l_y \in [0, l_{y_{\max}}], l_z : l_z \in [0, l_{z_{\max}}]\}. \quad (5)$$

Таким образом, можно сформулировать задачу оптимального управления: определить оптимальный закон изменения тепловых потоков  $q_x^{(\alpha)}(\varphi, l_y, l_z), q_y^{(\alpha)}(\varphi, l_x, l_z), q_z^{(\alpha)}(\varphi, l_x, l_y)$  в условиях ограничений по допустимой температуре  $\Theta_d = \text{const}$ :

$$\Theta(\rho, \varphi) \leq \Theta_d, \varphi \in (0, \infty), \rho \in \overline{\Omega}_\rho, \quad (6)$$

и на ресурс управления:

$$\begin{aligned} |q_x^{(\alpha)}(\varphi, l_y, l_z)| &\leq 1; & \alpha = 3, 4; l_x = 0; l_x = 1; \\ |q_y^{(\alpha)}(\varphi, l_x, l_z)| &\leq 1; & \alpha = 5, 6; l_y = 0; l_y = l_{y_{\max}}; \\ |q_z^{(\alpha)}(\varphi, l_x, l_y)| &\leq 1; & \alpha = 1, 2; l_z = 0; l_z = l_{z_{\max}}; \end{aligned} \quad (7)$$

при воздействии на объект управления (1)–(4) возмущений  $q^{(\alpha)}(\varphi, \Theta_{\Pi_\alpha}), q_j^{(\alpha)}(\varphi), \upsilon(l_x, l_y, l_z)$ , обеспечивающий для объекта (1)–(4):  $J^{opt}(q_{x(opt)}^{(\alpha)}, q_{y(opt)}^{(\alpha)}, q_{z(opt)}^{(\alpha)}) = \min_{q_x^{(\alpha)}, q_y^{(\alpha)}, q_z^{(\alpha)}} J$  при заданном значении  $\varphi = \varphi_k$  – задача максимальной точности ( $\beta = 1$ ) или  $\min_{q_x^{(\alpha)}, q_y^{(\alpha)}, q_z^{(\alpha)}} \varphi_k$  при заданном значении  $J = J_{доп}$  – задача быстродействия ( $\beta = 2$ ). Если допустимое управление в (4) можно представить в мультипликативной форме

$$\begin{aligned} q_x^{(\alpha)}(\varphi, l_y, l_z) &= U_x^{(\alpha)}(\varphi) V_x^{(\alpha)}(l_y, l_z); \alpha = 3, 4; \\ q_y^{(\alpha)}(\varphi, l_x, l_z) &= U_y^{(\alpha)}(\varphi) V_y^{(\alpha)}(l_x, l_z); \alpha = 5, 6; \\ q_z^{(\alpha)}(\varphi, l_x, l_y) &= U_z^{(\alpha)}(\varphi) V_z^{(\alpha)}(l_x, l_y); \alpha = 1, 2; \end{aligned} \quad (8)$$

с фиксированными заранее функциями  $V_x^{(\alpha)}(l_y, l_z)$ ,  $V_y^{(\alpha)}(l_x, l_z)$ ,  $V_z^{(\alpha)}(l_x, l_y)$  распределения управляемых теплоисточников и отыскивать в этих условиях оптимальный алгоритм изменения интенсивности этих теплоисточников:

$$U_{\text{опт}}^{(1\alpha)}(\varphi) = \arg \min_{\bar{U}^{(1\alpha)}(\varphi)} J; \quad U_{\text{опт}}^{(2\alpha)}(\varphi) = \arg \min_{\bar{U}^{(2\alpha)}(\varphi)} \varphi_k, \quad (9)$$

где  $\bar{U}^{(\beta\alpha)}(\varphi)$  – вектор-функция автономного управления теплоисточниками каждой  $\alpha$ -й грани:

$$\bar{U}^{(\beta\alpha)}(\varphi) = [U_x^{(\beta3)}(\varphi), U_x^{(\beta4)}(\varphi), U_y^{(\beta5)}(\varphi), U_y^{(\beta6)}(\varphi), U_z^{(\beta1)}(\varphi), U_z^{(\beta2)}(\varphi)] \quad (10)$$

в задаче максимальной точности ( $\beta = 1$ ) и в задаче быстрогодействия ( $\beta = 2$ ), то с помощью метода моментов [2, 4] обе задачи можно параметризовать и свести к проблеме поиска конечного числа параметров  $\Delta_\delta^{(i)}$ ,  $\delta = 1, 2, \dots, i$ ;  $i = 1, 2, \dots, J$ ; причем  $\Delta_\delta^{(i)}$  – продолжительность  $\delta$ -го интервала из общего их количества  $i$ , на которых каждая компонента вектора  $\bar{U}^{(\beta\alpha)}(\varphi)$  попеременно принимает свои возможные значения на уровне ограничений (7) (рис. 1).

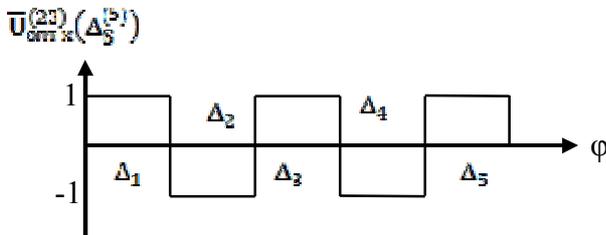


Рис. 1. Примерный вид компоненты  $U_{\text{опт}}^{(23)}(\Delta_5^{(5)})$  интервального оптимального управления в задаче быстрогодействия ( $\beta = 2$ ) при  $\delta = 1, 2, 3, 4, 5$ ,  $i = 5$

Продолжительность  $\Delta_\delta^{(i)}$  и требуемое количество интервалов  $i$ , определяется альтернансным методом [4] из системы трансцендентных уравнений:

$$\Theta(\rho_k, \varphi_k)|_{\rho_k \in \bar{D}_k} = \pm \varepsilon^{(i)}, \quad \text{grad} \Theta(\rho_k, \varphi_k)|_{\rho_k \in \bar{D}_k} = 0, \quad (11)$$

где  $\Theta = \int_0^{\varphi_k} \int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \int_0^{l_z} G(\varphi - \varphi', l_x, l_y, l_z, l_x', l_y', l_z') \cdot \omega(l_x', l_y', l_z', U_{\text{опт}}^{(\beta\alpha)}(\Delta_\delta^{(i)}), \varphi) d\varphi' dl_x' dl_y' dl_z'$  – результирующее решение краевой задачи (1)–(4) в конечный момент времени  $\varphi_k$ ,  $\rho_k(l_x, l_y, l_z) \in \rho(l_x, l_y, l_z, \varphi_k) \in \bar{D}_k$  – счетное множество предельных точек из замкнутого множества,  $\bar{D}_k \subseteq \bar{\Omega}_p \subset E^3$  области определения  $\bar{\Omega}_p$  функции  $\Theta(\rho_k, \varphi_k)$ , в которых выполняются соотношения (11),  $G(\varphi - \varphi', l_x, l_y, l_z, l_x', l_y', l_z')$  – функция Грина для краевой задачи (1)–(4),  $\varepsilon^{(i)} = \max |\Theta(\rho, \Delta_\delta^{(i)}, \varphi_k)|$  – предельно достижимое в классе  $i$ -интервальных управлений отклонение  $T(x, y, z, \tau_k)$  от заданной величины  $T_{\text{зад}}$ . В случае раздельного управления каждым  $j$ -м,  $j = \overline{1, M}$  из  $M = \sum_{\alpha=1}^6 M_\alpha$  управляемых теплоисточников (стоков)  $U_j^{(\alpha)}(\varphi)$ ,  $\alpha = \overline{1, 6}$ , расположенных согласно (1)–(4) на соответствующих областях  $V_{xj}^{(\alpha)}(l_y, l_z)$ ,  $\alpha = 3, 4$ ;  $V_{yj}^{(\alpha)}(l_x, l_z)$ ,  $\alpha = 5, 6$ ;  $V_{zj}^{(\alpha)}(l_x, l_y)$ ,  $\alpha = 1, 2$ ; выражения (8) примут вид

$$q_x^{(\alpha)}(\varphi, l_y, l_z) = \sum_{\alpha=1}^6 U_j^{(\alpha)}(\varphi) V_{xj}^{(\alpha)}(l_y, l_z), \quad \alpha = 3, 4;$$

$$q_y^{(\alpha)}(\varphi, l_x, l_z) = \sum_{\alpha=1}^6 U_j^{(\alpha)}(\varphi) V_{yj}^{(\alpha)}(l_x, l_z), \quad \alpha = 5, 6;$$

$$q_z^{(\alpha)}(\varphi, l_x, l_y) = \sum_{\alpha=1}^6 U_j^{(\alpha)}(\varphi) V_{zj}^{(\alpha)}(l_x, l_y), \quad \alpha = 1, 2;$$

Вектор-функция управления (10) в каждой из поставленных задач ( $\beta = 1, 2$ ) в этом случае содержит  $M$  компонент  $U^{(\beta)}(\varphi) = U_j^{(\beta\alpha)}(\varphi)$ ,  $j = \overline{1, M}$ , а процедура альтернативного метода сохраняет свои определяющие соотношения (11).

Предложенная процедура решения задач оптимального управления температурным распределением конструкции при численной ее реализации, например в программной среде ANSYS, позволяет получить результаты, пригодные для приближенной реализации в бортовых компьютерах автономных систем и существенно снизить термодформационную составляющую измерительной погрешности.

### Литература

1. Лившиц М. Ю., Дервянов М. Ю., Копытин С. А. Распределенное управление температурами режимами элементов конструкций автономных объектов // ММФ–2012: XIV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: Тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 24–28 сентября 2012 г. Минск, 2012. Т. 1, Ч. 2. С. 719–722.
  2. Бутковский А. Г. Структурная теория распределенных систем. М.: Наука, 1977. – 320 с.
  3. Шашков А. Г. Системно-структурный анализ процесса теплообмена и его применение. М.: Энергоатомиздат, 1983. – 280 с.
  4. Рапопорт Э. Я. Оптимальное управление системами с распределенными параметрами. М.: Высшая школа, 2009. – 677 с.
  5. Лейбензон Л. С. Курс теории упругости. М.: Гостехиздат, 1947. – 464 с.
- 

УДК 556.113

## ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТИ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ ЖИДКОСТИ

**В. А. Лиопо, А. В. Никитин, А. Л. Ситкевич**

*Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, г. Гродно, Беларусь*

При турбулентном и ламинарном течениях в непосредственной близости от поверхности всегда существует пристеночный пограничный слой, в котором перенос энергии обусловлен теплопроводностью. В расчетах изменение теплопроводности жидкости в пристеночной области учитывается традиционно температурным фактором. Оказывают ли влияние на этот параметр другие факторы, в частности, размерный. На примере воды анализируется влияние поверхности на теплопроводность жидкости. Теплопроводность водной пленки анализировалась по стандартным методикам при контролируемом тепловом

режиме [1] на основе методов исследования анизотропных объектов. Техника эксперимента следующая. Из максимально совершенного кристалла мусковита вырезался параллелепипед, с размерами  $\sim 2,0 \times 2,0 \times 0,1$  см<sup>3</sup> и определялась его масса. К граням, образованным плоскостью спайности, в их центрах помещались спаи медно-константановой термопары. Скорость охлаждения изменялась в регулярном (однородном) режиме с использованием термостата с точностью измерения температуры  $\pm 0,02$  °С. Для увеличения достоверности результата, оцениваемого по методу Корнфельда и равного 0,9, эксперимент проводился не менее 30 раз. Затем кристалл расщеплялся на тонкие пластины ( $h < 30$  мкм). Их количество достигало 250–300. На пластину слюды наносился капельницей фиксированный объем воды, который можно было менять, взяв другую капельницу. На пластину слюды с водной пленкой накладывалась следующая пластина. Таким образом составлялась слюдяно-водная стопа. Процесс создания стопы занимал время  $t \approx 1$  ч. Расщепленная слюда при этом находилась в эксикаторе с влажностью воздуха 100%. Если масса исходного кристалла равна  $m$ , а масса стопы  $M$ , то средняя толщина водной пленки равна

$$h = (M - m) / N, \quad (1)$$

где  $N$  – число водных пленок в стопе.

Для исключения выхода воды из стопы в процессе эксперимента кромка стопы покрывалась тонким слоем клея. Скорость охлаждения в интервале 2–70 °С равнялась  $\sim 1$  °С/мин.

Теплопроводность водных пленок между пластинками слюды исследовали по методу регулярного теплового режима, развитого М. С. Мециком [2] для случая анизотропных тел. Насыщая исследуемой жидкостью стопу, составленную из большого числа тонких одно-толщинных пластинок слюды, и, сжимая ее в струбине, можно задавать соответствующую среднюю толщину прослоек жидкости между пластинками. Теплопроводность прослоек жидкости определяли по формуле

$$\lambda = \frac{C\rho(z_2 - z_1)}{2\pi^2(1/x^2 + 1/y^2)} \frac{m_2 - m_1}{z_2 - z_1} + \frac{\lambda'}{2(1/x^2 + 1/y^2)} \left( \frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} \right)^2 + \lambda'', \quad (2)$$

где  $x, y, z$  – размеры стопы, причем  $z$  в направлении, перпендикулярном плоскости пластинок;  $\lambda'', \lambda'$  – составляющие теплопроводности слюды соответственно в продольном и нормальном направлениях;  $C$  и  $\rho$  – удельная теплоемкость и плотность стопы с учетом поглощенной жидкости;  $m_1$  и  $m_2$  – значения темпа охлаждения стопы в регулярном режиме при коэффициенте теплоотдачи  $\alpha \rightarrow \infty$  для соответствующих значений  $z_1$  и  $z_2$ . Погрешность измерения коэффициента теплопроводности составила 10–15%. Установлено экспериментально, что кипячение слюды в воде уменьшает ее поверхностную активность [2]. Из прокипяченных пластин составлялась по аналогичной методике водно-слюдяная стопа. Кроме измерений теплопроводности стопы водно-слюдяных пленок были исследованы пластины тефлоновых пленок с водными слоями между ними. Зависимости теплопроводности обводненных стоп из слюдяных пластин и тефлоновых пленок приведены на рис. 1. Заметим, что теплопроводность объемной воды равна 0.58 Вт/(м·К), и для слюд этот параметр лежит в интервале 0,5–0,7 Вт/(м·К). Из графика видно, что при толщине водной пленки  $h > 0,8$  мкм, вода имеет свойства, близкие к объемным. Опыты, с использованием аналогичных методик, проведенные со стопами слюды, насыщенными четыреххлористым углеродом и трансформаторным маслом, показали, что теплопроводность этих неполярных жидкостей практически не зависит от толщины зазора между пластинками слюды.

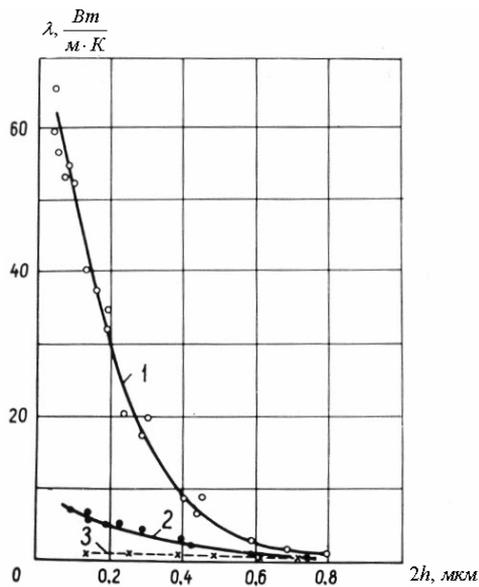


Рис. 1. Изменение теплопроводности водной пленки от толщины: 1 – между ювенильными поверхностями слюды; 2 – между прогретыми в водной среде кристаллами слюды; 3 – между тефлоновыми пленками

Теплопроводность тонких прослоек воды между пластинками слюды изучалась в температурном интервале 0–90 °С. Результаты эксперимента при разных толщинах водных пленок представлены на рис. 2, из которого видно, что с увеличением температуры стопы коэффициент теплопроводности уменьшается и при  $T > 70$  К становится равным объемному значению.

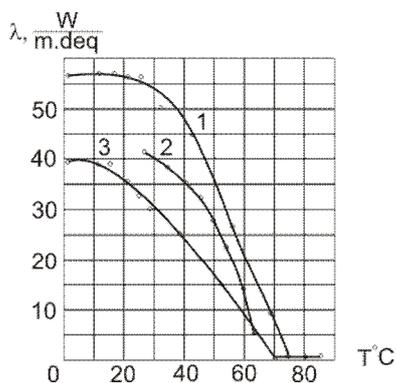


Рис. 2. Зависимость коэффициента теплопроводности от температуры стопы из водных пленок с различной толщиной между пластинками слюды. 1 –  $h = 0,06$  мкм; 2 –  $0,11$

Экспериментальные зависимости  $\lambda(h, T)$  хорошо согласуются с представлением о разрушении упорядоченной структуры воды при нагревании. Влияние толщины водной пленки и ее температуры исследовалось не только на теплопроводность, но и на температурные зависимости сдвиговой упругости, диэлектрическую проницаемость.

Исследование тонких водных пленок между пластинами слюды позволили установить, что их свойства, анализируемые различными, не зависимыми друг от друга методами, отличаются от аналогичных для объемной воды. Отличия начинают проявляться для толщин порядка 1 мкм, тогда как максимальный размер водной пленки как одномерного нанообъекта – до 20 нм.

«Аномальные» свойства пленок обусловлены влиянием активных заряженных центров на структуру поверхностных водных слоев. Это влияние уменьшается с удалением от поверхности, что приводит к проявлению размерного фактора. Результаты выполненных исследований применимы для объяснения влияния размерного фактора для различных поверхностных пленок на процессы теплопереноса.

Различие молекулярной водной пленки по сравнению с объемной водой подтверждено результатами прямых рентгеновских дифракционных исследований. Экспериментальные

факты свидетельствуют о высокой степени молекулярного упорядочения в водной пленке под действием ювенильных поверхностей кристаллов слюды и позволяют говорить о состоянии пленочной воды в приповерхностных слоях на слюде (и других слоистых силикатов) как о другой, отличной от объемной, структуре. Эти результаты наглядно иллюстрируют существование граничных фаз в жидкостях, контактирующих с активными поверхностями твердых тел, т. е. поверхностей, на которых имеются электрические заряды.

### Литература

1. Мецик М. С., Щербаченко Л. А., Морозов В. Н. Влияние граничных слоев воды на диэлектрические свойства и тепловое расширение кристаллов слюды // Физика и химия поверхности. Нальчик: Изд-во Каб.-Балк. ун-та, 1985. С. 90–95.
  2. Мецик М. С. Термические свойства слюд. Иркутск: Изд-во ИГУ. 1992. – 293 с.
- 

УДК 536.24.519.63

## ПРИМЕНЕНИЕ РЕГУЛЯРИЗИРУЮЩЕГО МЕТОДА РЕШЕНИЯ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ ТЕПЛОМАССОБМЕНА ДЛЯ АНАЛИТИЧЕСКОГО ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ТАБЛИЧНО ЗАДАНЫХ ФУНКЦИЙ

Ю. М. Мацевитый, С. Ф. Лушпенко, А. О. Костиков, Я. Н. Буштец

*Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины,  
г. Харьков, Украина*

Усовершенствованная версия разработанного в ИПМаш метода автоматизированного подбора [1, 2], хотя и опирается на стандартный для экстремальных методов решения обратных задач теплообмена (ОЗТ) набор основных вычислительных процедур (рис. 1), обладает следующими отличительными признаками:

– решение пробной прямой задачи в рамках этого метода предполагается начинать с преобразования математической модели с помощью подстановок Кирхгофа или Гудмена, что, хотя и усложняет процедуры моделирования граничных условий и расчета целевой функции, в целом позитивно сказывается на эффективности решения ОЗТ;

– представление искомым функций  $\Phi(T)$  рекомендуется осуществлять в виде полиномов Чебышева  $P_i(T)$ , так как другие формы аппроксимации искомым функций могут быть избыточными или хуже отражают характер этих физических величин и не соответствуют выбранным принципам регуляризации;

– в процессе решения обратной задачи подбираются не только значения коэффициентов полиномиальной аппроксимации, но и степень полинома – она последовательно увеличивается на единицу, начиная с нулевой, до тех пор, пока получаемое минимальное значение функционала невязки не станет меньше погрешности измерений, что дает сигнал для прекращения подбора степени полинома и начала регуляризации;

– решение сопровождается регуляризацией, т. е. кроме невязки минимизируется стабилизирующий функционал и учитывается ряд регуляризирующих ограничений;

– поскольку взятый на вооружение метод минимизации сам по себе не гарантирует в сложных случаях выход на глобальный минимум, предусмотрены меры теплофизического характера для надежного попадания (уже на стадии выбора начального приближения) в

окрестность глобального минимума с помощью предварительного решения обратной задачи упрощенным (например, аналитическим или численно-аналитическим) методом, а также соблюдения в процессе решения условий строгой положительности искомым теплофизических функций;

– структура метода (простая конечно-разностная модель, внутренние параметры которой благодаря преобразованиям не зависят от потенциала поля, и оптимизированные по быстродействию несложные процедуры идентификации и регуляризации) позволяет обеспечить возможность получения решения задачи средствами вычислительной техники средней производительности за вполне приемлемое время.

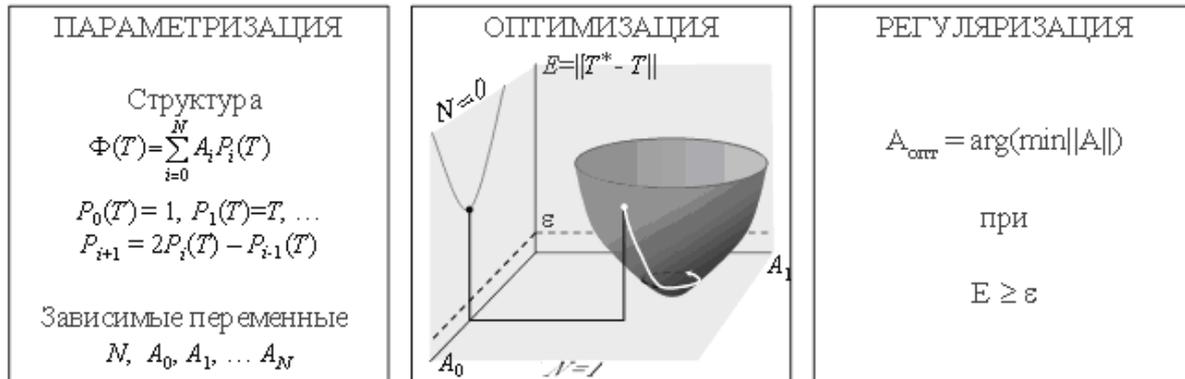


Рис. 1. Набор основных вычислительных процедур метода автоматизированного подбора

Формализуем постановку задачи следующим образом. Имеется математическая модель исследуемого физического явления. Среди данных, которые могут служить исходной информацией для моделирования этого явления (краевых условий, геометрических параметров и свойств объекта) имеется одна (в некоторых случаях – не одна) функция  $\Phi(T)$ , которая требует количественного уточнения своих параметров. Под  $T$  будем понимать одну или несколько переменных, среди которых могут быть как независимые (время и пространственные координаты), так и зависимые переменные (температура, давление и т. п.). Обычно, как в прямой, так и в обратной задаче вид такой зависимости заранее задается в форме аналитической функции  $\Phi(T) = \sum_{i=0}^N A_i \varphi_i(T)$ , где  $A_i$  – постоянные параметры

(коэффициенты), известные в прямой задаче и неизвестные в обратной;  $\varphi_i(T)$  – некоторые известные базисные функции, например, полиномы Чебышева или сплайны. Тогда искомыми величинами при решении обратной задачи будут параметры  $A_0, A_1, \dots, A_N$  или некоторые из них, а также число параметров  $N + 1$  (как в предлагаемом подходе, хотя в большинстве методов решения обратных задач считается, что  $N$  известно). Определение этих величин и даст решение задачи идентификации, которая сводится к данной обратной задаче.

Таким образом, по сравнению с прямой задачей обратная задача среди условий однозначности имеет некоторый пробел. Для его заполнения, т. е. для обеспечения однозначного решения обратной задачи необходимы дополнительные исходные данные. Ими являются значения функций в опорных точках и условия регуляризации решения. В задачах идентификации значения функции в опорных точках задаются на основе экспериментальных данных об исследуемом процессе. Каждая опорная точка представляет собой совокупность известного значения рассматриваемого поля, координат пространства и времени, к которым это значение относится, и погрешности измерения опорной величины  $\varepsilon$ .

Назовем набор опорных значений вектором  $\Psi^* = (\Psi_1^*, \Psi_2^*, \dots, \Psi_K^*)$ . Число компонентов этого вектора для обеспечения однозначности решения обратной задачи не должно быть

меньшим числа искомых параметров, т. е. должно быть  $K \geq N+1$ . Причем, для обеспечения высокой точности решения задачи идентификации разница между этими числами должна быть как можно большей.

Будем считать, что вариации опорных значений заданы для всех опорных точек в виде одного среднеквадратичного относительного отклонения  $\varepsilon$  от их действительных значений. Эта величина очень важна для организации регуляризованного решения обратной задачи. Кроме нее в процессе решения может использоваться условие ограничения на величину искомой функции  $\Phi(T)$  или на ее параметры. Надо выбирать такое решение из всех возможных, для которого  $\Phi(T)$  является наиболее гладкой, что диктуется желанием получить наиболее устойчивое решение при заданной точности. При этом точность решения обратной задачи может быть оценена по тому, насколько полно удовлетворяется главный критерий качества решения, а именно, насколько мало среднее значение отклонений опорных величин  $\Psi_j^*$  от значений  $\Psi_j$ , полученных для  $j$ -й опорной точки путем моделирования исследуемого процесса при данных значениях вектора искомых параметров  $A$ . Другими словами, цель решения обратной задачи состоит в выборе такого вектора  $A$ , при котором достигается минимум отклонения  $\Psi^*$  от  $\Psi$ , например, минимум среднеквадратичного отклонения:

$$E(A) = \sqrt{\sum_{j=1}^K (\Psi_j^* - \Psi_j)^2 / K}. \quad (1)$$

При этом нельзя забывать о необходимости согласования величины  $E$  с уровнем погрешности  $\varepsilon$ . Так, соблюдение условия

$$E \geq \varepsilon \quad (2)$$

в значительной мере гарантирует получение устойчивого или наиболее устойчивого из возможных решений. Когда достигнут оптимум функции  $E(A)$  и соблюдается (2), можно уже не заботиться о регуляризации получаемых решений. С другой стороны, стремление получить при этом более точный результат заставляет уменьшать  $E$  (естественно, если такая возможность есть, например, за счет увеличения  $N$ ). Тогда условие (2) превращается в равенство  $E = \varepsilon$ , выполнение которого при обязательном обеспечении максимально возможной в этих условиях гладкости функции  $\Phi(T)$  может служить сигналом получения окончательного решения. При этом есть основание считать, что соответствующие этому условию мерность и значения вектора  $A$  являются оптимальным набором параметров аналитического представления искомой функции  $\Phi(T)$ , т. е. решением задачи.

Из постановки задачи следует общая стратегическая линия ее решения: варьирование параметрами функции  $\Phi(T)$  до тех пор, пока величина (1) не станет равной заданному уровню  $\varepsilon$ , а сама  $\Phi(T)$  – наиболее гладкой из всех возможных вариантов ее представления. Кроме этого, успех решения зависит от того, какое время и материальные затраты необходимы для его получения. Поэтому важно должным образом выбрать тактику пробного численного решения прямой задачи.

Алгоритм автоматизированного подбора при использовании полиномов Чебышева предполагает последовательное изменение количества базовых функций  $N+1$  от единицы до числа опорных точек  $K$ , если до этого не произойдет нарушения условия (2), вызывающего остановку варьирования  $N$  из-за достижения необходимой точности решения обратной задачи. Для каждого  $N$  решается задача нахождения такого вектора  $A$ , который обеспечивает оптимальное представление набора опорных значений  $\Psi^*$  вектором  $\Psi$ , т. е. выполнение условия  $\Psi \approx \Psi^*$ . При этом определение  $\Psi$  осуществляется путем моделирования наблюдаемого в эксперименте процесса, а все решение обратной задачи представляет собой

серию обращений к процедуре моделирования со стороны алгоритмического блока оптимизации функции  $\Phi(T)$ , который, в свою очередь, подвергается итеративным настройкам и запускам со стороны блока выбора  $N$ .

Когда выбор  $N$  будет сделан, подключается блок алгоритма, осуществляющий регуляризацию решения путем поиска такого набора параметров  $A$ , который обеспечит выполнение условия  $E = \varepsilon$  при максимальной гладкости аппроксимирующей функции  $\Phi(T)$ . Максимально гладкой, как известно, будет та кривая из одного семейства кривых, длина вектора коэффициентов которой минимальна. Для вычисления такого набора параметров осуществляется минимизация функции

$$D(A) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \beta_i (A_i / A_1)^2}, \quad (3)$$

где  $\beta_i = i/[N(N+1) - 2]$  – весовые коэффициенты.

Поскольку алгоритмический блок оптимизации  $\Phi(T)$  при каждом значении  $N$  осуществляет минимизацию в общем случае нелинейной функции (1), он может быть построен на основе одного из методов нелинейного программирования. Опыт решения обратных задач подсказал выбор для этой цели метода деформируемых многогранников (Нелдера и Мида) [3] в сочетании с методом штрафных функций. Этот подход оказывается плодотворным и при минимизации функции (3) во время окончательной регуляризации решения.

Применение метода автоматизированного подбора не только для решения ОЗТ, но и для реализации другого способа информационной поддержки теплофизических исследований – аппроксимации таблично заданных функций – позволило расширить область использования этого метода и создать эффективную базу данных о физических функциях.

При разработке процедуры аппроксимации таблично заданной функции были поставлены следующие цели:

- получить наилучшее аналитическое приближение входных табличных данных в виде гладкой функции;

- выполнить условие максимальной устойчивости такого приближения путем согласования числа аргументов приближающей функции с погрешностью исходных данных;

- выполнить условие максимальной гладкости такой функции.

Этим целям при аппроксимации служит следующая последовательность алгоритмических действий:

- предварительное приближение полиномом Чебышева нулевой степени;

- минимизация среднеквадратичной относительной невязки между значениями табличной функции и теми, которые получены в результате аппроксимации;

- сравнение минимальной величины полученной невязки со среднеквадратичной погрешностью измерения исходных данных – значений таблично заданной функции;

- увеличение степени полинома на единицу, если погрешность исходных данных меньше минимальной невязки, что при полиноме нулевой степени происходит практически всегда;

- повторение минимизации функционала невязки с увеличенной степенью полинома;

- продолжение такой последовательности действий до тех пор, пока степень полинома не достигнет числа табличных значений или минимум невязки не станет равным или меньшим погрешности исходных данных (когда это случится, первые два из указанных выше условий будут выполнены);

- выполнение процедур, осуществляющих регуляризацию решения путем поиска такого набора полиномиальных коэффициентов, при котором не только достигается равенство значений указанной невязки и погрешности, но и обеспечивается максимальная гладкость аппроксимирующей кривой, признаком чего может служить достижение минимума функционала (3);

– проверка выполнения основного условия регуляризации, при котором для любого набора коэффициентов невязка между табличными и сглаженными значениями аппроксимируемой функции не должна быть меньше погрешности исходных данных (если это подтверждается, то можно считать, что регуляризирующая аппроксимация проведена).

### **Литература**

1. Мацевитый Ю. М. Обратные задачи теплопроводности. Т. 1. Методология. Киев: Наукова думка, 2002. – 408 с.
  2. Мацевитый Ю. М., Лушпенко С. Ф., Костиков А. О. Некоторые подходы к постановке и решению обратных задач теплопроводности // Тепловые процессы в технике. 2009. Т. 1, № 5. С. 186–194.
  3. Химельблау Д. Прикладное нелинейное программирование. М.: Мир, 1975. – 536 с.
- 

УДК 536.24

## **К РЕШЕНИЮ НЕЛИНЕЙНЫХ ОБРАТНЫХ ГРАНИЧНЫХ ЗАДАЧ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЛЯ ДВУМЕРНЫХ И ТРЕХМЕРНЫХ ОБЛАСТЕЙ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ**

**Ю. М. Мацевитый, Н. А. Сафонов, В. В. Ганчин**

*Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины,  
г. Харьков, Украина*

Нелинейная обратная граничная задача теплопроводности рассматривается как задача определения устойчивого решения в заданной области и в заданном промежутке времени по данным измерений температур в одной или нескольких его внутренних точках. Разработанные авторами алгоритмы позволяют получать устойчивые решения вне зависимости от внешних параметров, хотя на точность получаемого решения влияют многие факторы. Первым и основным фактором, влияющим на точность получаемого решения, является величина дисперсии случайной погрешности измерения температуры. Вторым важным фактором, влияющим на точность решения, является дискретность по времени измерений температуры и количество этих измерений. К другим факторам относятся: погрешность в определении места расположения температурного датчика и физические размеры самого датчика; погрешность в задании теплофизических свойств материалов; уровень заглубления температурного датчика от поверхности, на которой идентифицируется искомая функция и т. д.

Условия корректности для некоторого операторного уравнения  $A(u) = F$ , которое устанавливает причинно-следственную связь между характеристиками исследуемой системы и ее состоянием, было введено Ж. Адамаром. В общих чертах корректность математической постановки заключалась в том, что решение операторного уравнения существует, оно единственное, а также непрерывно зависит от правой части операторного уравнения, т. е. решение устойчиво.

В этой работе рассматривается граничная ОЗТ, которая может быть формализована следующим образом:

$$A[Q(R, \tau)] = T,$$

где  $Q$  – искомая плотность теплового потока на границе;  $T$  – переменная состояния процесса, которая имеет вид  $T = T(M_i, \tau)$ ,  $i = \overline{1, N}$  и в большинстве случаев известна из эксперимента (исходные данные);  $M_i$  – пространственная координата точки термометрирования;  $N$  – количество точек термометрирования;  $\tau$  – время;  $A$  – оператор, который связывает искомую плотность теплового потока  $q$  с исходными данными  $T$ . Такая задача, как и любая ОЗТ ввиду нарушения причинно-следственной связи, является некорректно поставленной задачей по Адамару, что влечёт за собой, как правило, неустойчивость получаемого решения, т. е. когда при небольших изменениях исходных данных получаются сильно отличающиеся решения, которые могут неоднозначно характеризовать исследуемый физический процесс, как, например, нагревание тела в определенные моменты времени, в то время как на самом деле тело охлаждается.

При решении такой некорректной задачи необходимо либо свести ее к условно-корректной, либо оставить некорректной, но применить один из методов регуляризации [1–5]. В данном случае применяется метод регуляризации А. Н. Тихонова [5] с поиском регуляризирующего параметра.

Предположим, что искомая функция теплового потока представляет собой функцию, достаточное число раз дифференцируемую как по пространственной, так и по временной переменным, и в каждой точке  $M_j$  погрешности измерения представляют случайные числа, распределенные по нормальному закону с известной дисперсией  $\delta_j^2$ .

Температура  $T$  должна удовлетворять уравнению

$$c(T, M) \frac{\partial T}{\partial \tau} = \operatorname{div}(\lambda(T, M) \operatorname{grad} T) + F(T, M, \tau) \quad (1)$$

с начальным условием

$$T|_{\tau=0} = T_0(M),$$

где  $c(T, M)$ ,  $\lambda(T, M)$  и  $F(T, M, \tau)$  – известные функции (теплоемкость, теплопроводность и мощность внутренних источников тепла соответственно). На участках границы области могут быть заданы условия первого, второго или третьего рода.

Допустим, что на некоторой гладкой границе необходимо восстановить тепловой поток по данным, полученным из эксперимента. Представим тепловой поток на границе в следующем виде:

$$Q(R, \tau) = \sum_{i=1}^{n_i} a_i \varphi_i(R, \tau),$$

где  $a_i$  – неопределенные коэффициенты;  $R$  – точка на поверхности, на которой восстанавливается тепловой поток;  $\varphi(R, \tau)$  – некоторые базисные функции, которые могут быть построены, например, с использованием произведения сплайнов Шёнберга первой степени;  $n_i$  – число базисных функций.

Линеаризуем уравнение (1) относительно функций  $c(T, M)$ ,  $\lambda(T, M)$  и  $F(T, M, \tau)$ . Поскольку  $T = T(M, \tau)$ , то функции  $c(T, M)$ ,  $\lambda(T, M)$  и  $F(T, M, \tau)$  можно записать как функции, зависящие от временной и пространственной координаты и к такой задаче можно применить принцип суперпозиции [6].

Тогда решение на  $s$ -й итерации можно будет представить как

$$T_s = T_{0s} + \sum_{i=1}^{n_i} a_{is} T_{is},$$

где  $T_s$  – решение на  $s$ -й итерации;  $T_{0s}$  – решение на  $s$ -й итерации для неоднородных граничных условий с неоднородным источником теплоты;  $T_{is}$  – решение с условиями теплоизоляции на всех границах кроме той, на которой восстанавливается тепловой поток. На этой границе задано условие второго рода с тепловым потоком  $\varphi_i(R, \tau)$ ;  $a_{is}$  – искомые коэффициенты на  $s$ -й итерации.

Искомые коэффициенты определяются с помощью регуляризирующего алгоритма А. Н. Тихонова, сводящегося к минимизации функционала [5]

$$J = \sum_{j=1}^N K_j \int_0^{\tau_0} [T_s(\tau, M_j) - T^e(\tau, M_j)]^2 d\tau + \alpha_s \Omega[Q_s],$$

где  $\alpha_s$  – параметр регуляризации;  $\Omega[Q_s]$  – стабилизирующий функционал;  $T_s(\tau, M)$  и  $T^e(\tau, M)$  – моделируемая температура и температура, получаемая из теплофизического эксперимента соответственно в точке термометрирования в интервале времени  $(0, \tau_0)$ ;  $K_j$  – масштабирующие множители для каждой точки термометрирования.

Параметр регуляризации  $\alpha_s$ , согласно работе [7], определяется из условия

$$(n - \sqrt{2n})\delta_j^2 \leq \sum_{i=1}^n [T_s(\tau_i, M_j) - T^e(\tau_i, M_j)]^2 \leq (n + \sqrt{2n})\delta_j^2, \quad (2)$$

где  $\delta_j^2$  – дисперсия для  $j$ -й точки термометрирования,  $n$  – количество измерений,  $\tau_i$  – момент времени  $i$ -го измерения. Причем масштабирующие множители  $K_j$  с помощью итерационного процесса выбираются таким образом, чтобы условие (2) выполнялось сразу во всех точках термометрирования.

Алгоритм поиска параметра регуляризации основан на том принципе, что при  $\alpha_s = 0$  среднеквадратическая погрешность между моделируемой температурой и температурой из теплофизического эксперимента минимальна, а с увеличением параметра регуляризации растет среднеквадратическая погрешность.

Приведены решения линейных и нелинейных двумерных модельных граничных обратных задач теплопроводности по восстановлению теплового потока на одной из границ. Проведен анализ влияния погрешности восстановления теплового потока и температуры от величины погрешности случайной величины измерений температуры, а также количества и расположения точек термометрирования.

### Литература

1. Бек Дж., Блакуэлл Б., Сент-Клэр Ч. (мл). Некорректные обратные задачи теплопроводности. М.: Мир, 1989. – 312 с.
2. Мацевитый Ю. М. Обратные задачи теплопроводности: В 2-х т. Киев: Наукова думка, 2002–2003. Т. 1: Методология. – 408 с.; Т. 2: Приложения. – 392 с.
3. Коздоба Л. А., Круковский П. Г. Методы решения обратных задач теплопереноса. Киев: Наукова думка, 1982. – 360 с.
4. Алифанов О. М., Артюхин Е. А., Румянцев С. В. Экстремальные методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1988. – 288 с.
5. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. – 288 с.
6. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.
7. Graham N. Y. Smoothing with Periodic Cubic Splines // Bell System Tech. J. 1983. Vol. 62. Pp. 101–110.

УДК 631.436

## О ВЛИЯНИИ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ПОЧВЕ

Ф. Д. Микаилсой

*Сельскохозяйственный факультет университета «Ыгдыр», Ыгдыр, Турция*

**Введение.** При моделировании процессов переноса тепла в почве возникает необходимость анализа решений уравнения теплопроводности, поскольку для практических расчетов теплового режима могут быть использованы приближенные решения, имеющие более простой вид и обладающие достаточной точностью, которые должны быть по возможности в более полном соответствии с физической картиной процессов распространения тепла в почве. Для этого целесообразно проанализировать влияние на процесс переноса тепла в почве наиболее часто используемые в практике упрощения, оценить влияние краевых условий, отдельных членов и коэффициентов дифференциальных уравнений, влияние размеров области на описываемый процесс. Точность и адекватность физически обоснованных моделей определяются прежде всего экспериментальной информацией по физическим, гидрофизическим и физико-химическим свойствам отдельных слоев (горизонтов) почв и их условиям на верхней и нижней границах. На данном этапе развития моделирования основная проблема, на наш взгляд, состоит в получении почвенного экспериментального обеспечения, удовлетворяющего точности пространственно распределенной динамической модели [3].

Цель данной работы заключалась в исследовании влияния граничных условий на разработку методики определения коэффициента температуропроводности почвы, основанной на решении обратных задач уравнения теплопереноса.

**Выбор модели теплопереноса в почве.** Известно, что одномерное распространение тепла в почве описывается классическим уравнением теплопроводности, которое имеет следующий вид [1–11]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (1)$$

где  $T(x, t)$  – температура ( $^{\circ}\text{C}$ ) почвы в точке  $x$  (м) в момент времени  $t$  (с);  $\kappa$  – коэффициент температуропроводности ( $\text{m}^2/\text{c}$ ).

**Идентификация краевых условий.** Для исследования влияния граничных условий при моделировании переноса тепла в почве необходимо поставить начальные и граничные условия. Известно, что влияние начального условия практически не сказывается на распределения температуры почвы в момент наблюдения. Если момент времени, который нас интересует, достаточно удалён от начального, то имеет смысл пренебречь начальными условиями, поскольку их влияние на процесс с течением времени ослабевает. Особенно, при периодической постановке задачи (например, суточного или годового хода температуры почвы) начальное условие отсутствует [1, 3, 4, 7].

Наиболее удобной характеристикой, которая может фигурировать в качестве граничного условия 1-го рода, является динамика температуры деятельной поверхности почвы в виде известной функции времени – тригонометрическим полиномом:

$$T(0, t) = \varphi(t) = T_0 + \sum_{j=1}^m T_j \cos(j\omega t + \varepsilon_j), \quad (2)$$

где  $T_0$  – среднесуточная (или годовая) температура деятельной поверхности почвы;  $m$  – число гармоники;  $T_j$  – амплитуды колебаний температуры поверхности почвы;  $\omega = 2\pi/\tau_0$  – круговая суточная (или годовая) частота;  $\tau_0$  – период (длина) волны, выраженный в сутках или в годах;  $\varepsilon_j$  – сдвиги фаз, зависящие от начала отсчета времени.

Определенный интерес представляет задание граничных условий на глубине. Обычно нижнее граничное условие задается с учетом того факта, что температурные колебания быстро затухают с глубиной.

В качестве второго граничного условия обычно принимается постоянство температуры на достаточно большой глубине. При этом возможны два варианта записи граничного условия. В первом варианте предполагается, что температура почвы становится постоянной только при  $x \rightarrow \infty$ :

$$T(\infty, t) = T_0. \quad (3)$$

Во втором варианте температура почвы не изменяется начиная с глубины  $x \geq L$ :

$$\partial T(L, t) / \partial x = 0. \quad (4)$$

**Решение прямой задачи теплопереноса в почве.** Рассмотрим решение задачи, в которой заданы краевые условия и отсутствуют начальные.

Решение уравнения (1) при краевых условиях (2) и (3) в безразмерных переменных имеет вид [1, 3]

$$T(y, \tau) = T_0 + \sum_{j=1}^m \Phi_j(y, b_j) \cos[j\bar{\omega}\tau + \alpha_j(y, b_j)], \quad (5)$$

где  $y = x/L$ ,  $\tau = kt/L^2$ ,  $b_j = \sqrt{j\bar{\omega}/2}$ ,  $\bar{\omega} = \omega L^2 / \kappa$ ,

$$\Phi_j(y, b_j) = T_j \cdot e^{-b_j y}, \quad \alpha_j(y, b_j) = \varepsilon_j - \psi_j(y, b_j), \quad \psi_j(y, b_j) = b_j y. \quad (6)$$

Можно показать, что решение уравнения (1) при граничных условиях (2) и (4) на нижней границе также имеет вид (5), где функции  $\Phi_j$  и  $\psi_j$  определяются через

$$\Phi_j(b_j, y) = T_j \sqrt{\frac{\text{ch}(d_j) + \cos(d_j)}{\text{ch}(2b_j) + \cos(2b_j)}}, \quad d_j = 2b_j(1-y), \quad (7)$$

$$\psi_j(y, b_j) = \arctan \left[ \frac{\text{sh}(q_j) \sin(b_j y) + \text{sh}(b_j y) \sin(q_j)}{\text{ch}(q_j) \cos(b_j y) + \text{ch}(b_j y) \cos(q_j)} \right], \quad q_j = b_j(2-y).$$

**Решение обратной задачи теплопереноса в почве.** При решении многих вопросов, связанных с тепловыми процессами в почве, приходится иметь дело с коэффициентом температуропроводности к почвы. Определению к почвы на основе использования решения (5) упрощенного уравнения теплопереноса (1) посвящено немало работ, предложено много методов [1, 3–6, 9–11]. Все эти методы основаны на анализе изменения температуры почвы на разных глубинах во времени. Эти методы приводят к усредненному значению коэффициента температуропроводности за рассматриваемый период времени, исходя из постоянства величины к по толщине почвы. Здесь мы вкратце рассмотрим только некоторые из них, которые представляют наибольшую ценность.

Используя решение (5) с (6) для  $m = 1$  и  $m = 2$  можно вывести формулы для определения коэффициента температуропроводности  $\kappa$  для произвольного периода  $\tau_0$  и безразмерной глубины  $y$ . Для этого необходимо знать распределение температуры в почвенном слое  $[0, L]$  для четырех и восьми моментов времени на расчетном интервале времени  $\tau_0$ .

Используя решение (5) для  $m = 1$ , т. е.  $T(y, \tau) = T_0 + \Phi_1(y, b_1) \cos(\bar{\omega}\tau + \alpha_1)$ , сначала для произвольной глубины  $y$  и времени  $t_i = i\tau_0 / 4$  записываются следующие четыре уравнения:

$$T(y, t_i) = T_0 + \Phi_1(y, b_1) \cos(\pi i / 2 + \alpha_1), \quad i = \overline{1, 4}, \quad (8)$$

так как имеет место

$$j\bar{\omega}\tau_i = j \frac{\omega L^2}{\kappa} \frac{\kappa}{L^2} t_i = j\omega t_i = j \frac{2\pi}{\tau_0} i \frac{\tau_0}{4} = j \frac{\pi}{2} i \quad \text{и} \quad \bar{\omega}\tau_i = \frac{\pi}{2} i.$$

После некоторых преобразований уравнений (8) имеем

$$\sum_{i=1}^2 [T(y, t_i) - T(y, t_{i+2})]^2 / 4 = \Phi_1^2(y, b_1) \quad (9)$$

Учитывая обозначения (6), (7) для функции  $\Phi_1(y, b_1)$  и  $K_1(b_1, y)$  в равенстве (9) имеем следующие выражения, которые соответствуют граничным условиям (3) и (4):

$$\sum_{i=1}^2 [T(y, t_i) - T(y, t_{i+2})]^2 / 4T_1^2 = e^{-2b_1 y}, \quad (10)$$

$$\sum_{i=1}^2 [T(y, t_i) - T(y, t_{i+2})]^2 / 4T_1^2 = \frac{\text{ch}[2b_1(1-y)] + \cos[2b_1(1-y)]}{\text{ch}(2b_1) + \cos(2b_1)}. \quad (11)$$

Для определения коэффициента температуропроводности  $\kappa$  (с использованием (10) и (11)) необходимо знать:  $T_1$  – амплитуду колебаний температуры деятельной поверхности почвы;  $\tau_0$  – период (длина) суточной (годовой) волны, выраженный в сутках или в годах;  $T(y_*, t_i^*)$ ,  $i = \overline{1, 4}$  – значения температуры почвенного слоя  $[0, L]$  на произвольной глубине  $y_* = y = x_* / L$  для четырех моментов времени:  $t_i^* = i\tau_0^* / 4$  ( $i = \overline{1, 4}$ ). Например, если  $\tau_0^* = 24$  ч, то  $t^* = 6, 12, 18$  и  $24$  ч.

Имея эти данные, сначала подсчитываем разницы:  $[T(y_*, t_i^*) - T(y_*, t_{i+2}^*)]$  для всех  $i = \overline{1, 4}$ . Далее из формулы (10) находим значение коэффициента температуропроводности на глубине  $x_* = x$  через

$$\kappa^* = \frac{\pi}{\tau_0} \frac{(2x_*)^2}{\ln^2 \left\{ \sum_{i=1}^2 [T(y, t_i) - T(y, t_{i+2})]^2 / 4T_1^2 \right\}}, \quad (12)$$

так как имеет место:  $y_* = x_* / L$ ,  $b_1 = \sqrt{\omega L^2 / 2\kappa}$ ,  $\omega = 2\pi / \tau_0$  и  $2b_1 y = 2x \sqrt{\pi / \kappa \tau_0}$ . Определения  $\kappa$  с использованием формулы (11) осуществляется методом подбора на ЭВМ значения

параметра  $b_1^*$  из условия совпадения значения левой и вычисленной по исходным данным правой части, т. е.  $\sum_{i=1}^2 [T(y, t_i) - T(y, t_{i+2})]^2 / 4T_1^2$ .

Из соотношения  $b_1^* = \sqrt{\omega L^2 / 2\kappa^*}$  находим значение коэффициента температуропроводности  $\kappa$  на глубине  $x = x_*$ :

$$\kappa^* = \frac{\pi L^2}{\tau_0 b_*^2}. \quad (13)$$

Аналогично на основе решения (5) с (6) и (7) для  $m = 2$  можно вывести формулу для определения коэффициента температуропроводности  $\kappa$  для произвольного периода  $\tau_0$ .

Для этого необходимо знать распределение температуры в почвенном слое  $[0, L]$  для восьми моментов времени на расчетном интервале времени  $\tau_0$ . При этом в формулах (9)–(12) должны быть выражение  $\sum_{i=1}^4 [T(y, t_i) - T(y, t_{i+4})]^2 / 8T_1^2$ .

**Результаты.** С целью установления влияния граничных условий на поверхности почвы на решение обратных задач моделирования теплопереноса в почве, нами были проведены экспериментальные исследования. Задача исследований состояла в том, чтобы рассчитать коэффициент  $\kappa$  в почвах на основе существующих методов, разработанных для случая одной и двумя гармониками и их сравнение.

Исследования проведены в почвенных колонках, взятых на опытной станции сельскохозяйственного факультета университета «Сельчук» (г. Конья). Ход изменения температуры почвы во времени (1, 2, ..., 24 ч) и на глубине (0, 10, 20, ..., 100 см) определяли с помощью компьютерной измерительной системы EDLS (Elimko Data Logger Sistem), оборудованной для экспериментов в полевых и лабораторных условиях.

Для определения параметров поверхности почвы в (3) приняли одну и две гармоники. Используя результаты измерений, с помощью метода наименьших квадратов определили параметры распределения температуры поверхности исследуемых почв:

$$T(0, t) = \varphi_1(t) = 23.6375 + 10.1869 \cdot \cos(0.2618t + 2.5349), \quad \eta = 0.9059; \quad \sigma_{T/t} = 3.6; \quad \bar{\varepsilon} = 14.52\%,$$

$$T(0, t) = \tilde{\varphi}_2(t) = \varphi_1(t) + 4.6393 \cos(0.5236t - 0.7469), \quad \eta = 0.9955; \quad \sigma_{T/t} = 0.85; \quad \bar{\varepsilon} = 2.64\%.$$

где  $\eta$  – корреляционное отношение;  $\sigma$  – стандартная ошибка;  $\bar{\varepsilon}$  – средняя относительная ошибка аппроксимации. Как видно из выражений  $T(0, t)$  для  $m = 1$  и  $m = 2$ , введение второй гармоники позволяет с высокой точностью определить параметры распределения температуры на поверхности почвы.

Далее, используя экспериментальные исходные данные, с помощью предложенных формул (12) и (13) для одной  $m = 1$  и второй  $m = 2$  гармоники определили значения коэффициента температуропроводности  $k$ : по формуле (12)  $k = 6.965 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$  и  $8.475 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ , (13) –  $k = 5.479 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$  и  $6.346 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$  соответственно. Результаты выявили различия в значениях коэффициента в исследуемой почве.

Используя рассчитанные коэффициенты температуропроводности, были вычислены значения температуры почвы по решению (5) при условии (3) для гармоники  $m = 1$  и  $m = 2$ . Полученные данные графически представлены на рис. 1.

Сравнения решения (2) для  $m = 1$  и  $m = 2$  проводилась при помощи следующих

статистических параметров:  $\eta = \sqrt{1 - \frac{\sum_{i=1}^{24} (T_i - \tilde{T}_i)^2}{\sum_{i=1}^n (T_i - \bar{T})^2}}$  – корреляционное отношение;

$RMSE = \sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^{24} (T_i - \tilde{T}_i)^2 / (n-2)}$  – стандартная ошибка оценки зависимой переменной

$T(x, t)$ ,  $NSE = \sqrt{\sum_{i=1}^{24} (T_i - \tilde{T}_i)^2 / \sum_{i=1}^{24} T_i^2}$  – нормированные стандартные ошибки оценок и

$MAPE = \bar{\varepsilon} = \frac{100\%}{n} \cdot \sum_{i=1}^n |T_i - \tilde{T}_i| / T_i$  – средняя ошибка аппроксимации. В табл. 1 представлены

статистические характеристики этих показателей. Видно, что при  $x > 50$  см, решение (5) при условии (3) с двумя гармониками лучше описывает экспериментальные данные, чем с одной гармоникой.

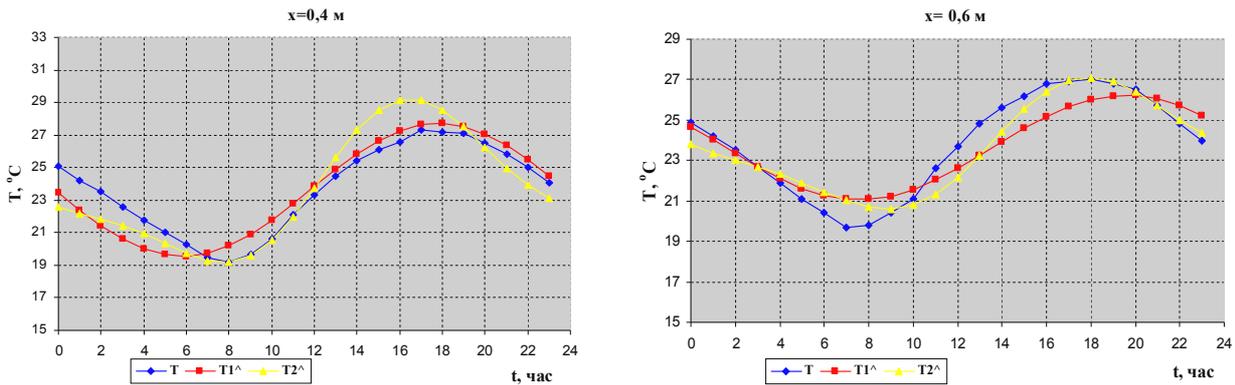


Рис. 1. Сравнения температуры почвы, предсказанные одной и двумя гармониками, на глубинах 0.4 и 0.6 м

Таблица 1

Результаты статистического анализа

Параметры	m	Глубина, см									
		10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
η	1	0.455	0.520	0.773	0.911	0.963	0.914	0.834	0.763	0.709	0.614
	2	0.225	0.202	0.664	0.859	0.955	0.944	0.876	0.804	0.776	0.707
σ	1	3.696	2.838	1.867	1.091	0.682	0.996	1.173	1.227	1.336	1.469
	2	4.044	3.254	2.203	1.354	0.750	0.811	1.023	1.127	1.195	1.316
NSE	1	0.150	0.114	0.076	0.045	0.028	0.041	0.048	0.049	0.054	0.059
	2	0.165	0.131	0.090	0.056	0.031	0.033	0.042	0.045	0.048	0.053
ε	1	14.372	10.297	6.632	3.944	2.499	3.476	3.985	4.160	4.587	5.184
	2	14.825	11.731	7.835	4.252	2.362	2.709	3.501	3.795	4.247	4.741

Литература

1. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. – 486 с.
2. Куртнер Д. А., Чудновский А. Ф. Агрометеорологические основы тепловой мелиорации почв. Л.: Гидрометеоиздат, 1979. – 231 с.
3. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.
4. Михайлов Ф. Д., Шеин Е. В. Теоретические основы экспериментальных методов определения теплопроводности почв // Почвоведение. 2010. № 5. С. 597–605.
5. Михайлов Ф. Д., Шеин Е. В. Граничные условия при моделировании переноса тепла в почве // Агрофизика. 2014. № 4(16). С. 1–7.
6. Нерпин С. В. Чудновский А. Ф. Физика почв. М.: Наука, 1967. – 650 с.

7. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнение математической физики. М.: Наука, 1966. – 724 с.
  8. Шейн Е. В. Курс физики почв. М.: Изд-во МГУ, 2005. – 431 с.
  9. Juri W. A., Gardner W. R., Gardner W. H. Soil Physics. New York, 1991. – 328 p.
  10. Horton R. Jr. Determination and use of soil thermal properties near the soil surface. New Mexico State University, 1982. – 151 p.
  11. Otunla T. A. and Oladiran E. O. Evaluation of soil thermal diffusivity algorithms at two equatorial sites in West Africa // Annals of Geophysics. 2013. Vol. 56, No. 1. Pp. 1–12.
- 

UDC 631.436

## DETERMINATION OF THERMAL PROPERTIES OF AGRICULTURAL SOIL IN MONOLITHS

**F. D. Mikailsoy<sup>1</sup>, A. S. Erol<sup>2</sup>, F. Er<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*University of Iğdır, Agricultural Faculty, Department of Soil Science, Iğdır, Turkey*

<sup>2</sup>*Selcuk University, Cumra High Educational College, Konya, Turkey*

<sup>3</sup>*Selcuk University, Cumra School of Applied Science, Konya, Turkey*

Soil temperature depends on the soil heat relationship (radiation, heat capacity, thermal conductivity, etc.). Heat relations consists heat conduction in the soil and the temperature change caused by heat exchange between the atmosphere and soil. Temperature changes vary depending on the time and soil depth.

Since it is difficult to determine some parameters of the convective heat transfer in soil, the heat conduction process is applied in the mathematical definition of heat conduction in soil homogeneous and isotropic thermal conduction.

Compared calculated thermal diffusivity values with measured values [3]. Their measured and calculated values in the subsurface layers were close to each other while calculated values were lower than measured values in the surface horizon.

Soil absorbed by the energy is transformed into heat and the part of it constitutes the heat flow moving towards the lower soil layers. This process which is practically acceptable as one-dimensional process is dependent on temperature and temperature changes in the soil. The variance of the temperature throughout the soil profile is one of the important physical processes, and they are under the influence of soil thermo-physical properties (heat conductivity, heat diffusion, heat capacity) [8].

In any medium (in soil) investigating the effects of the physical process is dependent on the determination of the relations between the parameters expressing these processes. In the complex process it is more likely that parameters undergone significant change over the time and space in the complex process. This makes it very difficult to determine the relationship between the parameters. In this case, limiting the range of parameters when changing, and the time space of change must be regarded as an elementary volume. This provides the possibility of process parameters expressing some element of change in volume and maintain small intervals and simplifying the relationships [2].

The measurements of heat were carried out by placing sensors of the device, called 16 Channel PC-Compatible Elimko 680 Data Logger (Analog/Digital Converter) that is capable of turning

analog signals into digital values and saving on computers, into the 0-0.2-0.5-0.10-0.15-0.20-0.25 and 0.30 m depths of soil column taken from the field by using monolith system (fig. 1).



Fig. 1. Experimental setup and photographs used in research

*Elimko Data Logger System (EDLS):* Data loggers possess both the capacities of storing data obtained through measurements and the data storing capacities that provide flexibility for the methods used to process the data. After running a proper software, data logger system start obtaining data by means of proper modules and sensors [5].

The convey of the data from the outer source into digital environment is provided by a complex structure including electronic circuits and software. During the constitution of the data that received and resulted by computers, sensors compose the most important data transfer system. The physical features, like pressure, heat, light, flow, level, locational change, velocity, acceleration, force, rotation, oscillation and weight, are turned into electric signals and upgraded and transferred to the computer environment in the form of proper numeric structures [5].

For the measurement of heat, a computer connected RS-485 was employed. Thanks to RS, analog values obtained by sensors from 8 different points of soil column were converted into numeric values by using EDLS.

Elimko Data Logger software and Elimko devices having RS-485 Modbus RTU connection protocols are monitored on the same line. To connect this line to the computer, RS-485 / RS-232 or RS-485/USB converters are utilised (fig. 2).

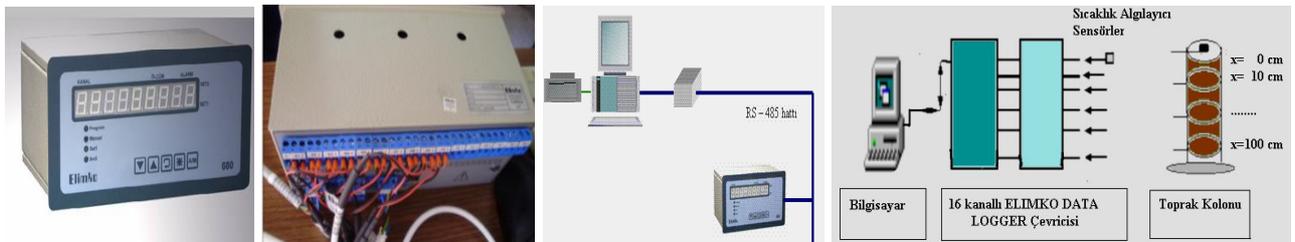


Fig. 2. Front and Back Panel Views of Elimko E-680 and Connection Diagrams

One dimensional shape of it which define heat conduction in the semi-homogeneous soil environment heat where there is no source which generate heat and widely used has the following format [1–10]:

$$\partial T / \partial t = \kappa \partial^2 T / \partial x^2 \quad (\kappa = \lambda / C_v), \quad (1)$$

where  $T(x,t)$  – is the temperature of the soil at the point  $x$  (m) at the time moment  $t$  (s);  $\kappa$  – is thermal diffusivity ( $\text{m}^2/\text{s}$ );  $\lambda$  is the thermal conductivity ( $\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$ );  $C_v = \rho_b C_m$  volumetric heat capacity ( $\text{J}/\text{m}\cdot\text{K}$ );  $\rho_b$  is the soil bulk density ( $\text{kg}/\text{m}^3$ ) and  $C_m$  is the specific heat capacity ( $\text{J}/\text{kg}\cdot\text{K}$ ).

Since soil heat exchange is different in the day and night, summer and winter, temperature changes in the soil must be evaluated on a daily and annual basis. In both cases the soil temperature generally shows a sinusoidal variation.

The equation (1) must be solved analytically or numerically to be found of the change of at a given time and depth as a result of various factors time. For this purpose, the equation must be defined and completed with the initial and boundary conditions which including the environmental factors that affect the temperature changing.

Using the Fourier series representation the soil temperature near the surface can be described accurately by:

$$T(0, t) = \varphi(t) = \bar{T} + T_a \cos(\omega t + \varepsilon) = \bar{T} + A \cos(\omega t) + B \sin(\omega t) \quad (2)$$

where  $\bar{T}$  is the average daily temperature of the active soil surface;  $T_a = \sqrt{A^2 + B^2}$  is the variation amplitude of the temperature of the active soil layer;  $A$  and  $B$  are the amplitudes of the harmonic of the temperature wave;  $\omega = 2\pi/\tau_0$  is the angular daily frequency;  $\tau_0$  is the temperature wave period (days);  $m$  is the harmonic number;  $\varepsilon$  is the phase shift dependent on the time reference point, where  $\varepsilon = \arctan(-B/A)$  if  $A > 0$  and  $\varepsilon = \pi - \arctan(B/A)$  if  $A < 0$ . For determining a parameter used solution of equation (1). The solution of Eq. (1) obtained without the initial conditions and with conditions (2) and  $T(\infty, t) = T$  in dimensionless variables has the following form [1, 7]:

$$T(y, \tau) = \bar{T} + T_a \cdot e^{-by} \cos(\bar{\omega}\tau + \varepsilon - by), \quad (3)$$

where  $y = x/L$ ,  $\tau = \kappa t / L^2$ ,  $b = \sqrt{\bar{\omega}/2}$ ,  $\bar{\omega} = \omega L^2 / \kappa$ .

Based on analytical solutions (3) to determine the thermal diffusivity parameter were obtained [1, 2, 4, 8, 9] the following methods, respectively, the so-called Amplitude, Logarithmic and Arctangent:

$$\kappa_i = \frac{\pi}{\tau_0} \frac{(x_{i+1} - x_i)^2}{\ln^2 \left[ \Phi_a(x_i) / \Phi_a(x_{i+1}) \right]}. \quad (4)$$

where  $\Phi_a(x_i) = T_{\max}(x_i) - T_{\min}(x_i)$  is the amplitude of the soil temperature variation at the depth  $x_i$ :

$$\kappa = \frac{4\pi(x_2 - x_1)^2}{\tau_0 \ln^2 \left[ \frac{(T'_1 - T'_3)^2 + (T'_2 - T'_4)^2}{(T''_1 - T''_3)^2 + (T''_2 - T''_4)^2} \right]}, \quad (5)$$

where  $T'_i$  and  $T''_i$  are the soil temperatures at the depths  $x = x'$  and  $x = x''$  respectively, at the time moment  $t_i = i\tau_0 / 4$  ( $i = \overline{1, 4}$ ) (e.g., if  $\tau_0 = 24$  h, then  $t = 6, 12, 18,$  and  $24$  h):

$$\kappa = \frac{\pi(x_2 - x_1)^2}{\tau_0 \cdot \arctan^2 \left[ \frac{(T'_1 - T''_3)(T''_2 - T'_4) - (T'_2 - T'_4)(T''_1 - T''_3)}{(T'_1 - T'_3)(T''_1 - T''_3) + (T'_2 - T'_4)(T''_2 - T''_4)} \right]}. \quad (6)$$

After the surface parameters of working area soils ( $\bar{T}$ ,  $T_a$ ,  $\varepsilon$ ) values have been found, being applied of statistically parameter approaches ( $R^2$ ,  $\sigma$ ,  $\bar{\varepsilon}$ ), the values on table 1 are created.

The study area soils have a clay loam texture and they are called as heavy clay soils. These soils are young alluvial soils of which organic matter content is very low. Horizon boundaries of the soil shows less obvious and slightly wavy structure.

Table 1

Surface parameters and statistical approaches of soil temperature at monoliths conditions

The parameters of the soil surface			
1	Average Temperature of Soil Surface, °C	$\bar{T}$	21.6667
2	Wave Amplitude;(The Maximum Change of Average Temperature of The Soil Surface), °C	$T_a$	11.1119
3	Phase Angle (Phase Difference)	$\varepsilon$	2.3181
Statistical parameters of approximation			
1	The Coefficient of Determination	$R^2$	0.9066
2	Root Mean Squared Error (RMSE)	$\sigma$	2.76
3	Mean Absolute Percentage Error (MAPE)	$\bar{\varepsilon}, \%$	11.39

In the consequence of analysis in soil sample, having been found of volumetric water content ( $\theta$ ) and density ( $\rho_b$ ) in all parcels and all profile layers of soil samples at inception point, volumetric heat capacity has been calculated.

The average particle density of the soil has been found as bulk density;  $\rho_b = 1317,2 \text{ kg/m}^3$  and porosity; 49.203%. Volumetric water content of soil sample is calculated as  $\theta = 0,2109 \text{ cm}^3/\text{cm}^3$ , and the volumetric heat capacity is calculated as;  $C_v = 0,4743 \text{ kal/g} \cdot \text{°C}$ . The average sand amount of study area soil is 3.82%, silt is 55.31% and clay is found a 40.59%. The amount of silt is 21.21% between 2–5  $\mu\text{m}$ , 16.45% between 5–10  $\mu\text{m}$ , 16.40% between 10–50  $\mu\text{m}$ , 1.26% between 50–250  $\mu\text{m}$ .

The calculated heat conductivity parameter ( $\lambda = \kappa C_v$ ) are given in table 2. This equation should be written for damping depth which depends on the frequency of temperature change with thermal properties of soil:  $d = \sqrt{2\kappa / \omega} = \sqrt{\kappa\tau_0 / \pi}$ .

Table 2

The average values of the of soil thermal properties calculated by various methods

Type of methods	$10^{-6} \cdot k$	$\lambda$		$d$
	$\text{m}^2/\text{s}$	$\text{cal/s} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{°C}$	$\text{J/m} \cdot \text{s} \cdot \text{°C}$	$\text{cm}$
Amplitude	0.9493	0.45029	1.885278	16.0
Logarithmic	1.0569	0.50133	2.098968	16.9
Arctangent	1.5418	0.73134	3.061963	20.4

After determining the parameter values of the thermal diffusivity K by the formulas (4)–(6) for the soil temperature parameters were calculated depths 2, 10, 20 and 30 cm.

Comparison of experimental and calculated values shows (table 3), the amplitude method gives the best result, and Argtangens method – the worst.

Table 3

Results of the statistical analyses

Statistical parameters	$R^2$				$\sigma$				$\varepsilon, \%$			
	Depth, x, cm											
Type of methods	2	10	10	30	2	10	10	30	2	10	10	30
Amplitude	0.898	0.858	0.751	0.853	2.21	1.52	1.03	0.48	9.85	6.19	3.75	1.87
Logarithmic	0.894	0.824	0.639	0.791	2.25	1.70	1.24	0.57	10.04	6.91	4.55	2.09
Arctangent	0.880	0.670	0.035	0.133	2.39	2.32	2.03	1.15	10.63	9.52	7.69	4.40

### Reference

1. Caslaw H. S., and Jaeger J. C. Conduction of heat in solids. Ed. 2. Oxford: Clarendon Press, 1959. – 510 p.
  2. Juri W. A., Gardner W. R. and Gardner W. H. Soil physics. New York, 1991. – 328 p.
  3. Hadas A. and Fuchs M. Prediction of the thermal regime of bare soils // Physical aspects of soil water and salt in ecosystems. Springer-Verlag, 1973. Pp. 293–300.
  4. Horton R. Jr. Determination and use of soil thermal properties near the soil surface. New Mexico State University, 1982. – 151 p.
  5. Konchhar A. K. and Burns N. D. Microprocessors and their manufacturing applications, Edward Arnold Publishers Ltd., 1983. Pp. 1–25.
  6. Lykov A. V. The theory of heat conduction. M.: High School, 1967. – 600 p. [in Russian].
  7. Mikayilov F. D., Shein E. V. Theoretical bases the experimental methods definitions of thermal diffusivity of soil // Eurasian Soil Science. 2010. Vol. 43, No. 5. Pp. 536–544.
  8. Nerpin S. V., and Chudnovskil A. F. Physics of the soil, Isreal program for scientific translations. Jerusalem: Keter Press, 1967. Pp. 194–233.
  9. Seemann J. Measurement Technology, Agrometeorology. Berlin: Springer-Verlag, 1979. Pp. 40–45.
  10. Shein E. V. Soil Physics Course [Kurs fiziki pochv]. M.: Moscow Univ. Publ., 2005. – 432 p. [in Russian].
- 

УДК 519.6:535.2:536.3

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЧАСТИЧНО ПРОЗРАЧНОЙ КВАРЦЕВОЙ КЕРАМИКИ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ПО СТРУКТУРЕ МАТЕРИАЛА

Р. А. Миронов<sup>1,2</sup>, М. О. Забейайлов<sup>1</sup>, С. П. Бородай<sup>1</sup>, В. В. Черепанов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ОНИИП “Технология” им. А. Г. Ромашина”, г. Обнинск, Россия

<sup>2</sup>Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Кварцевая керамика, получаемая методом шликерного литья из водных суспензий [1], нашла широкое применение в качестве конструкционного теплоизоляционного материала в ракетной технике. Она относится к классу частично прозрачных материалов, поэтому теплоперенос в ней осуществляется не только кондуктивным, но и радиационным механизмом. Для моделирования процессов комбинированного, радиационно-кондуктивного теплопереноса в частично прозрачных материалах необходимо знание их оптических объемных коэффициентов – показателей поглощения ( $k$ ) и рассеяния ( $s$ ), и зависимости этих величин от температуры и длины волны. Поглощение в кварцевой керамике определяется наличием примесей, вносимых как на этапах получения материала, так и содержащихся в исходном кварцевом стекле. Рассеяние – микроструктурой материала: размерами и расположением фазовых неоднородностей.

Два различных подхода, непрерывный и дискретный, могут быть использованы для определения оптических параметров керамических материалов. В работах [2–4] был развит непрерывный метод определения  $s$  и  $k$  по измерению спектров диффузного отражения от слоев материала нескольких толщин. Он основан на решении обратной задачи уравнения переноса излучения. К недостаткам этого подхода можно отнести необходимость априорного

знания формы индикатрисы рассеяния и невозможность установить прямую связь со структурными свойствами материала. Данные трудности устраняются при совместном использовании дискретной и непрерывной моделей. Дискретный подход предполагает моделирование материала в виде совокупности представительных элементов, при этом для каждого элемента задача рассеяния излучения решается в строгой постановке. Свойства представительных элементов напрямую связаны со структурой материала, что открывает возможность решения задач проектирования керамики под заданные оптические свойства, а также определения структурных свойств материала по известным оптическим.

В предлагаемом докладе рассмотрены две дискретные модели кварцевой керамики. В первой материал представлялся в виде совокупности шаров из кварцевого стекла. Шары предполагались рассеивающими независимо, спектральная зависимость показателей рассеяния и поглощения моделировалась согласно теории рассеяния Ми [5]. Угловая зависимость интенсивности рассеянного излучения и сечения рассеяния и поглощения усреднялись по распределению частиц по размерам. В качестве распределения рассеивающих частиц по размерам использовались данные, полученные методом статического лазерного рассеяния 1 и оптической микроскопии 2. Во второй модели 3 кварцевая керамика представлялась в виде пористого стекла. Поры моделировались в форме полых сфер, распределение пор по размерам было получено методом ртутной порозиметрии (рис. 1).

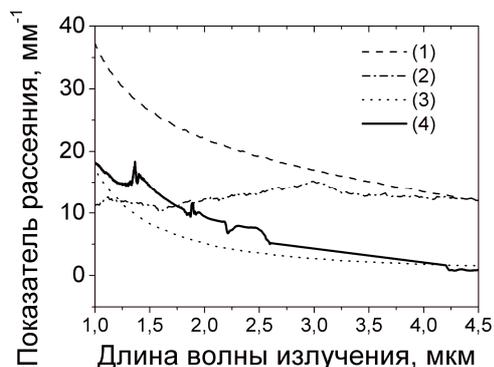


Рис. 1. Спектральная зависимость показателя рассеяния, согласно различным моделям: 1 – в виде шаров с распределением согласно статическому лазерному рассеянию (значение деленное на 20); 2 – в виде шаров с распределением согласно оптической микроскопии (значение деленное на 10); 3 – в виде пористого стекла; 4 – результат, полученный решением обратной задачи уравнения переноса

Наиболее близкие к результату решения обратной задачи переноса излучения [3] значения показателя рассеяния получены согласно модели материала в виде совокупности пор в стекле. Результаты моделирования материала в виде совокупности рассеивающих шаров дают значения показателя рассеяния, отличающиеся на порядок и более. Вероятно, это связано с исходным предположением о независимости рассеивателей. Так как распределение пор при характерной для кварцевой керамики пористости на уровне 10–12% удовлетворяет условиям независимости рассеивателей [6], модель независимо рассеивающих пор оказалась наиболее правдоподобной.

### Литература

1. Пивинский Ю. Е., Ромашин А. Г. Кварцевая керамика. М.: Металлургия, 1974. – 264 с.
2. Забежайлов М. О., Бородай С. П. Методика определения показателей поглощения и рассеяния полупрозрачных рассеивающих материалов // Новые огнеупоры. 2009. № 6. С. 47.
3. Миронов Р. А., Забежайлов М. О., Бородай С. П. Определение показателей поглощения, рассеяния и излучательной способности кварцевой керамики по измеренным спектрам коэффициента диффузного отражения в диапазоне длин волн 0,5–5 мкм // Тепловые процессы в технике. 2013. Т. 5, № 6. С. 262.
4. Миронов Р. А., Забежайлов М. О., Бородай С. П. Расчетно-экспериментальное определение температурной зависимости интегральной излучательной способности алюмооксидной керамики // Новые огнеупоры. 2014. № 10. С. 51.

5. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986.

6. Drolen B. L. Tien C. L. Independent and dependent scattering in Packed-Sphere systems // J. Thermophysics. 1987. Vol. 1, No. 1. P. 63.

---

УДК 532.517

## ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМОВ ГЕНЕРАЦИИ И ФИЗИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ СПИРАЛЬНО-ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ

**О. В. Митрофанова**

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия*

Проведены теплофизические и вычислительные эксперименты по выявлению механизмов генерации крупномасштабных вихреобразований при турбулентном течении жидкости в каналах сложной геометрии. Рассмотрены теоретические аспекты, касающиеся моделирования процессов вихревой генерации и аккумуляции энергии крупномасштабными вихреобразованиями для возможности предсказания катастрофических техногенных и природных явлений. Основной целью проводимых исследований является решение задач, направленных на повышение безопасности энергетических установок, а также предотвращение аварийных режимов, обусловленных возникновением акустических и резонансных эффектов.

В работе представлены результаты исследований, касающихся изучения:

- взаимосвязи крупномасштабного вихревого движения с акустическими эффектами в гидромеханических системах, а также с МГД-эффектами в электропроводных средах;
- топологической инвариантности устойчивых спирально-вихревых образований;
- условий формирования крупномасштабных вихревых и закрученных течений в элементах ядерно-энергетических установок и теплоэнергетического оборудования (в частности, явления самопроизвольной закрутки потока и генерации крупномасштабных вихрей в коллекторных системах ядерных реакторов на быстрых нейтронах);
- параметров акустических колебаний, возникающих при генерации устойчивых вихреобразований (необходимо для предотвращения развития вибраций и резонансных эффектов);
- явления акустической кавитации и других механизмов трансформации механической энергии высокоскоростных потоков при вихре-волновых процессах;
- механизмов аккумуляции энергии крупномасштабными вихреобразованиями.

Экспериментальные исследования процесса формирования вихревой структуры потока в канале переменного сечения проводились на гидродинамическом стенде с использованием метода регистрации акустических колебаний и оптических средств визуализации вихревой структуры потока. Был изготовлен рабочий участок, позволяющий варьировать геометрию проточной части канала и закручивающих устройств, служащих генераторами вихрей или создающих закрутку потока в масштабе всего канала.

В начале рабочего участка, представляющего собой круглую трубу с переменным сечением, был установлен левовинтовой шнек, который создавал крупномасштабную закрутку на входе в канал. Первый участок трубы длиной 312 мм имел круглое сечение диаметром  $D = 47$  мм. Второй участок длиной 62 мм представлял собой конфузур с углом

45°, переходящий в узкий цилиндрический канал с круглым сечением диаметром  $d = 5$  мм и длиной 44 мм. Геометрия третьего участка длиной 750 мм была аналогична геометрии первого участка. Общая длина рабочего участка составляла 1124 мм. В качестве рабочего тела использовалась вода. Число Рейнольдса изменялось в диапазоне  $Re = 7.5 \cdot 10^3 - 1.5 \cdot 10^5$ .

С помощью разработанного приборного комплекса для регистрации акустических сигналов были проведены эксперименты по выявлению собственных частот рабочего контура, исследованию изменения поля локальной завихренности в канале переменного сечения и по визуализации вихревой структуры течения. Тепловые измерения проводились с помощью термопар, установленных по длине рабочего участка. Амплитудно-частотные характеристики регистрируемых акустических колебаний снимались в различных точках рабочего участка при различных расходах рабочего тела и соответствовали звуковой области спектра.

При реализации режима акустической кавитации в зоне выхода потока из узкого сечения в расширяющуюся часть канала экспериментально был выявлен эффект более существенного повышения температуры воды по сравнению с увеличением температуры на том же участке в докавитационном режиме при меньших расходах при одинаковой температуре воды перед входом в сужающуюся часть канала.

Численное моделирование проводилось при помощи программного пакета ANSYS Fluent с использованием уравнения энергии, модели турбулентности  $k$ - $\omega$  SST и модели невязкой жидкости. При расчете с помощью модели  $k$ - $\omega$  SST было получено, что вихревая структура течения после выхода из зоны узкого проходного сечения не зависит от направления начальной закрутки потока. В то же время при использовании модели невязкой жидкости было выявлено изменение направления вращения потока после его прохождения через узкую часть канала, что соответствует экспериментам с изменением направления начальной закрутки потока на входе в рабочий участок.

Следует отметить также большое расхождение в результатах численного моделирования в зависимости от применяемой расчетной модели для такого важного параметра, с точки зрения описания вихревой структуры потока, как спиральность. Этот факт может быть проиллюстрирован сравнением результатов расчетов, представленных на рис. 1.

На рис. 2 представлены результаты численного расчета, полученные при использовании модели невязкой жидкости для распределений спиральности в различных сечениях канала, расположенных ниже по потоку от выхода из узкой части канала. Иллюстрации показывают, что после выхода из узкого канала поток разбивается на два вихря с различной киральностью (направлением вращения вдоль распространения течения). При этом система, состоящая из этих двух вихрей, вращается в противоположную сторону от направления начальной закрутки потока после шнека.

Использование предложенного в работе [1] термодинамического подхода, в котором рассматривается аналогия между фазовым переходом второго рода и возникновением неустойчивости, дает возможность выявить универсализм развития неустойчивостей, характерный для неравновесных переходов диссипативных структур к новым, энергетически более выгодным формам при изменении внешних условий. В монографии [1] показано, что термодинамическое состояние конденсированных сред может определяться их внутренней симметрией. Характеристикой внутренней симметрии является параметр порядка, являющийся термодинамической величиной, связанной со степенью нарушения симметрии и определяющей «дальний порядок» в объеме среды. Параметр порядка равен нулю в среде с полной внутренней симметрией и спонтанно возникает при понижении симметрии.

Поскольку выбор параметра порядка, который может быть как скалярной, так и векторной, и тензорной величиной, не ограничен и должен отражать какое-либо физическое свойство среды, связанное с ее упорядоченностью, в качестве параметра порядка при

спирально-вихревым (закрученном, вращательно-поступательном) движении жидкости может быть выбран параметр спиральности  $H$  [2]:  $H = \vec{u} \cdot \vec{\omega} \neq 0$ , где  $\vec{u}$  – локальная скорость потока,  $\vec{\omega} = \text{rot } \vec{u}$  – вектор вихря скорости в данной точке потока. Данное определение дает возможность применить параметр спиральности к описанию организованной структуры движущихся текучих сред, рассматривая его как локальный инвариант вихревого движения.

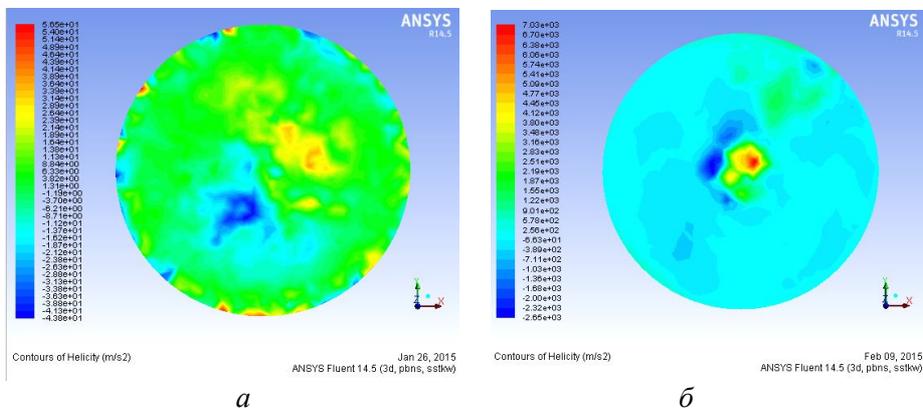


Рис. 1. Распределение спиральности на расстоянии 2 калибра после выхода из узкого сечения канала, полученное с использованием: *a* – модели турбулентности k-omega SST, *б* – модели невязкой жидкости

В качестве модельной структуры, характеризующей устойчивую форму спирально-вихревого движения, был выбран объем жидкости, обладающий постоянством интенсивности завихренности при винтовом движении текучей среды и ограниченный поверхностью, соответствующий тору, имеющему двойное вращение во взаимно перпендикулярных плоскостях. При рассмотрении такой модели движения жидкости показано, что топология устойчивой формы спирально-вихревых образований обладает структурным подобием, зависящим от интенсивности завихренности локализованного вихревого движения.

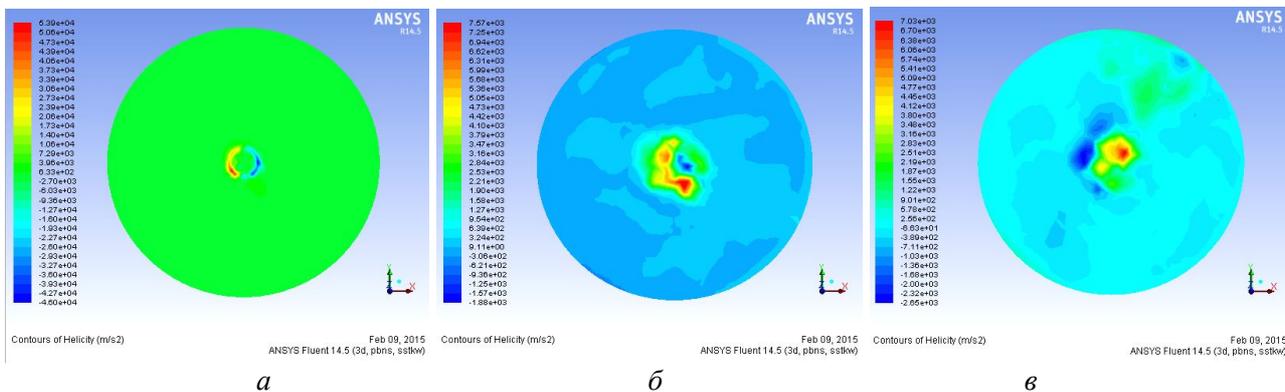


Рис. 2. Распределения спиральности, полученные при помощи модели невязкой жидкости на расстоянии: *a* – 1.2 калибров после выхода из узкой части канала, *б* – 1.6, *в* – 2.0

На основе использования термодинамического подхода, выводов теории устойчивости и метода анализа размерностей получены аналитические зависимости, определяющие соотношения между геометрическими размерами и частотами вращения в трехмерных спирально-вихревых образованиях. Предпринятые экспериментальные исследования по выявлению топологической инвариантности устойчивых спирально-вихревых образований подтверждают полученные теоретические результаты.

В частности, были проведены эксперименты по определению амплитудно-частотных характеристик акустических колебаний, регистрируемых при истечении импактного

закрученного потока воздуха из вихревой камеры. В опытах варьировались геометрические параметры преград в виде круглых дисков, из которых определяющим являлся их диаметр  $D$ . Использовались преграды с размерами  $D$  от 30 мм до 90 мм (с шагом увеличения диаметра 10 мм). Диапазон чисел Рейнольдса  $Re$ , определяемых по расходной скорости потока в области выходного отверстия вихревой камеры, составлял  $Re = 1.7 \cdot 10^4 - 2.3 \cdot 10^4$ .

Во всех экспериментах с незакрепленной преградой при различных диаметрах преграды был выявлен эффект саморегулирования акустических колебаний, связанный с достижением предельного расхода закрученного потока воздуха. Понятие предельного расхода введено на основании открытия [3], в котором было установлено, что скорость поступательного движения закрученного потока жидкости не может превосходить критического значения, равного скорости распространения длинных центробежных волн.

Амплитудно-частотные характеристики, иллюстрирующие эффект саморегулирования, получены при установившемся расходе воздуха, близкого к предельному значению, для двух режимов течения: докритического, имеющего место при формировании устойчивой спирально-вихревой структуры потока, и следующего за ним с задержкой в несколько секунд критического режима течения, соответствующего непосредственно эффекту саморегулирования, т. е. резонансному усилению амплитуды собственной частоты гидромеханической системы за счет поглощения энергии акустических колебаний, генерируемых вихревой структурой потока.

Характер изменения амплитуды акустических колебаний во времени указывает на то, что полученные во всех опытах осциллограммы являются результатом сложения двух колебаний, частоты которых характеризуются максимальной амплитудой. Визуализационная картина, полученная с помощью нанесения вязкой суспензии на поверхность преграды, представляет собой результат наложения множества стационарных картин, соответствующих фигурам Лиссажу, образующимся при сложении двух взаимно-перпендикулярных колебаний, определяющих форму «тонкой» спирально-вихревой структуры течения.

Особый интерес вызывают расчетные и экспериментальные результаты, указывающие на существование зоны подсоса воздуха из внешней среды. Локализация этой зоны связана с расположением области выхода истекающего из-под преграды потока воздуха. В этом месте возникают интенсивные пульсации скорости и давления, которые распространяются в окружающую среду в виде звуковых волн.

Для исследования механизма генерации вихревого движения в электропроводных средах, находящихся в постоянном магнитном поле, использовалась экспериментальная установка с варьируемой геометрией рабочего участка, зависящей от конфигурации приложенного магнитного поля. На основе обобщения результатов экспериментов предложена физическая модель вихревого течения, генерируемого в электропроводной среде, находящейся в постоянном неоднородном магнитном поле, при различной взаимной ориентации силовых линий электрического и магнитного полей.

В результате выполненных экспериментальных и теоретических исследований показано, что спиральность, как характеристика меры снижения симметрии движущейся среды, связанная с ее упорядоченностью, является не только инвариантом вихревого движения невязких сред, но и может быть использована в качестве параметра порядка для описания геометрического подобия устойчивых спирально-вихревых структур в нейтральных и электропроводных жидкостях.

Работа выполнена при поддержке Программы по развитию системы ведущих научных школ: НШ-878.2012.8, гранта РФФИ 13-08-00020-а и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

## Литература

1. Новиков И. И. Термодинамика спинодалей и фазовых переходов. М.: Наука, 2000. – 165 с.
  2. Митрофанова О. В. Гидродинамика и теплообмен закрученных потоков в каналах ядерно-энергетических установок. М.: Физматлит, 2010. – 288 с.
  3. Новиков И. И., Скобелкин В. И., Абрамович Г. Н., Клячко Л. А. Закономерность расхода жидкости в закрученном потоке. Гос. реестр открытий. Открытие № 389 от 18.10.1990 г.
- 

УДК 539.2

## ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В МАССИВНОМ ТЕЛЕ ПРИ НАГРЕВЕ ЕГО НЕПРЕРЫВНЫМ КОЛЬЦЕВЫМ ИСТОЧНИКОМ ТЕПЛА

В. А. Пинскер

*АО «Корпорация «ВНИИЭМ», г. Москва, Россия*

Рассмотрена нестационарная пространственная осесимметричная задача расчёта квазистатических полей несвязанных термических напряжений в однородном и изотропном линейно-упругом полупространстве, нагреваемом непрерывно действующим линейным источником тепла постоянной интенсивности, расположенным на его поверхности и имеющим форму окружности. Тепловой поток равномерно распределён по её длине. Граница полупространства вне линии нагрева считается теплоизолированной и свободной от нормальных и касательных напряжений. Внутренние массовые силы отсутствуют. Подобные источники нагрева на поверхности тел формируются, например, при фокусировке лазерного излучения тороидальными зеркалами, при дуговой сварке электродами с полым катодом или при нагреве раскалёнными тонкими проволочками, имеющими форму узкого кольца.

Термоупругие поля, возникающие в твёрдых телах при нагреве полым двусвязным источником тепла имеют принципиальные отличия от аналогичных хорошо изученных полей, образующихся в результате нагрева сплошными источниками тепла (такими, как дисковый, гауссов и т. д.). Среди качественно новых эффектов, не встречающихся при воздействии сплошного теплового потока, следует отметить появление дополнительных областей отрицательных осевых напряжений и положительных напряжений сдвига внутри ненагреваемой части поверхности, скачкообразное изменение радиального напряжения непосредственно на источнике тепла в момент его включения, разнонаправленное движение термоупругих полей в начальный период действия теплового источника и последующее изменение направления их перемещения, а также немонотонное изменение кривизны свободной поверхности в процессе нагрева.

Введём цилиндрическую систему координат  $O r z$ , где радиальная ось  $r$  лежит на поверхности тела, вертикальная ось  $z$  перпендикулярна к ней и направлена вглубь полупространства, а начало координат (точка  $O$ ) совпадает с геометрическим центром источника тепла, начинающего действовать в момент времени  $t = 0$ .

Точное аналитическое решение краевой задачи с граничным условием второго рода для температурного и термоупругих полей в нагреваемом полупространстве, получено в [1–4] с помощью потенциала перемещений Гудьера и функции Лява.

Для начального момента времени рассчитано и построено точное асимптотическое распределение осевого напряжения. На рис. 1 показано, что поле состоит из двух областей

сжатия, разделённых промежуточной областью растяжения. Все три области граничат друг с другом на линии нагрева. С течением времени внутренняя граница раздела начинает двигаться по направлению к центру (рис. 2), а примыкающая к началу координат область отрицательных значений постепенно сжимается и исчезает при  $\tau = 0.1587$ . Продолжительность существования этой области определяется аналитически из соотношений инверсии Кельвина и полученной ранее асимптотики для точечного источника тепла. Область растягивающих осевых напряжений по мере нагрева постоянно увеличивается, тогда как граница внешней области сжатия с течением времени постепенно перемещается от центра к периферии. Отметим, что направление движения поля изобар меняется в течение нагрева. Так, например, координата максимума растягивающего напряжения на оси симметрии, равная 1.885 при  $\tau = +0$ , затем уменьшается, достигая наименьшего значения  $x = 1.464$  в момент времени  $\tau = 0.2$ , после чего начинает возрастать по мере дальнейшего нагрева. Отметим, что функция  $\sigma_{xx}(\rho, x, +0)$  является бигармонической.

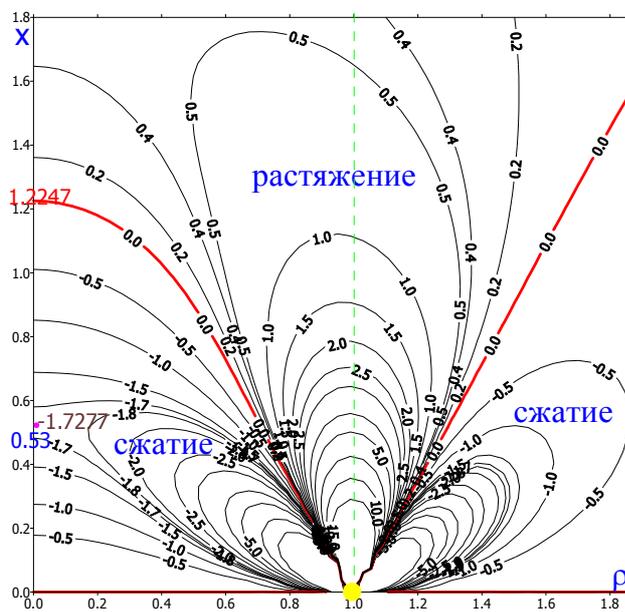


Рис. 1. Поле осевого напряжения в начале нагрева

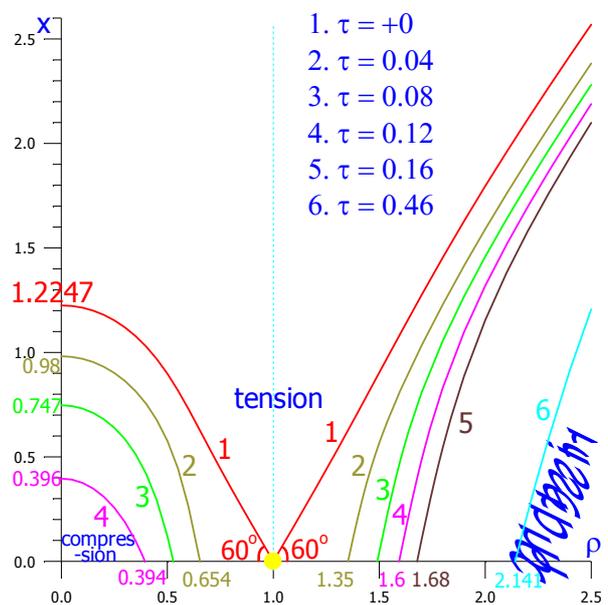
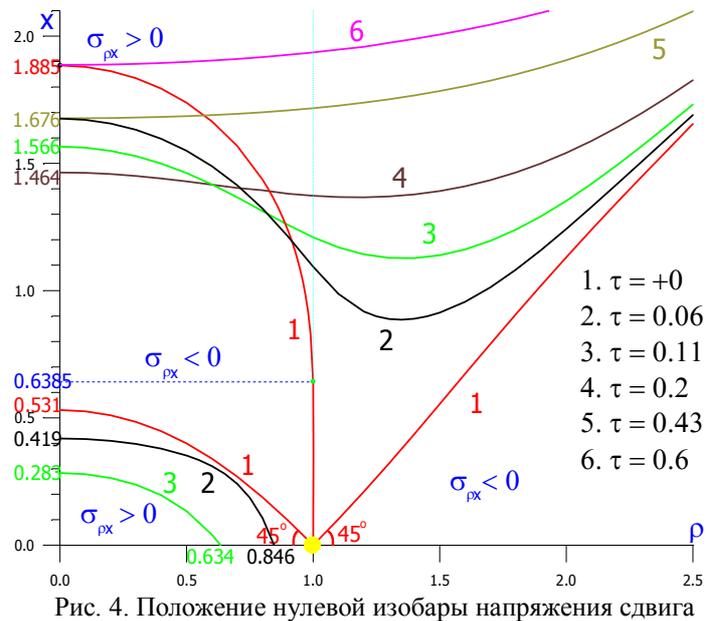
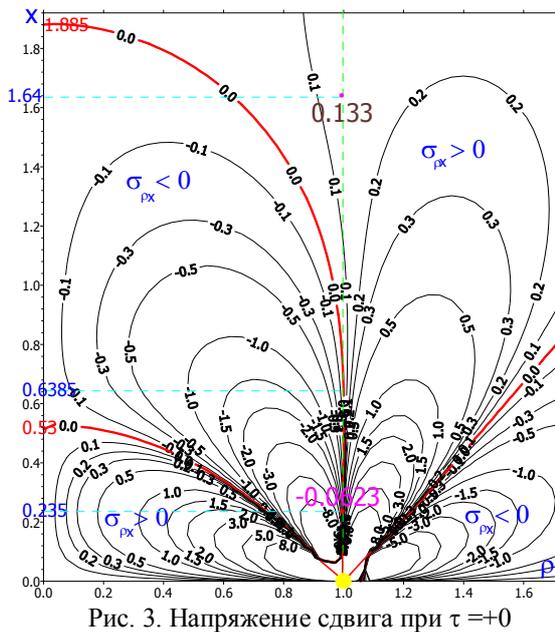


Рис. 2. Положение нулевой изобары напряжения  $\sigma_{xx}$

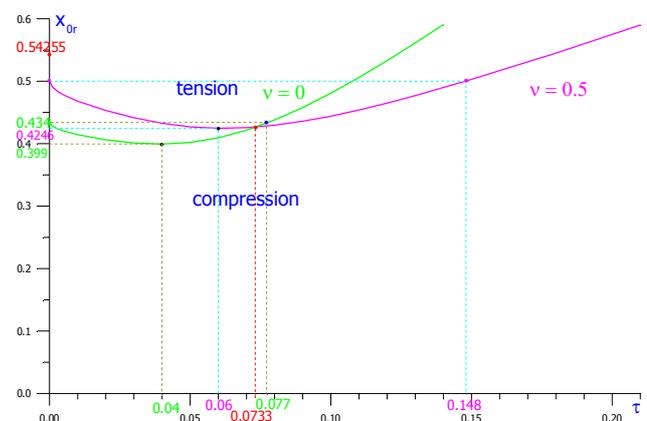
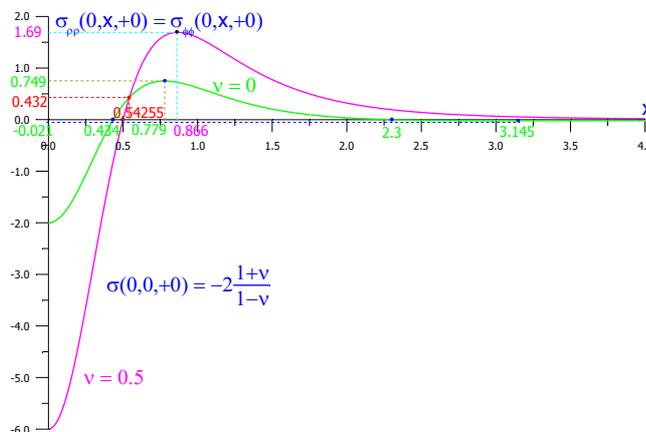
Для начального момента времени в [5] найдено точное асимптотическое распределение напряжения сдвига. Показано, что поле состоит из четырёх чередующихся областей – двух областей положительных значений и двух – отрицательных (рис. 3). Далее области отрицательных значений смыкаются и с течением времени внутренняя граница раздела начинает двигаться по направлению к началу координат, а примыкающая к центру зона положительных напряжений постепенно уменьшается и исчезает при  $\tau = 0.1587$ , синхронно с аналогичной внутренней областью осевого напряжения с той лишь разницей, что они различаются по форме: зона  $\sigma_{xx}$  вытянута в осевом направлении, тогда как зона  $\sigma_{\rho x}$  – в радиальном (рис. 4). Внешняя граница области отрицательных значений напряжения сдвига при  $\rho \geq 1$  монотонно удаляется от свободной поверхности, причём абсолютные значения постепенно убывают, стремясь к нулю и при  $\tau \rightarrow \infty$  компоненты  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{\rho x}$  исчезают.

В работе [5] получено точное выражение для радиальной и осевой компонент вдоль оси симметрии в начальный момент времени в замкнутом виде. Графики распределения, однотипные для всех значений  $\nu$ , приведены на рис. 5. Отметим, что в ходе дальнейшего нагрева имеет место феномен смены направления движения фронта изобар «растяжение-сжатие» внутри нагреваемой области. Изобара, соответствующая нулевому значению напряжений первоначально приближается к свободной поверхности, в некоторый момент

времени достигает наименьшей глубины, после чего меняет направление движения и удаляется от свободной поверхности (рис. 6).



В работе [6] как для радиальной, так и для окружной компонент доказано существование поверхностей вращения, вдоль которых у каждой из них исчезает зависимость от коэффициента Пуассона, т. е. все изобары, имеющие произвольные значения  $v$  будут проходить через определённую линию на этой поверхности, соответствующую заданному уровню напряжения. Рассмотрены примеры пересекающихся изобар для некоторых значений напряжения. Рассчитаны интервалы напряжений, а также максимальные и минимальные координаты этих поверхностей пересечений изобар для обеих компонент, определены форма и законы перемещения этих поверхностей с течением времени, найдены интервалы напряжений, внутри которых наблюдается подобный эффект. Обе они начинаются на оси симметрии в точке, лежащей на глубине  $x = 0.54255$ , при значениях компонент  $\sigma_{\rho\rho} = \sigma_{\varphi\varphi} = 0.432\tau$  (рис. 5), т. е. в области растяжения, и заканчиваются на бесконечном удалении от источника тепла при нулевых напряжениях.



У аналитически рассчитанного в [1–4] нестационарного профиля свободной поверхности, возникающего вследствие термических деформаций обнаружен немонотонный

характер изгиба контура границы в процессе нагрева. Определены его асимптотические приближения при малых и больших значениях радиальной координаты. Для этого в соответствии с алгоритмом, изложенным в [1–4] найдено радиальное распределение осевой компоненты вектора упругих перемещений на границе. Профиль имеет форму гладкой кривой, монотонно возрастающей от центра до точки максимума, которая всегда лежит внутри нагреваемой окружности, и монотонно убывающей вне её. На рис. 7, 8 показано, что при  $0 < \tau \leq 0.195$  контур внутри окружности «сгибается», а при  $\tau > 0.195$  – «разгибается», стремясь к плоской форме при  $\tau \rightarrow \infty$ . С течением времени абсолютная величина нормального смещения неограниченно возрастает и при  $\tau \rightarrow \infty$  стационарной формы искривленного контура поверхности не существует.

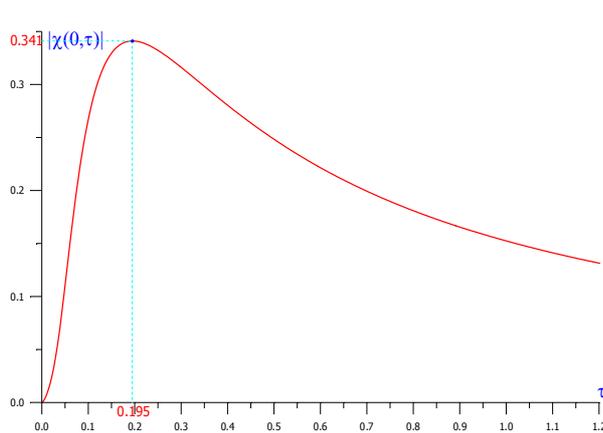


Рис. 7. Кривизна контура в центре

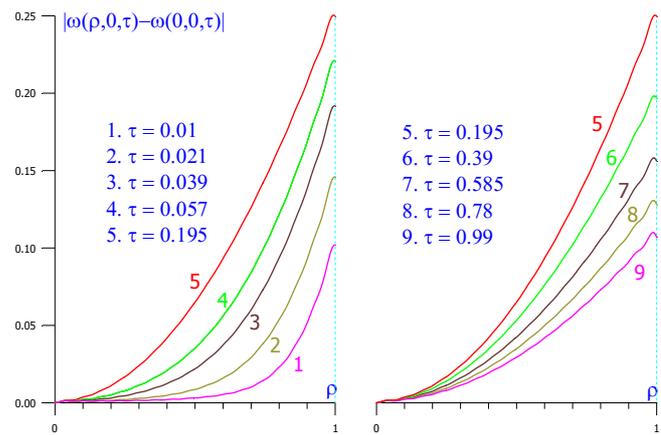


Рис. 8. Эволюция профиля свободной поверхности с течением времени

Выражения для осевого перемещения и кривизны поверхности в центральной точке найдены в замкнутом виде [5]. Отметим, что, зная динамику смещения границы, можно в каждый момент времени рассчитать фокальное расстояние образовавшегося термического зеркала которое при частичном отражении падающего излучения приводит к расфокусировке отражённого луча.

### Обозначения

$\rho$  – безразмерная радиальная координата;  $x$  – безразмерная осевая координата;  $\tau$  – безразмерное время;  $\nu$  – коэффициент Пуассона;  $\sigma_{ij}$  – безразмерные напряжения;  $\omega$  – безразмерное осевое смещение;  $\chi$  – кривизна деформированной поверхности.

### Литература

1. Пинскер В. А. Распределение нестационарных температурных и квазистатических термоупругих полей в полуограниченном теле, нагреваемом кольцевым поверхностным источником тепла // Тр. III Рос. нац. конф. по теплообмену. 2002. Т. 7. С. 220–223.
2. Pinsker V. A. Analytical Study of Quasistatic Thermoelastic Fields in Half-Bounded Solid Heated by Circumferential Heat Source // Proc. of the Fifth Intern. Congress on Thermal Stresses and Related Topics, TS2003 / Eds by L. Librescu, P. Marzocca. 8–11 June 2003, Department of Engineering Science and Mechanics. Virginia Polytechnic Institute and State University. Blacksburg, Virginia, USA. Vol. 2. Pp. TA 631–634.
3. Пинскер В. А. Квазистатические термоупругие поля в полупространстве, нагреваемом поверхностным источником тепла в форме окружности // ММФ–2004: V Минский междунар. форум по тепло- и массообмену. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2004.

4. Pinsker V. A. Quasistatic Thermoelastic Fields in a Half-Space Heated by a Circular Surface Heat Source V.A. Pinsker // Heat Transfer Research. 2006. Vol. 36, No. 2. Pp. 149–163.

5. Pinsker V. A. Uncoupled Quasi-Steady Thermoelastic Stresses in Semispace Heated by Surface Circumferential Heat Source // Proceedings of the Seventh International Congress on Thermal Stresses, TS-2007 / Eds C. K. Chao and C. Y. Lin. 4–7 June, 2007. National Taiwan University of Science and Technology, Taipei, Taiwan, 2007. Vol. 1. Pp. 409–412.

6. Пинскер В. А. Термонапряжения в полугограниченном упругом теле, нагреваемом поверхностным источником тепла в форме окружности // XI Всерос. съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики. 20–24 августа 2015 г. Аннотации докладов. Казань, 2015. С. 3001–3003.

---

УДК 629.788:536.2

## **ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТА ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ ПЕРСПЕКТИВНОГО МНОГОРАЗОВОГО СПУСКАЕМОГО АППАРАТА КАПСУЛЬНОГО ТИПА**

**П. В. Просунцов, А. В. Шуляковский, Н. Ю. Тараскин**

*Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана,  
г. Москва, Россия*

В России и за рубежом в настоящее время пристальное внимание уделяется проектам исследовательских космических экспедиций к другим планетам и спутникам Солнечной системы. Для реализации таких экспедиций предполагается использование космических кораблей (КК) как в автоматическом, так и в пилотируемом вариантах. Согласно данным NASA (США) начало пилотируемых полетов для КК «Orion» запланировано на 2021 г. [1], а для КК «Dragon» и «Starliner» уже на 2017 г. [2, 3]. Для отечественной перспективной пилотируемой транспортной системы, чьей разработкой занимается ОАО РКК «Энергия» им. С. П. Королева, начало пилотируемых полетов запланировано на 2024 г. [4]. Для возвращения на Землю таких экспедиций предполагается использовать многоразовые спускаемые аппараты (СА) капсульного типа. Некоторые характеристики перспективных КК, где будут применяться СА капсульного типа, представлены в табл. 1 [1–4].

Следует отметить положительный опыт применения капсульных СА как у нас в стране – КК «Союз», так и за рубежом – КК «Меркурий», «Джемини», «Апполон». Основными преимуществами таких СА являются:

- снижение теплового потока, подводимого к фронтальной поверхности СА за счет формирования интенсивной ударной волны, связанной с большим радиусом кривизны теплозащитного экрана;

- возможность управления капсулой при спуске в атмосфере путем ее разворота по крену;

- аппарат имеет хорошее отношение внутреннего объема к площади поверхности и обеспечивает удобную внутреннюю компоновку;

- направление перегрузок благоприятно для экипажа как на участке выведения на орбиту, так и при торможении СА в атмосфере, а также при приземлении.

Таблица 1

Характеристики перспективных космических летательных аппаратов  
с СА капсульного типа

Название КК	ПШТС	«Orion»	«Dragon» V2	«Starliner»
Разработчик	РКК «Энергия»	Lockheed	SpaceX	Boeing
Начало летных испытаний (год)	2021	2014	2016	2017
Начало пилотируемых полетов (год)	2024	2021	2017	2017
Экипаж при полете на ОС (МКС), чел.	4	6	По контракту с NASA - 4; максимум - 7	По контракту с NASA - 4+1; максимум - 7
Экипаж при полете к Луне, чел.	4	4	-	-
Многозадачность	к Луне; к астероиду; к МКС; грузовая модификация	к Луне; к астероиду; к Марсу; к МКС; грузовая модификация	к МКС; грузовая модификация	к МКС; грузовая модификация
Стартовая масса, т	К Луне: 20 К ОС: 14.4	К Луне: 25 К МКС: 25	К МКС: 12	К МКС: 14
Груз на МКС, т	2	2.5	3.31	3.0
Срок активного существования	До 1 года	До 210 дней	До 2 лет	До 7 месяцев
Ракета - носитель	Ангара А5В; новая сверхтяжелая РН	SLS; Delta IV Heavy	Falcon	Atlas V; Delta IV Heavy; Falcon; Vulcan

Важнейшим элементом СА капсульного типа является система тепловой защиты (теплозащитный лобовой экран), поскольку вход его в атмосферу сопровождается интенсивным аэродинамическим нагревом (рис. 1). По оценкам специалистов NASA во время спуска в атмосфере Земли при возвращении СА с МКС, который занимает около 700 с, плотность тепловых потоков, воздействующих на аппарат, может достигать  $1.2 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup>, а температура на поверхности превышать 1900 °С [5].

При создании теплозащитных экранов СА могут использоваться как аблирующие материалы типа PICA и Avcoat, так и неразрушающиеся при воздействии внешнего теплового потока [5, 6]. В настоящее время исследуются различные комбинации аблирующих материалов пропитанных полимерными связующими с теплозащитными углерод-керамическими материалами (УККМ) и легковесными волокнистыми теплоизоляторами на основе тугоплавких оксидов; проводится оценка их весовой эффективности, толщины слоев теплозащиты СА.

В настоящей работе рассмотрен вариант теплозащитного многослойного неразрушаемого многоразового покрытия СА капсульного типа перспективного КК (рис. 2). Такое покрытие при минимальной массе должно обеспечивать температуру силовой конструкции из алюминиевого сплава не выше 175 °С. В качестве внешнего слоя используется монолитный УККМ, который служит для обеспечения герметичности и защиты от

эрозионного воздействия внешнего потока. Внутренние слои – это пакет из УККМ с различной пористостью и теплопроводностью, выполняющий теплозащитную и силовую функции, а также слой легковесного волокнистого изолятора на основе волокон  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{SiO}_2$ , блокирующий подвод тепла к силовой конструкции.

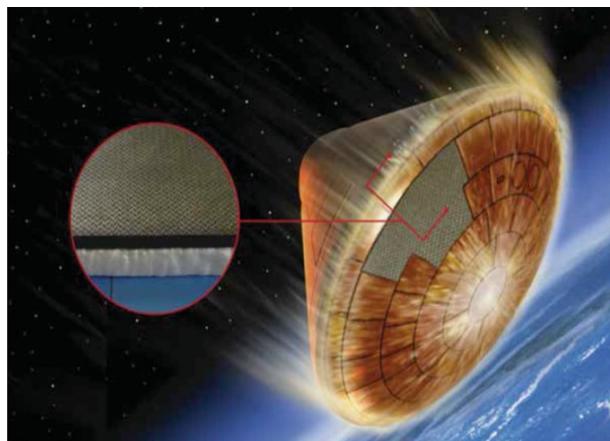


Рис. 1. Теплозащитный экран СА капсульного типа перспективного КК

Пористый УККМ включал в себя углеродное армирующее волокно и карбидкремниевую матрицу. В программном комплексе MSC.Digimat были построены геометрические модели представительного элемента микроструктуры УККМ на основе нетканого каркаса (модель 1) и при 0/90 регулярной укладке слоев (модель 2). Такие модели были созданы для микроструктур УККМ с остаточной пористостью от 20 до 50%. Эти модели применялись для выявления влияния пористости и типа укладки слоев на теплофизические свойства пористого УККМ.

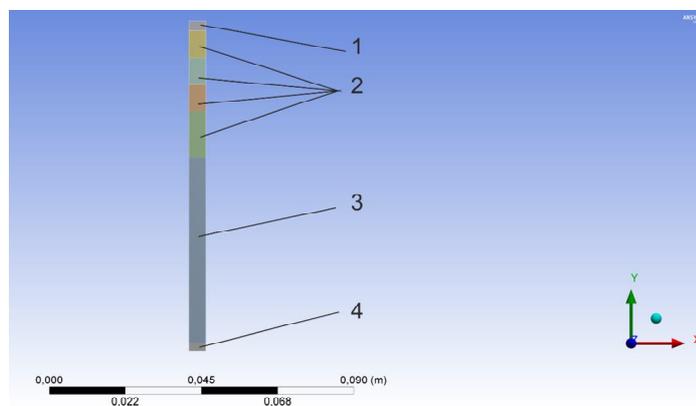


Рис. 2. Геометрическая модель элемента тепловой защиты СА: 1 – слой монолитного  $\text{SiC}$ ; 2 – УККМ с пористостью от 20 до 50%; 3 – слой теплоизолятора ALBF на основе керамических волокон; 4 – силовая конструкция из алюминиевого сплава

Разработанные геометрические модели УККМ экспортировались в программный комплекс конечно-элементного анализа ANSYS Workbench, где создавались конечно-элементные модели. Для определения коэффициентов теплопроводности УККМ на фронтальной и тыльной поверхностях представительного элемента микроструктуры задавались фиксированные, но различные значения температуры, рассчитывались температуры в этом объеме материала и значения тепловых потоков на поверхностях. Далее по закону Фурье находились искомые коэффициенты теплопроводности (рис. 3, 4). В расчетной модели 3, геометрическая модель которой также была построена в MSC.Digimat и экспортирована в ANSYS Workbench, в отличие от моделей 1 и 2 учитывались все механизмы передачи теплоты в пористой структуре – теплопроводность по каркасу и радиационный теплообмен в порах (рис. 5). Видно, что эффективный коэффициент теплопроводности УККМ с пористостью 50% существенно растет в области высоких температур.

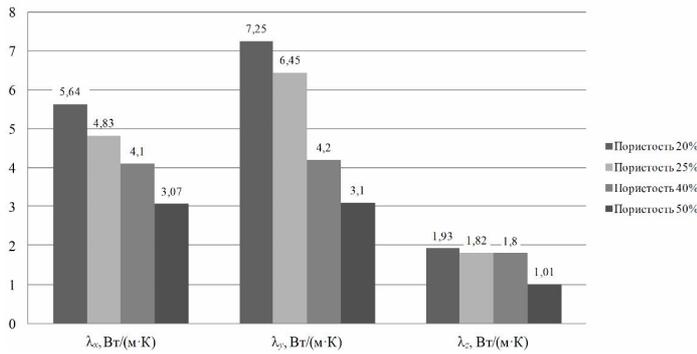


Рис. 3. Изменение коэффициентов теплопроводности УККМ на основе нетканого каркаса (модель 1) в зависимости от его остаточной пористости вдоль осей  $X$  и  $Y$  в плоскости армирования и вдоль оси  $Z$  в направлении, перпендикулярном плоскости армирования

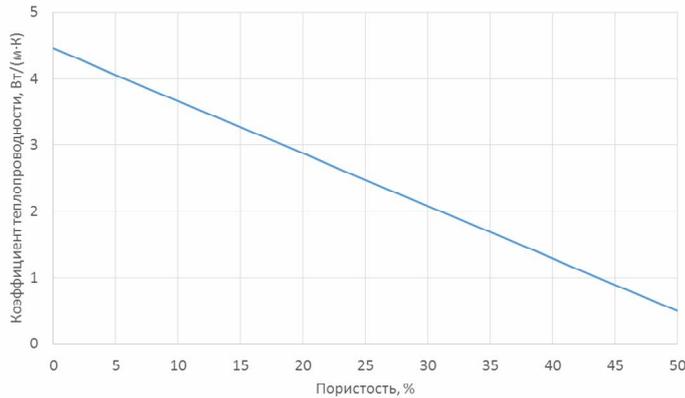


Рис. 4. Изменение коэффициента теплопроводности УККМ при 0/90 регулярной укладке слоев (модель 2) в зависимости от его остаточной пористости

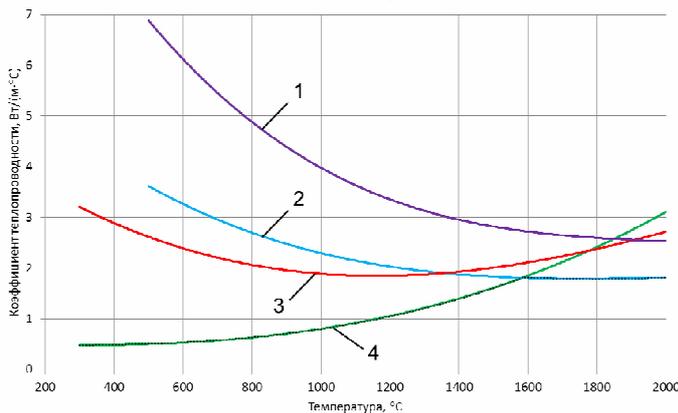


Рис. 5. Изменение эффективного коэффициента теплопроводности УККМ на основе нетканого каркаса (модель 3) с различной пористостью: 1 –  $P = 20\%$ ; 2 – 30; 3 – 40; 4 – 50

Далее в комплексе конечно-элементного анализа ANSYS Workbench было проведено численное моделирование температурного состояния элемента тепловой защиты СА для трех

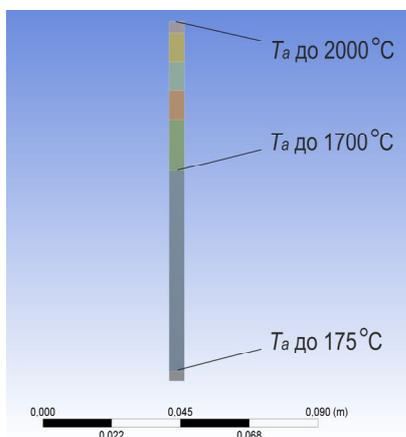


Рис. 6. Условия работы тепловой защиты перспективного СА капсульного типа

расчетных моделей УККМ. Недостающие исходные данные для слоев УККМ различной пористости и для монолитного слоя УККМ заимствовались из [7], для слоя волокнистого теплоизолятора ALBF – из [8]. Изменение внешнего теплового потока на поверхности элемента тепловой защиты задавалось по данным [5].

При тепловом проектировании максимальная температура силовой конструкции ограничивалась  $175^\circ\text{C}$ , а для волокнистого теплоизолятора ALBF максимальная температура принималась  $1700^\circ\text{C}$  (рис. 6). При моделировании варьировалась толщина слоев, пористость и теплопроводность УККМ, свойства волокнистого изолятора различных производителей.

В результате были определены толщины многослойного элемента тепловой защиты СА и проведена оценка его весовой эффективности для трех моделей УККМ. Так для моделей 1–3 с УККМ пористостью 20% толщина многослойного пакета составила 0.096, 0.08 и 0.081 м, а погонная масса 70.02, 45.38 и 46.92 кг/м<sup>2</sup> соответственно. Оценки для моделей с пористостью 50% по толщине пакета составили 0.084, 0.064 и 0.075 м, а по погонной массе – 41.14, 20.42 и 34.0 кг/м<sup>2</sup> соответственно.

По результатам оценки толщины и весовой эффективности элемента тепловой защиты следует отметить что для УККМ с пористостью 20% радиационный теплообмен в порах оказывает незначительное влияние, а для УККМ с пористостью 50% оно существенно возрастает. Так различие по толщине пакета для моделей 2 и 3 составило 17,2%, а по погонной массе – 66,5%.

Отдельные результаты настоящей работы получены в рамках работ по Соглашению о предоставлении субсидии № 14.577.21.0099 Министерством образования и науки Российской Федерации. Уникальный идентификатор прикладных научных исследований (проекта) – RFMEFI57714X0008.

### **Литература**

1. Orion flight test. Exploration flight test -1. – USA: Press Kit, 2014. – 28 с.
  2. <http://www.boeing.com/space/crew-space-transportation-100-vehicle>.
  3. <http://www.spacex.com/dragon>.
  4. [http://www.energia.ru/ptk\\_np](http://www.energia.ru/ptk_np).
  5. Preliminary Development of a Multifunctional Hot Structure Heat Shield / S.P. Walker, K. Daryabeigi, J.A. Samareh, S.C. Armand, S.V. Perino // 55th AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference, 2014, 10.2514/6.2014-0350. – 13 p.
  6. Kumar S., Mahulikar S. Selection of materials and design of multilayer light weight passive thermal protection system // J. of Thermal Science and Engineering Applications. 2015. October 2015. DOI: 10.1115/1.4031737.
  7. Резник С. В., Просунцов П. В., Михайловский К. В. Прогнозирование теплофизических и термомеханических характеристик пористых углерод-керамических композиционных материалов тепловой защиты аэрокосмических летательных аппаратов // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 3. С. 577–584.
  8. [www.zircarceramics.com](http://www.zircarceramics.com).
- 

УДК 536.23

## **ОБОБЩЕНИЕ ДАННЫХ ПО ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ СМЕСЕВЫХ ХЛАДАГЕНТОВ ДЛЯ РАСЧЕТА ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ**

**Е. П. Расчектаева, О. И. Верба, С. В. Станкус**

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

В теплообменном оборудовании современных установок получения тепла и холода широкое применение находят смесевые хладагенты на основе предельных галогено-содержащих углеводородов метанового, этанового и пропанового рядов. К настоящему времени зарегистрировано более 300 марок хладагентов и продолжается поиск новых составов. Прежде всего, это связано с возможностью оптимизировать эксплуатационные

характеристики хладагентов под конкретные условия работы оборудования с целью повышения его эффективности и экологической безопасности. Расчеты термодинамических циклов и процессов в тепломассообменных устройствах, а также оптимизации рабочих тел требует знания теплофизических свойств последних. Провести измерения свойств всех хладагентов не представляется возможным из-за их многообразия и трудоемкости теплофизического эксперимента, что делает актуальным разработку методов прогнозирования свойств. В данный момент решение этой задачи из "первых принципов" не представляется возможным из-за неполноты знаний, недостаточной адекватности моделей и огромных математических трудностей при их использовании. Поэтому широкое распространение получили подходы, основанные на теории подобия.

В данном докладе представлены результаты такой работы по предсказанию теплопроводности смесевых хладагентов в широком интервале температур паровой фазы и на линии конденсации. Исходной информацией являлись экспериментальные данные по теплопроводности смесей R-404a, R-406a, R-407c, R-409a, R-410a, R-415a, R-507a, R1 (61.5 мас.% R-227ea/38.5 мас.% R-134a), R2 (88.8/11.2), R3 (45/55), полученные в лаборатории за последние годы с погрешностью 1.5–2.5%. Все измерения теплопроводности были выполнены стационарным методом коаксиальных цилиндров. Подробно методика измерений и экспериментальная техника описаны в [1]. Измерительная ячейка состояла из двух вертикально расположенных соосных никелевых цилиндров: внешний длиной 140 мм, внутренний – 101.3 мм. Ширина кольцевого зазора между цилиндрами составляла  $0.366 \pm 0.005$  мм. Абсолютные температуры цилиндров и температурный перепад между ними измерялись медь-константановыми термодарами. Данная установка отличается от аналогов тем, что внутри измерительной ячейки не предусмотрены охранные нагреватели и другие устройства, предназначенные для компенсации утечек тепла с торцов внутреннего цилиндра и выравнивания температурного поля по его длине. Влияние свободных торцов в работе учитывалось введением поправок [1]. Тарировка установки проводилась на аргоне чистотой 99.998 об.%. Расхождение со справочными данными не превышало 1%. Перед началом эксперимента установка вакуумировалась до давления 150–225 мкПа. Для того, чтобы избежать изменения в составе смеси, заполнение измерительной ячейки происходило из жидкой фазы.

Традиционно, вне критической области, теплопроводность газов  $\lambda(T, p)$  представляется в виде

$$\lambda(T, p) = \lambda_0(T) + \Delta\lambda(p), \quad (1)$$

где  $T$  – температура,  $p$  – давление,  $\lambda_0$  – идеально-газовая теплопроводность (теплопроводность при  $p = 0.101325$  МПа),  $\Delta\lambda(p)$  – избыточная теплопроводность, зависящая от давления или плотности  $\rho$ . На рис. 1 приведены все экспериментальные данные по  $\lambda_0$  в приведенных координатах. Здесь  $T_r = T/T_m$ ,  $T_m = 0.9 T_c$ ,  $T_c$  – критическая температура,  $\lambda_{0r} = \lambda_0(T)/\lambda_0(T_m)$ . Данные для всех хладагентов укладываются на одну аппроксимационную зависимость:

$$\lambda_{0r} = 0.0307 + 0.366 \cdot T_r + 0.605 \cdot T_r^2 \quad (2)$$

со среднеквадратичным отклонением в 0.85%. Аналогично данные для теплопроводности на линии конденсации  $\lambda_d$  описываются уравнением

$$\lambda_{dr} = 3.188 - 7.033 \cdot T_r + 4.846 \cdot T_r^2 \quad (3)$$

со среднеквадратичным отклонением в 1.5%, где  $\lambda_{dr} = \lambda_d(T)/\lambda_d(T_m)$ .

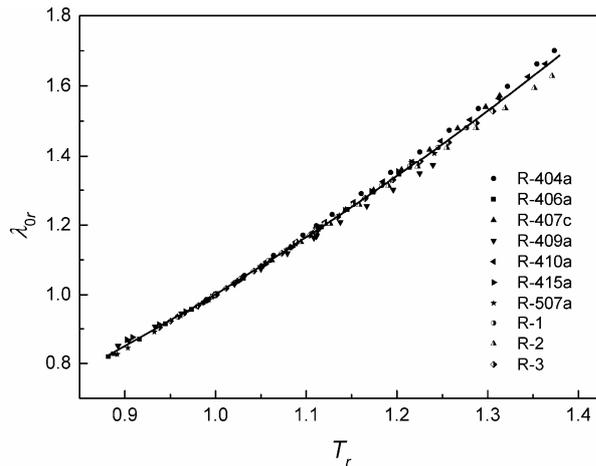


Рис. 1. Идеально-газовая теплопроводность хладагентов

Избыточная теплопроводность хладагентов представлена на рис. 2.

Со среднеквадратичным отклонением в 0.75% (относительно  $\lambda$ ) данные для всех хладагентов во всем интервале измерений описываются уравнением

$$\lambda(T, p) - \lambda_0(T) = -0.109 + 14.92 \cdot \rho_r, \quad (4)$$

где приведенная плотность определена как  $\rho_r(T, p) = \rho(T, p)/\rho_c$ ,  $\rho_c$  – критическая плотность.

При получении обобщающих зависимостей величины критических параметров хладагентов рассчитывались по данным для чистых компонентов в критической точке, используя правила смешения Ли и Кеслера, а плотность паровой фазы – на основе теории термодинамического подобия по уравнению состояния Бенедикта – Вебба – Рубина в модификации Ли – Кеслера. Данные для чистых компонентов взяты из [2].

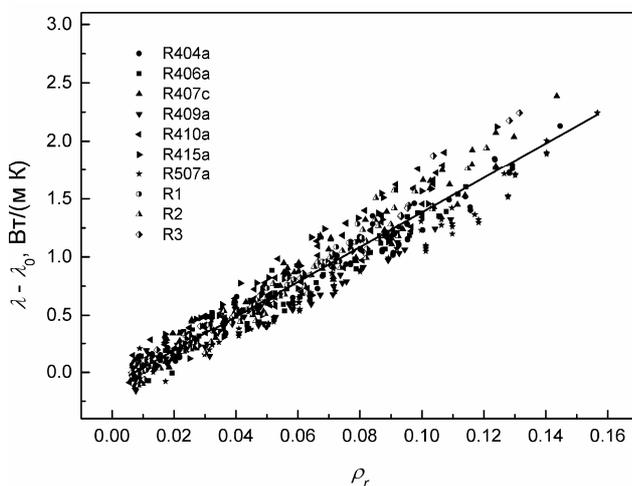


Рис. 2. Избыточная теплопроводность хладагентов

Сопоставление результатов расчетов по уравнениям (1)–(4) с экспериментальными данными показало, что среднеквадратичное отклонение для всех хладагентов лежит в пределах 0.4–2.1%, что не превышает оцениваемых погрешностей измерений. Таким образом, полученные обобщающие зависимости позволяют оценивать теплопроводность паровой фазы смесевых хладагентов в широком интервале параметров состояния и на линии конденсации с высокой точностью. При этом достаточно только экспериментальных данных по критическим параметрам и факторам ацентричности (или температурам кипения) чистых компонентов и результатам измерений теплопроводности хладагента для одной температуры при давлении 0.101 МПа.

### Обозначения

$T$  – температура, К;  $p$  – давление, МПа;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, мВт/(м·К);  
 $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>.

### Литература

1. Верба О. И., Груздев В. А. Теплопроводность гексафторпропана HFC 227ea // Теплофизика и аэромеханика. 2002. Т. 9, № 3. С. 467–476.
  2. Lemmon E. W., McLinden M. O., and Huber M. L. NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 8.0, National Institute of Standards and Technology, Standard Reference Data Program, Gaithersburg, Maryland, 2002.
- 

УДК 629.78-03, 620.2(15)

## МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕПЛООВОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ ЛЕГКОГО ФОРМО-РАЗМЕРОСТАБИЛЬНОГО РЕФЛЕКТОРА КОСМИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ

**С. В. Резник, П. В. Просунцов, А. Д. Новиков**

*Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана,  
г. Москва, Россия  
sreznik@bmstu.ru*

Параболические рефлекторы зеркальных космических антенн широко применяются в системах космической связи. Наиболее важными эксплуатационными характеристиками рефлекторов являются малая погонная плотность и высокая размерная стабильность. При этом, с увеличением частоты работы антенны возрастают требования к точности профиля рефлектора [1].

Широкое распространение получили схемы с трёхслойными оболочками, состоящими из несущих слоёв, сотового заполнителя, расположенного между ними, и элементов каркаса. К таким конструкциям относится, например, рефлекторы, создаваемые компанией HPS GmbH. Данный тип рефлектора имеет высокие жесткостные показатели, но его весовые характеристики оставляют желать лучшего и составляют порядка 2,5 кг/м<sup>2</sup> [2].

Радикальное снижение погонной плотности рефлектора возможно при использовании тонкостенных гладких оболочек с различного рода усилениями конструкции (оребрением). К конструкциям данного типа относится сверхлёгкий углепластиковый рефлектор ULR Ka Mark 2, разработанный в ESA для миссий Artes 3 и Artes 4 [3]. Другой вариант схемы с гладкой оболочкой и оребрением устанавливался на спутники Artemis (рис. 1) [4].

Анализ отечественного и зарубежного опыта показал, что для создания сверхлёгких рефлекторов перспективной является схема, основанная на использовании тонкостенных оребрённых оболочек из углепластика. Использование такой схемы, по сравнению с традиционными трёхслойными конструкциями, позволяет существенно снизить погонную массу конструкции. Однако отсутствуют общепринятые подходы к проектированию конструктивно-компоновочной схемы тонкостенных оребрённых оболочек.

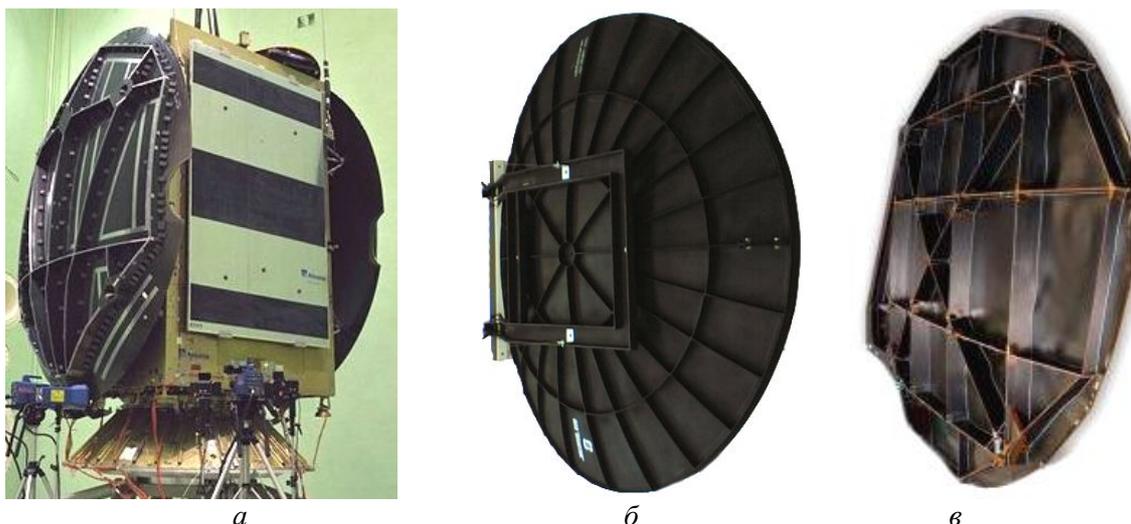


Рис. 1. Рефлекторы с гладкой оболочкой, созданные в Thales Alenia Space (Франция) (а), АО «Пластик» (Россия) (б), «Vanguard Space Technologies» (США) (в)

Для проектирования рефлектора использованы следующие исходные данные: диаметр (апертура) рефлектора – 1200 мм, фокусное расстояние – 500 мм, строительная высота рефлектора – 180 мм. Рассматривались две конструктивно силовые схемы (КСС) с оребрением на тыльной стороне рефлектора – с оребрением типа «пятиконечная звезда» (рис. 2) и «шестиконечная звезда» (рис. 3). Для каждой из двух схем были рассмотрены несколько вариантов КСС отличающихся своими основными параметрами, такими как толщина оболочки, высота и толщина ребер. При этом для всех вариантов выбирались параметры КСС, обеспечивающие возможно более близкую массу рефлектора. Кроме того, для рассмотрения была принята модель, имитирующая трёхслойную конструкцию с алюминиевыми сотами и углепластиковой оболочкой того же профиля (рис. 4).

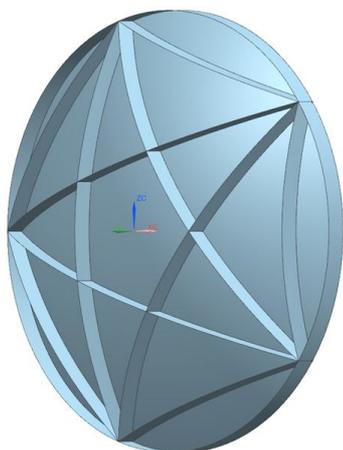


Рис. 2. КСС рефлектора с оребрением типа «пятиконечная звезда»

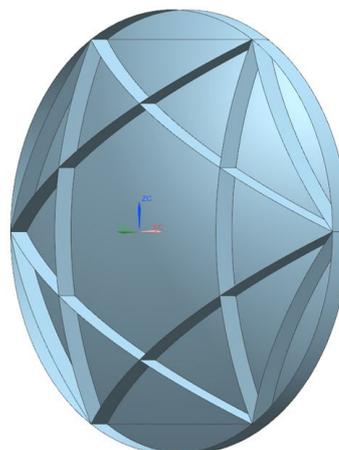


Рис. 3. КСС рефлектора с оребрением типа «шестиконечная звезда»

Рассматривался полет космического аппарата с рефлектором по геостационарной орбите в момент мартовского равноденствия. Считалось, что ось вращения параболической оболочки рефлектора направлена к Земле, а ее поперечная ось совпадает с вектором скорости аппарата. Было выявлено, что критическим, с точки зрения перепадов температуры и температурных деформаций, является момент поворота рефлектора вокруг своей поперечной оси относительно Солнца, что соответствует моменту времени 21 600 с.

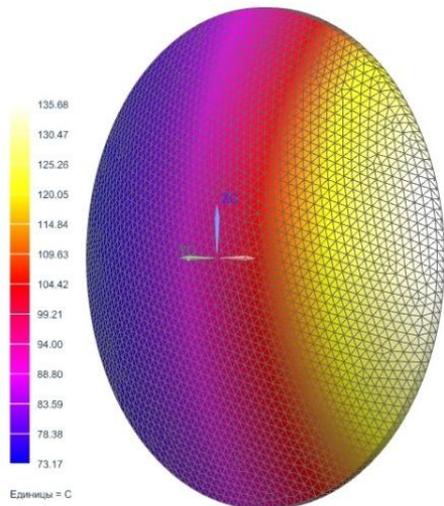


Рис. 4. Распределение температуры по поверхности рефлектора для трёхслойного варианта КСС

На рис. 5 и 6 представлены распределения температуры для вариантов КСС типа «пятиконечная звезда» и «шестиконечная звезда».

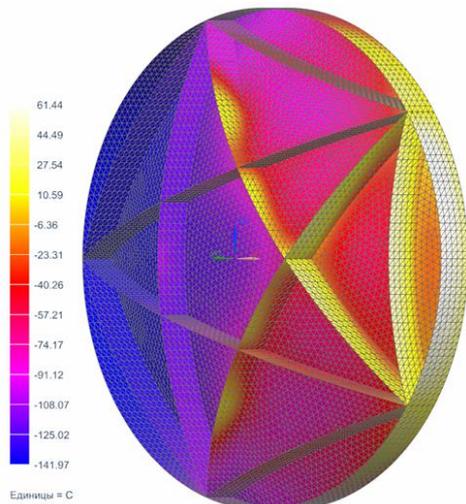


Рис. 5. Распределение температуры по поверхности рефлектора для варианта КСС «пятиугольная звезда»

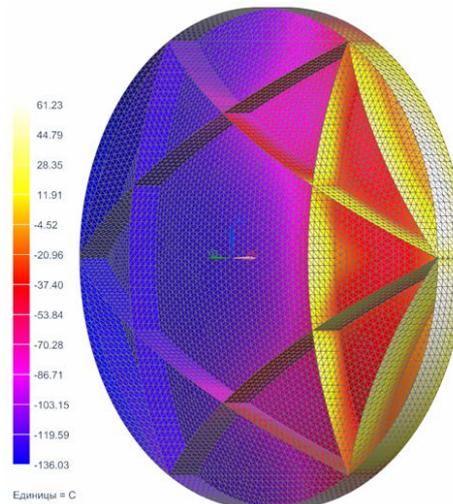


Рис. 6. Распределение температуры по поверхности рефлектора для варианта КСС «шестиугольная звезда»

Далее был проведен анализ напряженно-деформированного состояния рефлектора. Проведение моделирования напряженно-деформированного состояния невозможно без решения вопроса о характере закрепления рефлектора на космическом аппарате. Был рассмотрен ряд возможных вариантов закрепления рефлектора (рис. 7). Места закрепления обозначены на рис. 7 красным цветом: а) круговое закрепление, при котором рефлектор опирается на кольцевой адаптер; б) стоечное закрепление, при котором круговое ребро рефлектора опирается на вертикальные стойки ферменной конструкции; в) центральное закрепление, при котором рефлектор опирается на адаптер, контактирующий только с центральной частью конструкции; г) лучевое закрепление, при котором форма адаптера повторяет внутренний контур оребрения; д) рамочное закрепление, при котором форма адаптера повторяет внешний контур оребрения; е) точечное закрепление, при котором ферменный адаптер поддерживает отдельные точки на круговом ребре. Аналогичным образом были выбраны варианты закрепления рефлектора для КСС схемы «пятиконечная звезда».

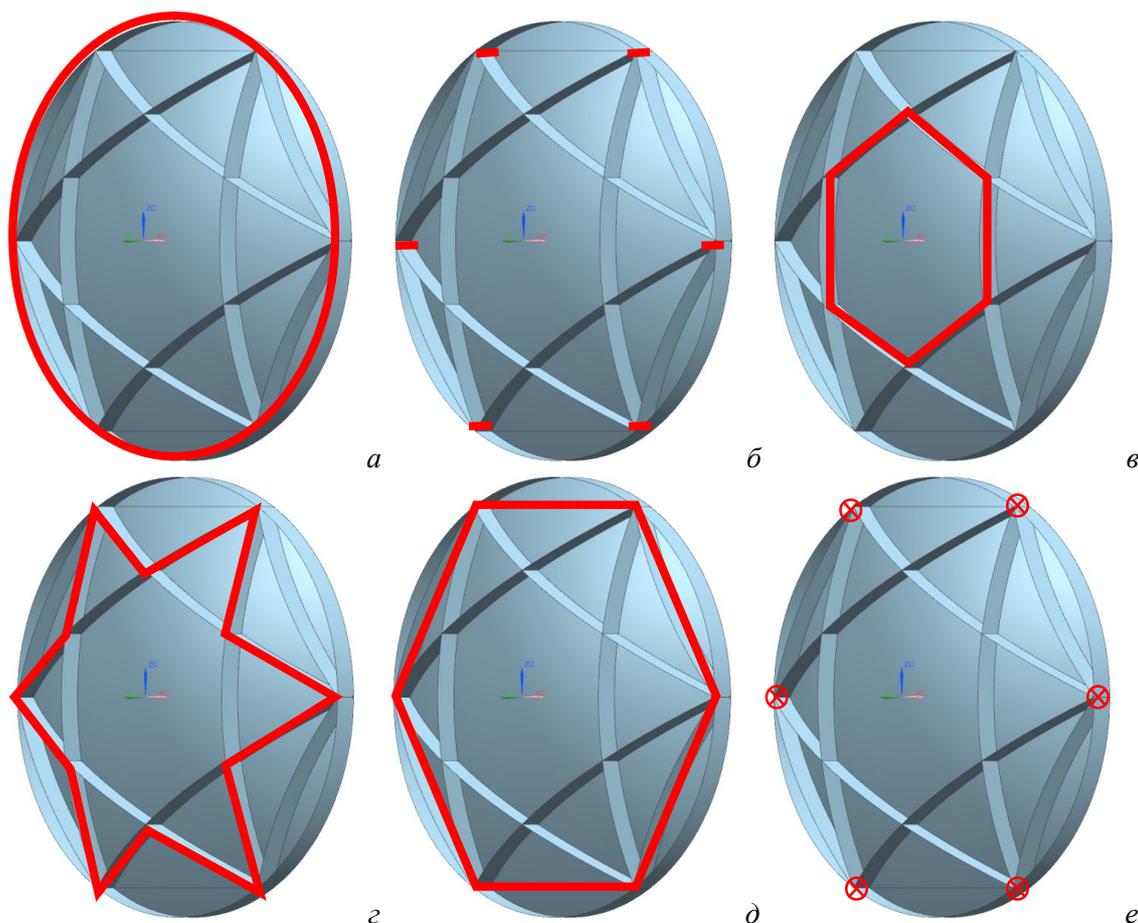


Рис. 7. Варианты закрепления рефлектора: а) круговое; б) стоечное; в) центральное; г) лучевое; д) рамочное, е) точечное

Анализ температурных деформаций при различных схемах закрепления показал, что наименьшие деформации возникают при использовании кругового и центрального закрепления (рис. 8 и 9).

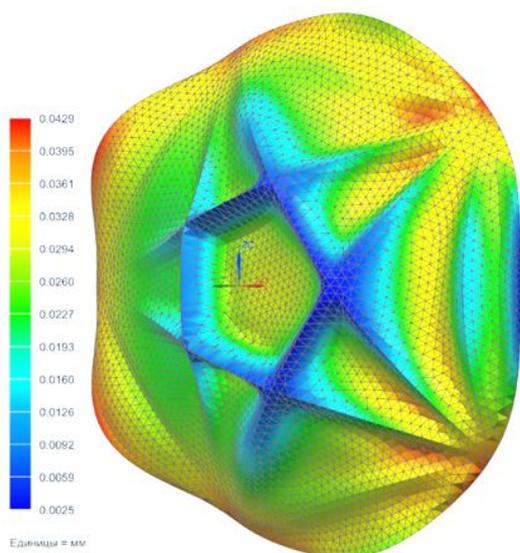


Рис. 8. Температурные деформации для варианта КСС «пятиугольная звезда» при центральном закреплении

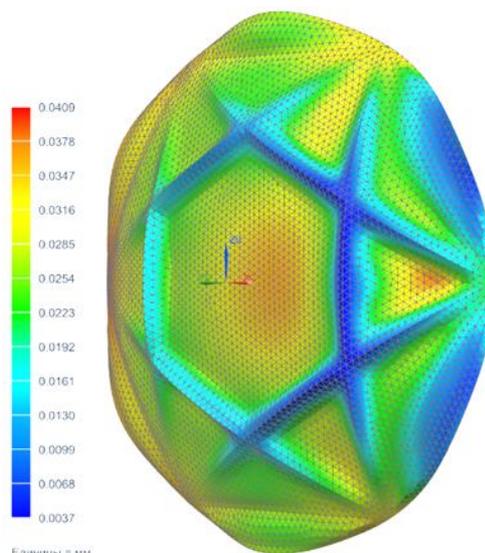


Рис. 9. Температурные деформации для варианта КСС «шестиугольная звезда» при центральном закреплении

В результате моделирования температурного и напряженно-деформированного состояния легкого формо-размеростабильного рефлектора космической антенны была выбрана КСС, обеспечивающая уровень термических деформаций рефлектора порядка 0,04 мм при погонной массе конструкции 1,6 кг/м<sup>2</sup>, что существенно превосходит погонную массу трехслойной оболочки, составляющей 2,8 кг/м<sup>2</sup>.

Отдельные результаты настоящей работы получены при финансовой поддержке в рамках соглашения с Министерством образования и науки Российской Федерации № 14.577.21.0114. Уникальный идентификационный номер проекта RFMEFI57714X0114.

### **Литература**

1. Hedgepeth J. M. Accuracy Potentials for Large Space Antenna Reflectors with Passive Structure // J. of Spacecraft and Rockets. 1982. No. 19(3). С. 211–217.
  2. Pfeiffer K. E. Highly stable CFPR antenna reflectors/ HPS GmbH. 2007.
  3. Advanced Data Relay and Technology Mission Satellite [Электронный ресурс]/Weebau. – 2009. – Режим доступа: <http://weebau.com/satellite/A/artemis.htm>.
  4. EUTELSAT 115 West B satellite gears up for launch [Электронный ресурс]/Eutelsat. – 2015. – Режим доступа: <http://news.eutelsat.com/pressreleases/eutelsat-115-west-b-satellite-gears-up-for-launch-1122494>.
- 

УДК 622.552.1:536.6:006.354

## **ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ, КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛООТДАЧИ И АДСОРБЦИЯ УВЛАЖНЕННЫХ КАТАЛИЗАТОРОВ НА ОСНОВЕ ПОРИСТОЙ ГРАНУЛИРОВАННОЙ ОКИСИ АЛЮМИНИЯ**

**М. М. Сафаров<sup>1</sup>, А. Г. Мирзомамадов<sup>2</sup>, С. С. Абдуназаров<sup>3</sup>, З. Ю. Норов<sup>4</sup>,  
Б. М. Махмадиев<sup>1</sup>, Дж. А. Зарипов<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>*Филиал Национального исследовательского университета «МЭИ»,  
г. Душанбе, Таджикистан*

<sup>2</sup>*Таджикский государственный педагогический университет имени Садриддина Айни,  
г. Душанбе, Таджикистан*

<sup>3</sup>*Таджикский энергетический институт, г. Курган-тюбе, Таджикистан*

<sup>4</sup>*Таджикский технический университет имени академика М. С. Осими,  
г. Душанбе, Таджикистан*

Количество адсорбированного вещества определяется обычно избытком вещества на границе раздела фаз. Поверхностное натяжение водных растворов всегда отличается от поверхностного натяжения чистой воды. Адсорбция на твердых адсорбентах также сопровождается уменьшением поверхностного натяжения твердого тела, однако до настоящего времени нет точных методов его определения. О величине адсорбции судят по количеству адсорбированного вещества на единицу веса адсорбента. Объясняется это тем, что поверхность твердой фазы физически неоднородна, на поверхности адсорбента имеются активные центры, на которых и происходит адсорбция. Об этом свидетельствуют факты изменения теплоты адсорбции в ходе процесса, отравления катализаторов небольшими количествами «каталических ядов» [3].

В процессе адсорбции при использовании различных методов измерения установлено, что свойства кинетики и динамики адсорбции водяного пара активным глиноземом и силикагелем изучались с целью установления количественных закономерностей динамической адсорбции, необходимых для расчета адсорберов и проверки теоретических положений по динамике адсорбции. Исследование кинетики адсорбции заключалось в определении количества водяного пара, поглощенного из воздуха слоем адсорбента в одно зерно через заданные промежутки времени или в большом объеме [1–3]. До настоящего времени не ясно, что в процессе адсорбции теплопроводность сыпучих материалов изменяется или не изменяется. Для этого необходимо выявить связь между теплопроводностью и адсорбцией пористой гранулированной окиси алюминия и их медных катализаторов в процессе увлажнения.

Для измерения теплопроводности зернистых материалов, в зависимости от температуры, была использована экспериментальная установка по методу цилиндрического бикалориметра регулярного теплового режима первого рода [3–6]. Подобная работа ранее нами было проведена для нанопористой гранулированной окиси алюминия в чистом виде с различными фракциями (0,85–1,25 мм, 2–3 мм, 3–4 мм) и нанесенными никелевыми, медными, кобальтовыми и иридиевыми носителями, т. е. исследование было на линии увлажнения [7].

В настоящей работе мы рассмотрим взаимосвязь между теплопроводностью и адсорбцией катализаторов на основе пористой гранулированной окиси алюминия с медными наполнителями при постоянной температуре. Для этого в качестве исследуемых образцов использовали шесть катализаторов из гранулированного оксида алюминия с размером пор 0,85–1,25 мм, с различными степенями наполнения медью в зависимости от времени увлажнения водяным паром. Из полученного результата, как показывает эксперимент, через определенные интервалы времени масса исследуемой засыпки изменяется. Результаты опытов по исследованию кинетики адсорбции представлены на рис. 1 и в табл. 1. Опыты проведены при температуры 293 К с зернами 0,85–1,25 мм медных, никелевых, кобальтовых, иридиевых катализаторов. Катализаторы предварительно не были высушены. Надо отметить, что скорость водяного пара была постоянной.

Таблица 1

Экспериментальное значение адсорбции ( $\Delta m/m_0$ ) в зависимости от теплопроводности нанопористой гранулированной окиси алюминия с наполнителями меди (от 30 до 420 мин)

$\Delta m/m_0$	$\lambda \cdot 10^3$ , Вт/(м·К)	$\Delta m/m_0$	$\lambda \cdot 10^3$ , Вт/(м·К)	$\Delta m/m_0$	$\lambda \cdot 10^3$ , Вт/(м·К)
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> +4,5% Cu		Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> +12% Cu		Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> +15,5% Cu	
1,020	357,1	1,016	361,7	1,013	365,1
1,060	311,4	1,032	343,4	1,028	348,0
1,104	261,1	1,082	286,3	1,076	293,1
1,13	231,4	1,108	256,5	1,102	263,4
1,158	199,4	1,132	229,1	1,126	236,0
1,176	178,8	1,156	201,7	1,15	208,5
1,18	174,2	1,168	187,9	1,156	201,7
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> +18,6% Cu		Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> +24,3% Cu		Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> +28,8% Cu	
1,012	366,2	1,010	368,5	1,008	370,8
1,026	350,2	1,022	354,8	1,020	357,1
1,072	297,7	1,070	300,0	1,062	309,2
1,098	268,0	1,092	274,8	1,084	284,0
1,114	249,7	1,108	256,5	1,104	265,7
1,132	229,1	1,128	233,7	1,114	249,7
1,140	220,0	1,128	233,7	1,116	247,4

Как видно из рис. 1, после некоторого времени масса окиси алюминия с наполнителями меди увеличивается. Это изменение зависит от поверхности пор объекта, который всасывает пары воды. Интерес в том, что при разных концентрациях коэффициенты адсорбции разные. Установлено, что чем меньше концентрации меди, тем больше коэффициент адсорбции, т. е. при повышении концентрации меди объем пор уменьшается, и чем больше концентрация меди, тем меньше суммарный объем пор в гранулах [8]. Как видно из рис. 2, теплопроводность с ростом коэффициента адсорбции уменьшается по линейному закону. Следовательно, при комнатной температуре с увеличением массы окиси алюминия с наполнением меди теплопроводность уменьшается по линейному закону. Эта прямая описывается уравнением [7]

$$\lambda = -1,143 \frac{\Delta m}{m_0} + 1,523. \quad (1)$$

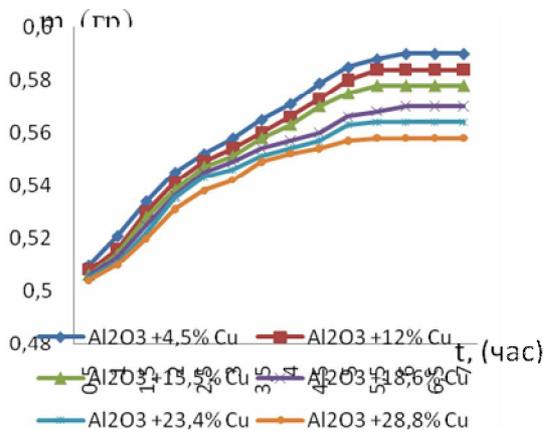


Рис. 1. Кинетика адсорбции водяных паров катализатором на основе нанопористой гранулированной окиси алюминия, содержащем от 4,5% до 28,8% меди

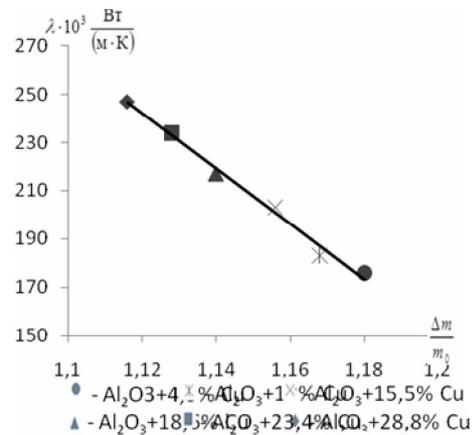


Рис. 2. Зависимость теплопроводности нанопористой гранулированной окиси алюминия с наполнителями меди от коэффициента абсорбции (при 420 мин) при комнатной температуре

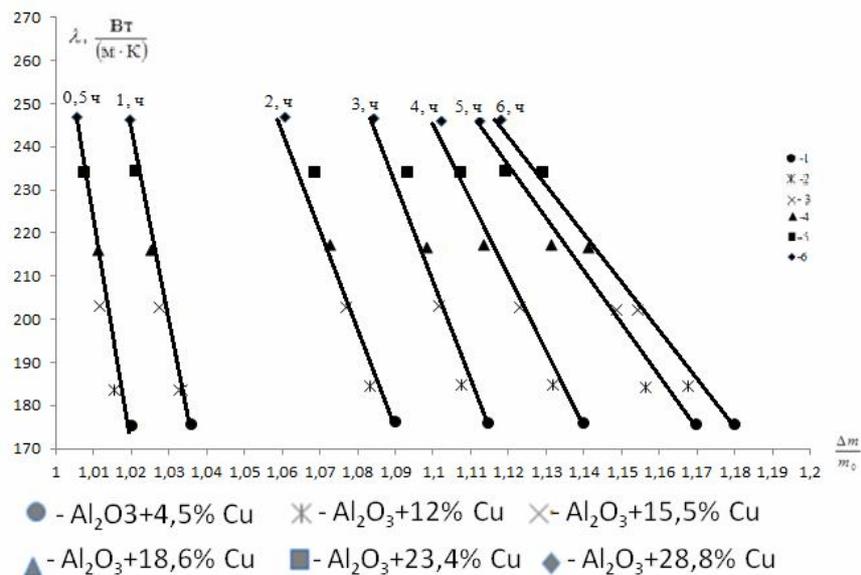


Рис. 3. Зависимость теплопроводности нанопористой гранулированной окиси алюминия с наполнителями меди от коэффициента абсорбции (от 30 до 360 мин) и комнатной температуры: 1 –  $\text{Al}_2\text{O}_3+4,5\%\text{Cu}$ ; 2 –  $\text{Al}_2\text{O}_3+12\%\text{Cu}$ ; 3 –  $\text{Al}_2\text{O}_3+15,5\%\text{Cu}$ ; 4 –  $\text{Al}_2\text{O}_3+18,6\%\text{Cu}$ ; 5 –  $\text{Al}_2\text{O}_3+23,4\%\text{Cu}$ ; 6 –  $\text{Al}_2\text{O}_3+28\%\text{Cu}$

Это означает, что при комнатной температуре можно рассчитать теплопроводность исследуемых образцов, если знать коэффициент адсорбции. Последний можно определить экспериментальными методами.

Как видно из графиков рис. 3 и табл. 1, теплопроводность медных катализаторов на основе нанопористой гранулированной окиси алюминия с концентрацией и нанонаполнителя меди уменьшается. Из рис. 2 видно, что при увеличении массы адсорбента, т. е. окиси алюминия с наполнителями меди, теплопроводность уменьшается. Это уменьшение зависит от концентрации воды, которую катализатор всасывает. Это означает, что между молекулами паров воды и гранул действует сила тяжести. Когда появляется пар на поверхности гранул продолжается процесс конвекции, после чего гранулы увлажняются. Если температура повышается, то эта сила не может действовать и плотность паров воды меньше, чем насыпная плотности гранул, плотность паров воды меньше плотности воздуха. Если в процессе адсорбции масса адсорбента не изменяется, то теплопроводность изменяется равномерно. Результаты расчета согласно уравнению (1) показали погрешность в пределах от 1 до 4%.

### Литература

1. Бурбо П. З. Адсорбция водяного пара активным глиноземом и силикагелем. Апараты и машины кислородных установок. М., 1960. Вып. 3. С. 51–68.
2. Карнаухов А. П. Адсорбция. Текстура дисперсных и пористых материалов. Новосибирск: Наука, 1999. – 220 с.
3. Малахова А. Я. Практикум по физической и коллоидной химии. Минск: Вышэйшая школа, 1974. – 334 с.
4. Маджидов Х. М., Сафаров М. М. Теплофизические свойства пористой гранулированной окиси алюминия в зависимости от концентрации, температуры в различных средах // ИФЖ. 1986. Т. 50, № 1. Деп. № 4471-85.
5. Сафаров М. М. Теплофизические свойства окиси алюминия с металлическими наполнителями в различных газовых средах. Душанбе, 1986. – 156 с.
6. Сафаров М. М., Маджидов Х. М. Теплофизические свойства пористой гранулированной окиси алюминия в зависимости от концентрации меди и температуры в различных средах // ТВТ. 1986. Т. 24, № 5. С. 327–334.
7. Сафаров М. М., Маджидов Х. М. Теплофизические свойства пористой гранулированной окиси алюминия в зависимости от концентрации меди и температуры в различных средах // ТВТ. 1986. Т. 24, № 6. С. 1037–1042.
8. Сафаров М. М., Мирзомамадов А. Г., Абдуназаров С. С., Зарипова М. А. Адсорбционные свойства катализатора на основе гранулированного оксида алюминия // «Актуальные проблемы современной науки»: Сб. тез. докл. науч. конф. Душанбе, МИСиС, 2015. С. 79–80.

УДК 536.242:534.13:534.142

## РЕШЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЦИКЛИЧЕСКИХ ЗАДАЧ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И ТЕРМОУПРУГОСТИ В ПРИБЛИЖЕНИИ ТЕРМИЧЕСКОГО СЛОЯ

**М. И. Супельняк**

*Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана  
(Калужский филиал), г. Калуга, Россия*

На практике встречаются ситуации, когда температура элементов технических устройств и конструкций изменяется во времени по периодическому закону. В некоторых случаях подобные колебания температуры могут вызвать значительные термоциклические напряжения, способные привести к усталостному разрушению детали. Отдельный интерес представляют высокочастотные процессы, при которых колебания температуры затухают в тонком поверхностном слое тела. Как правило, в таких ситуациях колебания температуры представляют интерес лишь в связи с оценкой многоциклового усталостной прочности материала под действием возбуждаемых ими термоциклических напряжений.

Рассмотрим установившееся поле температуры твердого тела в потоке жидкости с циклически изменяющейся температурой. Положим, что теплообмен между телом и жидкостью описывается с помощью закона Ньютона – Рихмана, а также учтем, что в действительности интенсивность теплоотдачи изменяется вдоль поверхности тела и во времени [1]. При отсутствии в теле источников теплоты циклическая температура определяется из решения задачи теплопроводности без начальных условий:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T, \quad (x, y, z) \in V, \quad t > -\infty; \quad (1)$$

$$-\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial n} \right)_w = \alpha (T_w - T_{ж}), \quad t > -\infty, \quad (2)$$

где  $T = T(x, y, z, t)$  – температура тела в точке с координатами  $(x, y, z)$  в момент времени  $t$ , К;  $\nabla$  – оператор Гамильтона;  $V$  – занятая телом область пространства;  $a$  – коэффициент температуропроводности, м<sup>2</sup>/с;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);  $\mathbf{n}$  – вектор внешней нормали к поверхности, м;  $T_{ж} = T_{ж}(x_w, y_w, z_w, t)$  – температура жидкой среды, К;  $\alpha = \alpha(x_w, y_w, z_w, t) > 0$  – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К); индекс «w» относится к параметрам на поверхности тела  $F = \partial V$ . Поскольку рассматривается циклический процесс теплообмена, то

$$T_{ж}(x_w, y_w, z_w, t + \tau) = T_{ж}(x_w, y_w, z_w, t), \quad \alpha(x_w, y_w, z_w, t + \tau) = \alpha(x_w, y_w, z_w, t),$$

где  $\tau$  – период процесса, с. После интегрирования (1), (2) определяются средняя за период температура  $\langle T \rangle$  и колебания температуры тела  $\vartheta$ :

$$\langle T \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} T dt, \quad \vartheta = T - \langle T \rangle.$$

Зная колебания температуры, можно найти вызванные ими термоциклические напряжения из решения задачи термоупругости. Для практических задач обычно можно

пренебречь как эффектом связанности поля температуры и напряженно-деформированного состояния, так и динамическими эффектами [2], а поверхность тела допустимо считать свободной от напряжений, поэтому поле колебаний перемещения будет определяться из решения квазистатической задачи термоупругости:

$$\nabla^2 \mathbf{u} + \frac{\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u})}{1-2\nu} = \frac{2(1+\nu)}{1-2\nu} \alpha_T \nabla \vartheta, \quad (x, y, z) \in V, \quad t > -\infty; \quad (3)$$

$$\mathbf{u}_w = 0, \quad (x_w, y_w, z_w) \in F_u, \quad t > -\infty; \quad (4)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_n = 0, \quad (x, y, z) \in F_\sigma, \quad t > -\infty, \quad (5)$$

где  $\mathbf{u} = \mathbf{u}(x, y, z, t)$  – вектор перемещения материальной частицы из точки с координатами  $(x, y, z)$  в момент времени  $t$ , м;  $\nu$  – коэффициент Пуассона;  $\alpha_T$  – коэффициент линейного термического расширения,  $\text{K}^{-1}$ ;  $\boldsymbol{\sigma}_n$  – вектор напряжения в точке поверхности с внешней нормалью  $\mathbf{n}$ , Па;  $F_u, F_\sigma = F/F_u$  – участки поверхности тела. Краевая задача (3)–(5) замыкается соотношениями Дюамеля – Неймана, связывающими напряжения и деформации, и геометрическими уравнениями, связывающими деформации и перемещения.

Расчет нестационарного периодического поля температуры и термонапряженного состояния пространственного тела произвольной формы в общем случае может быть проведен только с помощью численных методов. Поскольку он требует значительных вычислительных ресурсов и времени, то целесообразно использовать упрощенные расчетные схемы, которые бы адекватно отражали основные особенности и определяющие параметры процесса.

При высокой частоте процесса размах колебаний температуры на поверхности тела мал, а тепловые волны затухают в глубине тела. Можно показать, что в таком случае колебания температуры слабо влияют на среднюю за период температуру тела, которая определяется из решения краевой задачи:

$$\nabla^2 \langle T \rangle = 0, \quad (x, y, z) \in V;$$

$$-\lambda \left( \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial n} \right)_w = \langle \alpha \rangle (\langle T \rangle_w - \langle T_{ж} \rangle_\alpha),$$

$$\text{где } \langle \alpha \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \alpha dt, \quad \langle T_{ж} \rangle_\alpha = \langle \alpha T_{ж} \rangle / \langle \alpha \rangle \equiv \int_0^\tau \alpha T_{ж} dt / \int_0^\tau \alpha dt.$$

В свою очередь, колебания температуры описываются системой уравнений

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = a \nabla^2 \vartheta, \quad (x, y, z) \in V, \quad t > -\infty; \quad (6)$$

$$-\lambda \left( \frac{\partial \vartheta}{\partial n} \right)_w = \alpha (\vartheta_w - \vartheta_{ж}) + (\alpha - \langle \alpha \rangle) \langle T \rangle_w + \langle \alpha T_{ж} \rangle - \alpha \langle T_{ж} \rangle, \quad t > -\infty, \quad (7)$$

$$\text{где } \langle T_{ж} \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau T_{ж} dt, \quad \vartheta_{ж} = T_{ж} - \langle T_{ж} \rangle.$$

Из (7) следует, что при нестационарном коэффициенте теплоотдачи колебания температуры тела зависят от средней температуры его поверхности и средней температуры жидкости.

Для рассматриваемых высокочастотных циклических процессов теплопроводности удобно по аналогии с теорией пограничного слоя ввести понятие термического слоя толщиной  $\delta_T$ , которая является решением уравнения

$$\Delta T(x_w, y_w, z_w, \delta) = \zeta \Delta T_w,$$

где  $\delta$  – глубина, отсчитываемая от поверхности тела вдоль ее внутренней нормали, м;  $\Delta T(x_w, y_w, z_w, \delta)$  – размах колебаний температуры на глубине  $\delta$  от точки поверхности  $(x_w, y_w, z_w)$ ;  $\zeta \ll 1$ , обычно  $\zeta = 0,01$ . Необходимым условием существования в твердом теле термического слоя является малость его толщины по сравнению с характерным поперечным размером тела  $R$ . Последний удобно определять по формуле

$$R = iV/F,$$

где  $i$  – параметр формы:  $i = 1$  для оболочек,  $i = 2$  для стержней,  $i = 3$  для массивных тел;  $V$  – объем тела, м<sup>3</sup>;  $F$  – площадь поверхности теплообмена, м<sup>2</sup>. У стержней и оболочек площадь  $F$  относится только к боковым поверхностям, а торцевые во внимание не принимаются. Поскольку  $\delta_T \sim R^* = \sqrt{a/\omega}$  [3], условие существования термического слоя можно записать в виде

$$R^*/R \ll 1.$$

Здесь  $\omega = 2\pi/\tau$  – круговая частота, с<sup>-1</sup>.

Наличие термического слоя свидетельствует о том, что тепловые волны не проникают на всю глубину тела, т. е. не происходит их интерференции. Поскольку в термическом слое тепловые волны распространяются преимущественно по нормали к поверхности тела, определяемой максимальным  $R'$  и минимальным  $R''$  радиусами главных кривизн, задачу теплопроводности (6) можно свести к одномерной постановке

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = a \left[ \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \eta^2} + \left( \frac{1}{\eta} + \frac{\chi}{l + \chi \eta} \right) \frac{\partial \vartheta}{\partial \eta} \right], \quad \eta \in V_\eta, \quad t > -\infty, \quad (8)$$

где  $\vartheta = \vartheta(\eta, t)$ ;  $\eta$  – пространственная координата, отсчитываемая от центра максимальной по модулю кривизны вдоль нормали к выбранной точке поверхности тела, м;  $l = R' - R''$  – расстояние между центрами главных кривизн, м;  $\chi = R'R''/|R'R''|$ ;  $V_\eta$  – область определения переменной  $\eta$ . В качестве граничного условия на поверхности одномерной области задается (7) с локальными значениями краевых функций. Условие однозначности на второй границе области, которая является фиктивной, полностью определяется видом области – для внешних задач на бесконечности должны затухать колебания температуры, а для внутренних задач решение (8) должно быть ограниченным в начале координат.

Если принять, что материал в термическом слое колеблется только вдоль нормали к поверхности тела, то (3) также можно привести к одномерному виду

$$\frac{\partial^2 u_\eta}{\partial \eta^2} + \left( \frac{1}{\eta} + \frac{\chi}{l + \chi \eta} \right) \frac{\partial u_\eta}{\partial \eta} - \left[ \frac{1}{\eta^2} + \frac{1}{(l + \chi \eta)^2} \right] u_\eta = \frac{1+v}{1-v} \alpha_T \frac{\partial \vartheta}{\partial \eta}, \quad \eta \in V_\eta, \quad t > -\infty, \quad (9)$$

где  $u_\eta = u_\eta(\eta, t)$  – перемещение материальной частицы тела вдоль координаты  $\eta$ , м. Для (9) в качестве граничного условия на поверхности одномерной области используется (5).

Ситуация со вторым условием однозначности для (9) обстоит так же, как и для уравнения (8). Связь между перемещением и главными напряжениями для приближения термического слоя дают формулы

$$\sigma_{\eta\eta} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[ (1-\nu) \frac{\partial u_{\eta}}{\partial \eta} + \nu \frac{u_{\eta}}{\eta} + \nu \frac{\chi u_{\eta}}{l + \chi \eta} \right] - \frac{E \alpha_T \vartheta}{1-2\nu};$$

$$\sigma_{\phi\phi} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[ (1-\nu) \frac{u_{\eta}}{\eta} + \nu \frac{\chi u_{\eta}}{l + \chi \eta} + \nu \frac{\partial u_{\eta}}{\partial \eta} \right] - \frac{E \alpha_T \vartheta}{1-2\nu};$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[ (1-\nu) \frac{\chi u_{\eta}}{l + \chi \eta} + \nu \frac{\partial u_{\eta}}{\partial \eta} + \nu \frac{u_{\eta}}{\eta} \right] - \frac{E \alpha_T \vartheta}{1-2\nu},$$

где  $E$  – модуль Юнга, Па. После решения задачи термоупругости ищутся размахи колебаний главных напряжений и вычисляется интенсивность размахов колебаний напряжений

$$\Delta \sigma_i = \sqrt{\frac{(\Delta \sigma_{\eta\eta} - \Delta \sigma_{\phi\phi})^2 + (\Delta \sigma_{\phi\phi} - \Delta \sigma_{\theta\theta})^2 + (\Delta \sigma_{\theta\theta} - \Delta \sigma_{\eta\eta})^2}{2}},$$

зная величину которой, можно сделать заключение о выносливости материала на основании критериев усталостной прочности [4].

На практике часто встречаются задачи, для которых представленные одномерные уравнения можно привести к виду, соответствующему одной из трех канонических систем координат – декартовой, цилиндрической или сферической. В них в качестве расчетных схем выступают полупространство, цилиндр, пространство с цилиндрическим каналом, шар и пространство со сферической полостью. В таких случаях можно воспользоваться точными решениями дифференциального уравнения (8), приведенными в [5]. Для определения неизвестных постоянных интегрирования задачи теплопроводности при пульсирующем коэффициенте теплоотдачи следует использовать подход, предложенный в [6].

### Литература

1. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.
2. Карташов Э. М., Кудинов В. А. Аналитическая теория теплопроводности и прикладной термоупругости. М.: Либроком, 2012. – 656 с.
3. Bergman T. L., Lavine A. S., Incropera F. P., DeWitt D. P. Fundamentals of Heat and Mass Transfer. 7th ed. Hoboken: John Wiley & Sons, 2011. – 1076 p.
4. Биргер И. А., Мавлютов Р. Р. Соппротивление материалов. М.: Наука, 1986. – 560 с.
5. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. – 488 с.
6. Минасян Р. С. Об одной периодической задаче теплопроводности в полом бесконечном цилиндре // ИФЖ. 1969. Т. 17, № 5. С. 880–891.

УДК 538.9

## ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ МЕТОДОЛОГИЯ ХИЛЛА В ЗАДАЧАХ ТЕПЛОФИЗИКИ НАНОРАЗМЕРНЫХ ТЕЛ

Ю. Г. Тарасевич

*Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, г. Гродно, Беларусь*

Одним из классов методологий, применяемых для изучения теплофизических свойств наноразмерных тел, являются методологии, основанные на термодинамическом формализме, который в них определённым образом дополняется, поскольку для наноразмерных тел, в частности, не выполняется предположение аддитивности.

Одна из методологий такого рода – *термодинамика малых систем* Хилла, она же *нанотермодинамика* [1]. Методология вводится на совокупности очень большого количества ( $K \rightarrow \infty$ ) одинаковых, не взаимодействующих между собой тел – *хилловских объектов*, количество вещества в каждом из которых заведомо не достигает термодинамического предела. В совокупности эти тела составляют систему – *хилловский коллектив* или ансамбль, к которой уже приложим классический термодинамический формализм, причём для такой системы справедливы выражения:

$$U_K = TS_K - pV_K + \sum_j \mu_j N_{jK} + \varepsilon K, \quad (1)$$

$$S_K = KS_1, \quad V_K = KV_1, \quad N_{jK} = KN_{j1}, \quad (2)$$

$$U_1 = TS - pV + \sum_j \mu_j N_{j1} + \varepsilon, \quad (3)$$

где  $U$  – внутренняя энергия в термодинамическом смысле;  $S$  – энтропия;  $p$  – давление;  $V$  – объём;  $\mu_j$  – химический потенциал компонента  $j$ -го вида;  $N$  – количество структурных единиц  $j$ -го компонента; все величины с нижним индексом  $K$  относятся к коллективу как целому, а с нижним индексом 1 – к единичному телу в нём. Величина  $\varepsilon$  – так называемый потенциал дробления, определяемый для различных условий как изменение того или иного термодинамического потенциала *хилловского коллектива* при изменении общего числа *хилловских частиц*  $K$  при условии удержания неизменными полных энтропии, объёма, количества и состава вещества коллектива; т. е. хилловский потенциал – это изменение энергии коллектива (внутренней, свободной) при дроблении на части или объединении частей фиксированного количества и состава вещества [1, ч. 2, С. 95].

Поскольку хилловский коллектив макроскопичен и по определению состоит из объектов, не взаимодействующих между собой, для него справедливо основное соотношение статистической термодинамики между одним из термодинамических потенциалов и логарифмом статистической суммы [2]:

$$\Phi = -k_B T \ln \Xi_K = -k_B T \ln \Xi^K, \quad (4)$$

где  $\Phi$  – соответствующий потенциал;  $\Xi_K$  – статистическая сумма для коллектива в целом;  $\Xi$  – статистическая сумма для отдельного объекта.

Статистическая сумма в методологии Хилла используется в обобщённом виде [2]; обобщение состоит в добавлении множителей – статистических весов, зависящих от внутрен-

них параметров. Обобщённая статистическая сумма для отдельного объекта в условиях NPT [1]:

$$\bar{\mathcal{E}}_{NPT} = \sum_q \sum_v \exp(-\beta E_q) \exp(-\beta p v_v) = \left\{ \sum_v \exp(-\beta p v_v) \right\} \times Z, \quad (5)$$

где  $q$  – индекс энергетических состояний объекта;  $E_q$  – энергия состояния с индексом  $q$ ;  $v$  – индекс величин объёма объекта;  $v_v$  – объём объекта, обозначенный индексом  $v$ ;  $\beta$  – температурный параметр;  $Z$  – каноническая статистическая сумма для целого объекта.

Переход к практически полезным выражениям, основанным на методологии Хилла, может быть сделан, например, с помощью концепции локальных мод, т. е. парных взаимодействий в ангармоническом потенциале с конечным числом индивидуальных состояний [3]. Возможно формально выразить количество локальных мод в теле как явную зависимость  $L(N)$  от количества структурных единиц  $N$  и неявную зависимость от структуры и внешней формы; из тех же соображений получается зависимость для количества локальных мод, образующих поверхность тела  $A(N)$  [4]. Такие (формальные) выражения дают возможность, в свою очередь, выразить «объёмо-зависимый» множитель через число  $\Pi_C$  – количество сочетаний возможных состояний локальных мод, образующих поверхность тела:

$$Z_{(v)} = \sum_v \exp(-\beta p v_v) = \Pi_C \exp(-\beta p v_0), \quad (6)$$

где  $v_0$  – величина порядка объёма тела при определённых внешних параметрах; «условный усреднённый объём».

Поскольку выражения для ряда теплофизических свойств содержат логарифм статистической суммы, возможно, оказывается, использовать некоторые приближения, что позволяет в итоге выразить величину свободной энергии Гиббса для единичного хилловского объекта в виде

$$G = -k_B T (A(N) + L(N)) \ln z_{1q}, \quad (7)$$

где  $z_{1q}$  – каноническая статистическая сумма для одного структурного элемента (локальной моды), получаемая, – возможно, чисто формально, – факторизацией статистической суммы для хилловского объекта в целом:  $Z = z_{1q}^{L(N)}$ .

Таким образом, на основе нанотермодинамики Хилла и некоторых прагматических построений можно получить, например, выражения для размерной зависимости удельной теплоёмкости наноразмерного тела:

$$R_c(N) \equiv \frac{A(N) + L(N)}{N} \left[ \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{A(N) + L(N)}{N} \right]^{-1}, \quad (8)$$

где второй множитель по физическому смыслу схож с 1/2 от первого координационного числа, но не тождественен этой величине.

Проверка достоверности полученной размерной зависимости проводилась по литературным данным для частиц в матрице, частиц на подложке и частиц, взвешенных в газе, достаточно точно соответствующих определению хилловского коллектива.

Рассмотрены данные из 24 работ; получено достаточно хорошее совпадение предсказаний по нашей модели и экспериментальных результатов для размерной зависимости удельной теплоёмкости (рис. 1).

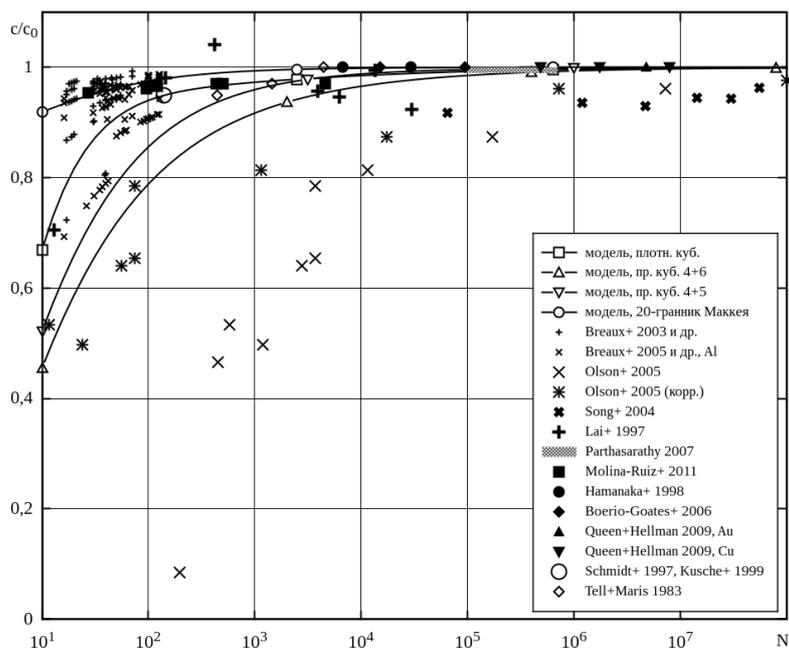


Рис. 1. Модель размерной зависимости и экспериментальные данные по удельной теплоёмкости

### Литература

1. Hill T. L. Thermodynamics of small systems. S. 1. Dover Publications, 2002. – 408 p.
2. Hill T. L. Statistical mechanics: principles and selected applications. New York: Dover Publications, 1987. – 445 p.
3. Henry B. R. Use of local modes in the description of highly vibrationally excited molecules // Acc. Chem. Res. 1977. Vol. 10. Pp. 207–213.
4. Тарасевич Ю. Г. Перечисление структурных элементов наноразмерного объекта на основе топологической модели // Веснік Гродзенскага дзяржаўнага ўніверсітэта імя Я. Купалы. Серыя 2. 2014. № 3(180). С. 97–103.

УДК 629.788:536.2

## ВЫБОР УСЛОВИЙ ТЕРМОВАКУУМНЫХ ИСПЫТАНИЙ РЕФЛЕКТОРА СВЕРХЛЕГКОЙ ЗЕРКАЛЬНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ

**В. П. Тимошенко, П. В. Просунцов, С. В. Резник, А. В. Шуляковский**

*Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана,  
г. Москва, Россия*

Во всем мире в настоящее время наблюдается тенденция к развитию систем космической связи. Соответственно постоянно расширяются виды услуг, предоставляемых операторами, увеличивается объем передаваемой информации, повышаются требования к качеству передачи. В связи с высокой насыщенностью геостационарной орбиты системами космической связи, работающих на полосах частот C и Ku, повышенное внимание вызывают системы космической связи, чей рабочий диапазон находится в высокочастотных диапазонах Ka и V (частоты от 20 до 75 ГГц) [1]. Современные телекоммуникационные спутники,

оснащаются зеркальными антеннами с рефлекторами параболической формы, изготовленными из полимерных композиционных материалов (рис. 1). С инженерной точки зрения установлено, что с ростом частоты возрастают требования к точности профиля рефлектора космической антенны (РКА). Так, согласно [2], допустимые отклонения профиля рефлектора могут составлять от нескольких миллиметров в полосах частот С до долей миллиметра в полосах частот V. Такие жесткие требования объясняются необходимой точностью и стабильностью радиосигнала.

Деформации РКА обуславливаются нагрузками, которые воздействуют на него в полете. Механические нагрузки на рефлектор весьма незначительны и кратковременны, так как действуют при проведении маневров космического аппарата. Основной вклад в напряженно-деформированное состояние РКА вносят тепловые нагрузки. При движении телекоммуникационного спутника РКА может неравномерно нагреваться на освещенном участке орбиты до температур около плюс 150 °С, а при заходе в тень Земли охлаждаться до температур порядка –120 °С.

Таким образом, ключевым вопросом при проектировании зеркальных РКА является вопрос обеспечения их размеростабильности при одновременном обеспечении малой погонной плотности. Исследование вероятных уровней и перепадов температуры и температурных деформаций представляет собой достаточно сложную задачу. Однако без ее решения невозможно создать легкую конструкцию РКА, обладающую высокой стабильностью формы и размеров в условиях продолжительной эксплуатации в космосе. В [2] авторами разработана расчетно-теоретическая методика проектирования РКА, которая включает определение температурного состояния и температурных деформаций рефлектора для различных вариантов орбит движения спутника с РКА.

Моделирование температурного состояния РКА при полете космического аппарата по геостационарной орбите показало, что наибольшие перепады и соответствующие им температурные деформации возникают в момент поворота РКА вокруг своей поперечной оси относительно Солнца (рис. 2). Видно, что максимальное значение температуры составляет плюс 48 °С, минимальное – минус 129 °С и перепад температуры составляет 177 °С.

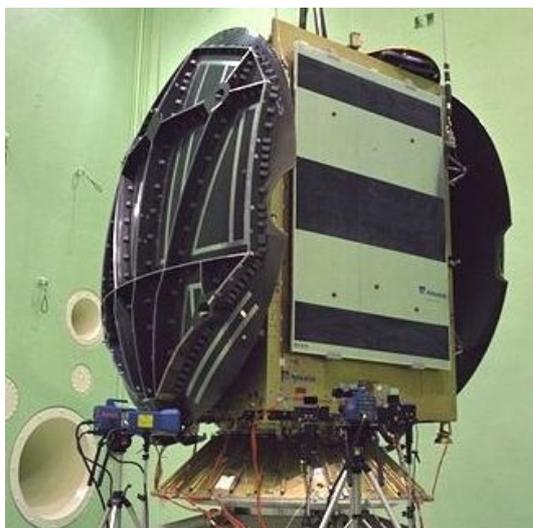


Рис. 1. Рефлектор космической антенны спутника Artemis, изготовленный из полимерного композиционного материала

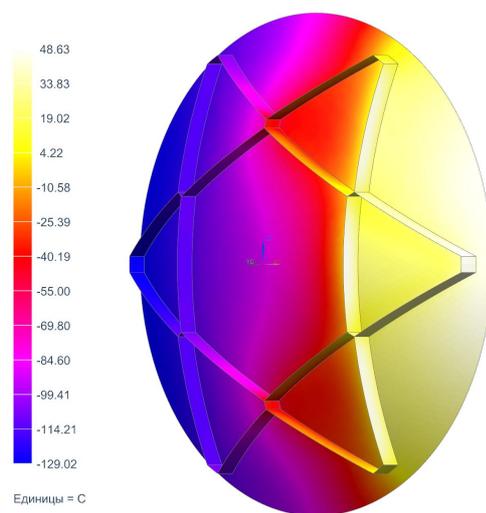


Рис. 2. Распределение температуры по поверхности РКА при полете на геостационарной орбите в момент времени 21 600 с

Для оценки и подтверждения результатов расчетно-теоретических исследований по определению температурного и напряженно-деформированного состояния РКА необходимо проведение стендовых тепловых испытаний, которые являются важным этапом при создании

такого рода объектов. В настоящей работе определен состав испытательного оборудования и обоснованы условия проведения термовакuumных испытаний для зеркального РКА.

Тепловые испытания для таких объектов, как правило, проводятся на криотермовакuumных установках, на которых воспроизводятся условия космического пространства. Учитывая габаритные размеры зеркальных РКА (диаметр апертуры от 0.5 до 3.5 м), которые полностью должны размещаться в камере установки, размеры оборудования, с помощью которого моделируется тепловая нагрузка на РКА и средств диагностики, также размещаемых в камере, ее объем должен составлять несколько десятков м<sup>3</sup>. Например, таким оборудованием и богатым опытом термовакuumных испытаний объектов ракетно-космической техники располагает ОАО «НПО «Молния» (Москва, Россия). Проведение термовакuumных испытаний РКА может быть организовано на установках серии КТВУ-40, объем которых составляет от 47 до 360 м<sup>3</sup> (рис. 3).

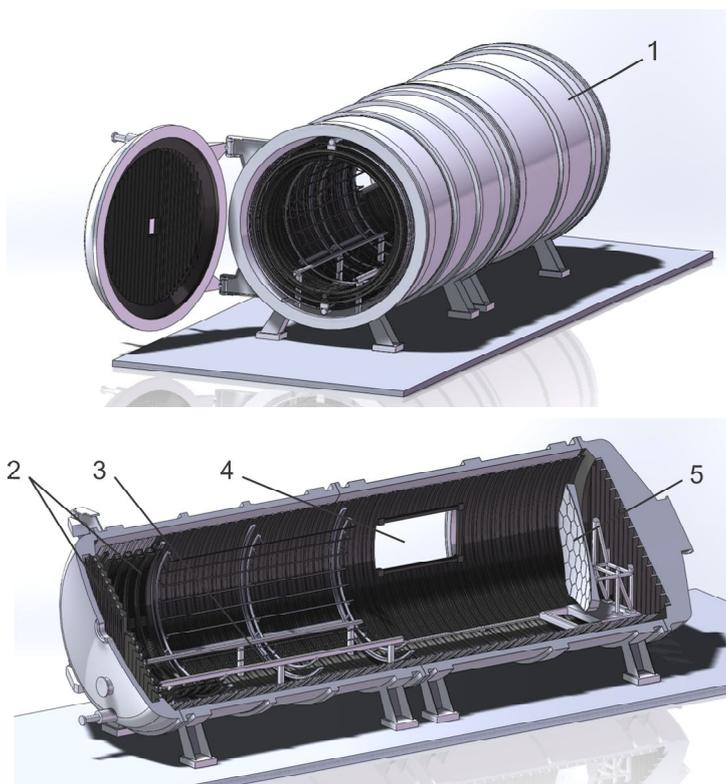


Рис. 3. Криотермовакuumная установка КТВУ-40 ОАО «НПО «Молния»: 1 – корпус; 2 – криогенные экраны; 3 – направляющие для установки объекта испытаний; 4 – иллюминатор; 5 – зеркало иммитатора солнечного излучения

Установки КТВУ-40 предназначены для проведения криотермовакuumных испытаний элементов космической техники с имитацией воздействия направленного потока солнечного излучения, рассеянного излучения от поверхности Земли и охлаждающего действия космического пространства в условиях глубокого вакуума (до  $7 \cdot 10^{-5}$  Па). Температура космического пространства воспроизводится при помощи криогенных экранов, заполняемых жидким азотом, которые охлаждают внутренний объем камеры до  $170 \pm 10$  °С. Плотность падающего коллимированного лучистого потока от ксеноновых имитаторов солнечного излучения составляет от 0.4 до 2.0 кВт/м<sup>2</sup>, при этом угол расходимости лучей не превышает 3.5°, а неравномерность теплового потока в пределах светового пятна составляет не более 10%. Диаметр светового пятна составляет 1.6 м.

Помимо имитаторов солнечного излучения установки КТВУ-40 оборудованы источниками инфракрасного излучения, которые в зависимости от целей эксперимента могут

создавать тепловой поток, имитирующий излучение Земли или Солнца. Плотность падающего потока при этом может меняться от 0.1 до 2.0 кВт/м<sup>2</sup>. Оригинальная схема переключения источников инфракрасного излучения позволяет имитировать вращение объекта относительно Земли или Солнца даже в том случае, если сам объект внутри камеры установлен неподвижно. Имитация полного поглощения в космическом пространстве теплового излучения объекта испытаний обеспечивается необходимым соотношением объемов объекта испытаний и рабочего объема установки. Наблюдение за отклонениями размеров, возникающих в результате температурных деформаций при тепловом нагружении объекта испытаний, осуществляется лазерным дальномером через иллюминатор из кварцевого стекла (рис. 3). Таким образом, характеристики и возможности криотермовакuumных установок КТВУ-40 в полной мере удовлетворяют условиям, в которых должны проводиться наземные термовакuumные испытания зеркальных РКА.

В работе было проведено моделирование температурного состояния РКА при термовакuumных испытаниях. Плотность коллимированного потока от иммитаторов солнечного излучения составляло 1400 Вт/м<sup>2</sup>, температура стенок камеры – минус 196 °С, степень черноты стенок камеры принималась равной единице. Результаты моделирования (рис. 4) показали, что максимальное значение температуры составляет плюс 54 °С, минимальное – минус 196 °С и перепад температуры составляет 250 °С.

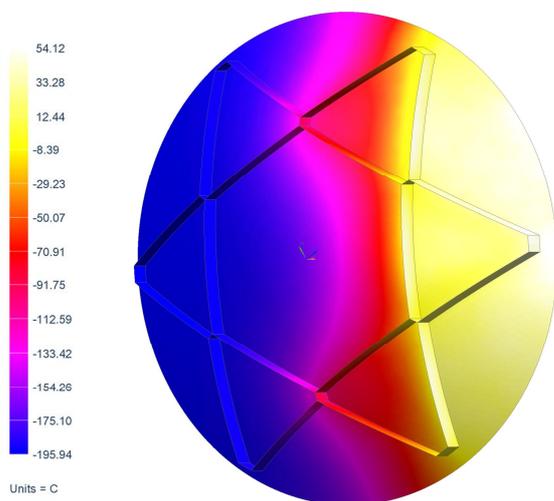


Рис. 4. Распределение температуры по поверхности РКА при проведении термовакuumных испытаний в момент времени 1200 с

Сравнение результатов математического моделирования для условий орбитального полета и термовакuumных испытаний показывают, что для воспроизведения в наземных условиях уровней и перепадов температуры необходимо использование дополнительных технических средств для терморегулирования РКА.

Отдельные научные результаты получены в рамках работ по Соглашению о предоставлении субсидии № 14.577.21.0114 с Министерством образования и науки Российской Федерации. Уникальный идентификатор прикладных научных исследований (проекта) RFMEFI57714X0114.

### Литература

1. Бутенко В. В., Желтоногов И. В., Кантор Л. Я. Новые горизонты систем спутниковой связи в Ка-диапазоне // Электросвязь. 2013. № 1. С. 7–12.
2. Резник С. В., Просунцов П. В., Азаров А. В. Обоснование конструктивно-компоновочной схемы рефлектора зеркальной космической антенны с высокой стабильностью формы и малой погонной плотностью // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 3. С. 674–680.

УДК 550.832.6

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ГАЗОВОГО ПОТОКА В СКВАЖИНЕ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ПОКОЭФФИЦИЕНТНОГО ОСРЕДНЕНИЯ

А. И. Филиппов, О. В. Ахметова, К. В. Олефиренко

*Башкирский государственный университет, г. Стерлитамак, Россия*

При движении газа по скважине одновременно наблюдаются различные тепловые процессы и эффекты. К ним относятся нестационарный теплообмен с окружающими горными породами, конвективный (макроскопический) и кондуктивный (молекулярный) перенос тепла в газе, охлаждение вследствие баротермического эффекта, диссипативные процессы превращения механической энергии в тепло за счет внутреннего трения, адиабатический эффект при расширении газа от забоя к устью.

Движение газа в скважине сопровождается изменением плотности, определяемым уравнением состояния  $\rho = \rho(P, T)$  и скорости. Анализ экспериментальных данных показывает, что при перемещении газа от места притока к поверхности Земли изменение давления составляет десятки атмосфер, в то время как изменение температуры, которое может быть оценено с использованием значения геотермического градиента, составляет величину порядка 10 К. Относительные изменения давления и температуры по отношению к нормальным условиям составляют  $\Delta P/P \approx 10$ ,  $\Delta T/T \approx 0.01$ , т. е. различаются на несколько порядков. Отсюда следует, что основным фактором, определяющим изменение плотности, является изменение давления, что позволяет воспользоваться баротропным приближением и считать, что плотность зависит преимущественно от давления. Оценки показывают, что характерные времена установления давления и температуры в скважине различаются на 2-3 порядка. Это позволяет при расчетах температуры использовать стационарное распределение давления.

Вследствие малой вязкости газа, режим течения газа по стволу скважины – турбулентный. С учетом возможной анизотропии свойств в радиальном и вертикальном направлениях предполагается, что окружающая среда однородная и ортотропная. Главной отличительной особенностью газовых потоков от жидкостных является сжимаемость среды и, как следствие, учет этого обстоятельства при описании физических явлений в скважине.

Оценки показывают, что в скважинах радиуса  $r_0 \approx 0.1$  м величина критического дебита, соответствующего возникновению турбулентного потока, составляет 200 кг/сут. Реальный дебит газовых скважин, как правило, во много раз превышает критический. Это означает необходимость учета вклада турбулентности в температурные поля в газовом потоке и представляет общенаучную проблему [1–5]. В турбулентных потоках возникают флуктуации скорости, приводящие к изменению его структуры, а также увеличению эффективной вязкости и теплопроводности. В настоящее время найдены эффективные эмпирические формулы для расчета коэффициентов вязкости и теплопроводности в турбулентных потоках газа. На этом основании построены приближенные соотношения для расчетов полей скорости в трубах кругового сечения.

В работе [1] показано, что учет турбулентной составляющей теплопроводности осуществляется введением зависимости теплопроводности от радиальной координаты. Турбулентный профиль скорости отличается от ламинарного, однако обобщенное представление его имеет вид  $v = v_0 R(r_d / r_0)$ , где вид функции  $R(r_d / r_0)$  определяется характером течения.

Таким образом, при исследовании турбулентного газового потока в скважине возникает необходимость учета зависимостей плотности от осевой координаты  $\rho(z_d) = \rho_0 Z(z_d / D)$ , а

скорости и теплопроводности – от радиальной  $v = v_0 R(r)$ ,  $\lambda_{rr}(r) = \lambda_r \lambda(r) = \lambda_d \lambda(r)$ , конкретный вид которых определяется условиями течения.

В работе [6] найдены аналитические выражения для температурного поля восходящего турбулентного газового потока в скважине с учетом зависимостей плотности, скорости и теплопроводности от пространственных координат в нулевом и первом асимптотических приближениях. При этом также определены выражения для температуры, асимптотически усредненной по сечению скважины, и ее радиального профиля. Отметим, что решение соответствующей задачи потребовало развития метода коэффициентного осреднения.

По полученным зависимостям осуществлен расчет пространственно-временных зависимостей температуры в газовой скважине при наличии только естественных источников тепла. Для расчета кривых использованы следующие значения параметров скважины:  $D = 2000$  м,  $r_0 = 0.031$  м; наполняющего флюида: метан  $c = 2866$  Дж/(К·кг),  $\rho = 71.4$  кг/м<sup>3</sup>; окружающей среды:  $\Gamma = 0.04$  К/м, глина –  $\lambda = 0.67$  Вт/(м·К),  $c = 950$  Дж/(К·кг),  $\rho = 2000$  Дж/(К·кг).

Рис. 1 иллюстрирует зависимость температуры в нулевом приближении от вертикальной координаты при массовом дебите 100 т/сут в различные моменты времени. Из рисунка следует, что установление температуры в газовой скважине при указанных значениях параметров происходит в течение времени порядка 1 ч. При этом влияние температуры поступающего в скважину газа распространяется на расстояния, сопоставимые с ее глубиной.

На рис. 2 представлена зависимость температуры в нулевом приближении от вертикальной координаты при  $\tau = 10$  мин при различных значениях массового дебита. Из кривых, приведенных на рисунке, следует, что температура восходящего потока возрастает вблизи забоя скважины, т. е. в области малых глубин. По мере приближения к устью скважины температура потока, достигнув максимума, начинает снижаться. Главные причины такого распределения – «стремление» восходящего потока сохранить температуру, приобретенную в зоне притока, за счет преобладания конвективного переноса и естественное снижение температуры окружающих пород с уменьшением глубины.

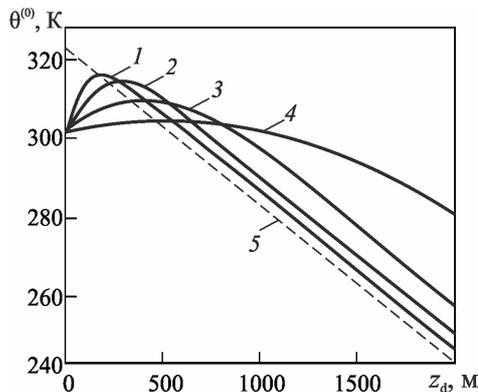


Рис. 1. Зависимость температуры в нулевом приближении от вертикальной координаты при массовом дебите 100 т/сут в различные моменты времени: 1 –  $\tau = 5$  мин, 2 – 10, 3 – 20, 4 – 60, 5 – геотерма

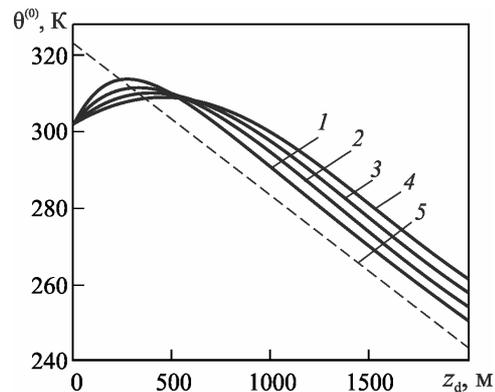


Рис. 2. Зависимость температуры в нулевом приближении от вертикальной координаты при  $\tau = 10$  мин при различных значениях массового дебита: 1 – 100 т/сут, 2 – 150, 3 – 200, 4 – 250, 5 – геотерма

На рис. 3 представлены радиальные профили температуры турбулентного потока метана при разных значениях дебита. Кривые, приведенные на рисунке, дают представление о величинах перепадов температуры в турбулентном режиме течения газа и радиальных градиентах температурного поля в скважине, которые достигают максимума в пристеночной области скважины.

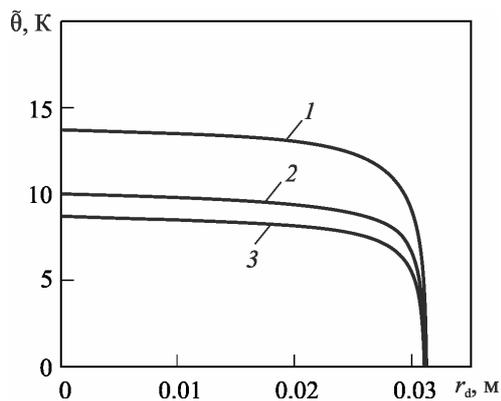


Рис. 3. Радиальные профили температуры турбулентного потока метана при разных значениях дебита: 1 – 250 т/сут, 2 – 200, 3 – 100

Анализ результатов расчетов показывает, что полученные выражения для температуры [6] справедливы и достоверны, удовлетворяют большинству требований, предъявляемых к инженерным методам расчетов, и могут быть широко использованы на практике.

### Литература

1. Филиппов А. И., Ахметова О. В., Родионов А. С. Температурное поле турбулентного потока в скважине // ТВТ. 2013. Т. 51, № 2. С. 277–286.
2. Бабкин В. А. Турбулентное течение в кольцевой трубе: сопротивление и теплообмен при постоянной температуре на границе // ТВТ. 2011. Т. 49, № 4. С. 598–605.
3. Валуева Е. П. Численное моделирование процессов теплообмена и турбулентного течения жидкости в трубах при сверхкритическом давлении // ТВТ. 2012. Т. 50, № 2. С. 298.
4. Курганов В. А., Маслакова И. В. Усовершенствованная расчетная модель стабилизированной теплоотдачи и сопротивления в трубах при турбулентном течении газов с переменными физическими свойствами // ТВТ. 2003. Т. 41, № 6. С. 889.
5. Полежаев Ю. В., Коршунов А. В., Габбасова Г. В. О турбулентности и турбулентной вязкости в струйных течениях // ТВТ. 2007. Т. 45, № 3. С. 378–383.
6. Филиппов А. И., Ахметова О. В., Олефиренко К. В. Расчет асимптотически осредненного температурного поля турбулентного газового потока в вертикальной скважине // Нефтегазовое дело. 2013. № 11. С. 150–157.

УДК 536.242

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ НА СТАДИИ ЗАКАЧКИ ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ ПЛАСТА КИСЛОТОЙ

**А. И. Филиппов, О. В. Ахметова, А. А. Ковальский, И. Ф. Кабиров**

*Башкирский государственный университет, г. Стерлитамак, Россия*

При использовании в «среднем точного» асимптотического метода в задачах сопряжения [1] с заданными начальными температурными возмущениями уже в нулевом приближении возникает проблема видоизменения начальных условий. Это связано с тем, что при реализации метода неизбежно возникают области, в которых искомая температура не зависит хотя бы от одной из пространственных координат. Начальные условия тоже должны удовлетворять этому требованию. Однако процедура видоизменения начальных условий не

создана. Это обстоятельство существенно ограничивает область использования метода, и к настоящему времени нет примеров решения задач с заданными начальными возмущениями как на основе «в среднем точного» асимптотического метода, так и связанных с ним методов типа «сосредоточенной емкости» [2–4].

Между тем задачи с начальными возмущениями неизбежно возникают во многих технологических приложениях, например, при расчетах полей температуры при циклической закачке кислоты в нефтегазовые пласты для увеличения нефтеотдачи, поскольку температурными возмущениями от предшествующих циклов пренебречь нельзя.

Целью работы является развитие «в среднем точного» асимптотического метода для его применения в задачах теплофизики с заданными начальными возмущениями на примере задачи о температурном поле на стадии закачки кислоты с учетом предшествующих технологических процессов.

В цилиндрической системе координат среда представлена тремя областями с плоскими границами раздела  $z_d = \pm h$ , перпендикулярными оси  $z_d$ , совпадающей с осью скважины. Среда в центральном слое толщиной  $2h$  представляет карбонатосодержащий проницаемый пласт плотностью  $\rho$  и удельной теплоемкостью  $c$  полагается ортотропной и имеет теплопроводности  $\lambda_z, \lambda_r$  в соответствии с направлением осей. Настилающие и подстилающие породы характеризуются параметрами  $\rho_1, c_1, \lambda_{z1}, \lambda_{r1}$  и  $\rho_2, c_2, \lambda_{z2}, \lambda_{r2}$  соответственно.

Математическая постановка задачи для покрывающего и подстилающего массива представляется уравнениями теплопроводности, а для карбонатосодержащего слоя – уравнением конвективной теплопроводности в пласте – основным уравнением задачи:

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t} = a_{z1} \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial z_d^2}, \quad z_d > h, \quad r_d > 0, \quad t > 0, \quad \frac{\partial \theta_2}{\partial t} = a_{z2} \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial z_d^2}, \quad z_d < -h, \quad r_d > 0, \quad t > 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_d(r, t) \frac{\partial \theta}{\partial r_d} - a_z \frac{\partial^2 \theta}{\partial z_d^2} = Q_d(r_d, t), \quad |z_d| < h, \quad r_d > 0, \quad t > 0. \quad (2)$$

На границах раздела заданы условия равенства температур и тепловых потоков

$$\theta|_{z_d=h} = \theta_1|_{z_d=h}, \quad \theta|_{z_d=-h} = \theta_2|_{z_d=-h}, \quad \lambda_z \frac{\partial \theta}{\partial z_d} \Big|_{z_d=h} = \lambda_{z1} \frac{\partial \theta_1}{\partial z_d} \Big|_{z_d=h}, \quad \lambda_z \frac{\partial \theta}{\partial z_d} \Big|_{z_d=-h} = \lambda_{z2} \frac{\partial \theta_2}{\partial z_d} \Big|_{z_d=-h}. \quad (3)$$

Поскольку циклы закачки и отбора при кислотном воздействии могут повторяться, то будем считать, что температура в начальный момент времени отличается в пластах на величину  $D(r_d, z_d), D_1(r_d, z_d), D_2(r_d, z_d)$ , в соответствии с номерами пластов в задаче, от естественной температуры Земли, которая определяется решением соответствующей стационарной задачи при отсутствии источников

$$\theta|_{t=0} = D(r_d, z_d) + \theta_0 - \Gamma z_d, \quad \theta_1|_{t=0} = D_1(r_d, z_d) + \theta_0 - \Gamma h - \Gamma_1(z_d - h), \quad \theta_2|_{t=0} = D_2(r_d, z_d) + \theta_0 + \Gamma h - \Gamma_2(z_d + h), \quad (4)$$

где  $\Gamma = q_z / \lambda_z, \Gamma_1 = q_z / \lambda_{z1}, \Gamma_2 = q_z / \lambda_{z2}, q_z$  –  $z$ -составляющая естественного теплового потока Земли.

Температура закачиваемой жидкости (для простоты в скважине нулевого радиуса) изменяется согласно заданной зависимости  $\theta_0(t)$ :

$$\theta|_{r=0} = \theta_0(t). \quad (5)$$

Решение предполагается ограниченным во всех точках  $r_d > 0$  и функция источников  $Q(r_d, t)$  не зависит от температуры. Источники тепла  $Q(r_d, t)$  в рассматриваемой задаче локализованы в ограниченной области, поэтому начальное распределение температуры сохраняется в течение любого конечного промежутка времени в достаточно удаленных от источника областях

$$\theta_0 - \Gamma h - \Gamma_1(z_d - h) - \theta_1 \Big|_{z_d \rightarrow \infty} \rightarrow 0, \quad \theta_0 + \Gamma h - \Gamma_2(z_d + h) - \theta_2 \Big|_{z_d \rightarrow -\infty} \rightarrow 0. \quad (6)$$

Для построения решения развита модификация асимптотического метода, предложенного авторами, применительно к задачам с ненулевыми начальными условиями.

С использованием соотношений

$$\begin{aligned} r &= r_d/h, \quad z = z_d/h, \quad \text{Fo} = ta_{z_1}/h^2, \quad u = u_d h/a_{z_1}, \quad Q(r, \text{Fo}) = h^2 Q_d(r_d, t)/(\theta_{11} a_{z_1}), \\ \Lambda &= \lambda_{z_1}/\lambda_z, \quad \lambda = \lambda_{z_2}/\lambda_{z_1}, \quad \chi = c_1 \rho_1 / (c\rho), \quad \alpha^{-2} = a_{z_2}/a_{z_1}, \quad T_0(\text{Fo}) = (\theta_0(t) - \theta_0 + \Gamma z_d)/\theta_{11}, \\ T &= [\theta - \theta_0 + \Gamma z_d]/\theta_{11}, \quad T_1 = [\theta_1 - \theta_0 + \Gamma h + \Gamma_1(z_d - h)]/\theta_{11}, \quad T_2 = [\theta_2 - \theta_0 - \Gamma h + \Gamma_1(z_d + h)]/\theta_{11}, \\ T_p(r, z) &= D(r_d, z_d)/\theta_{11}, \quad T_{p1}(r, z) = D_1(r_d, z_d)/\theta_{11}, \quad T_{p2}(r, z) = D_2(r_d, z_d)/\theta_{11}, \end{aligned} \quad (7)$$

задача (1)–(6) приводится к безразмерному виду. В безразмерной задаче, путем замены  $\Lambda$  на  $\varepsilon\Lambda$ , формально введен параметр асимптотического разложения  $\varepsilon$ . При  $\varepsilon = 1$  задача сводится к исходной.

Представим решение задачи в виде асимптотической формулы по параметру  $\varepsilon$ :

$$T_j = T_j^{(0)} + \varepsilon T_j^{(1)} + \varepsilon^2 T_j^{(2)} + \dots + \varepsilon^n T_j^{(n)} + \Theta_j^{(n)}, \quad (8)$$

где нижние индексы у коэффициентов разложения  $T_j^{(n)}$  и остаточного члена  $\Theta_j^{(n)}$  относятся к номеру области, а верхние соответствуют порядковому номеру коэффициента разложения.

Подставляя (8) в безразмерную параметризованную задачу, получим математические постановки задач для коэффициентов разложения [1]. Процедуру отыскания коэффициентов асимптотического разложения можно повторять до получения требуемого количества слагаемых.

Трудности окончательной формулировки задачи для нулевого коэффициента разложения связаны с противоречивостью условия в начальный момент времени ( $\text{Fo} = 0$ ) при  $\varepsilon = 0$ , поскольку оно предполагает приравнивание двух величин, одна из которых  $T^{(0)}$  не зависит от  $z$ . Однако эта трудность не является непреодолимой, поскольку в рассматриваемой области определения задачи вблизи начала отсчета времени локализован вязкий погранслой в математическом смысле. Соответствующие интегральные условия определяются из задачи для остаточного члена после нулевого коэффициента разложения.

После интегрального осреднения задачи для остаточного члена, соответствующего нулевому асимптотическому коэффициенту, по  $z$  в пределах от  $-1$  до  $+1$  в интервале центрального пласта определяются условия тривиальности ее решения:

$$T^{(0)} \Big|_{\text{Fo}=0} = \langle T_p(r, z') \rangle, \quad T^{(0)} \Big|_{r=0} = T_0(\text{Fo}). \quad (9)$$

Эти условия, угловые скобки в которых обозначают процедуру интегрального усреднения по  $z$  в пределах от  $-1$  до  $+1$ , и являются искомыми. Поскольку правая часть (9)

осреднена по вертикальной координате и от  $z$  не зависит, то отмеченное ранее противоречие снимается.

Таким образом, использованное в данной работе асимптотическое разложение обладает важным свойством, заключающимся в том, что решение осредненной задачи для остаточного члена является тривиальным при любых значениях формального параметра  $\varepsilon$ . Это естественно определяет критерий близости точного решения и найденного асимптотического, нулевой коэффициент которого является решением осредненной задачи.

Решение задачи для нулевого коэффициента разложения в пласте в частном случае, когда  $u = J/(2r)$ ,  $T_0 = \text{const}$  и источники зависят только от горизонтальной координаты  $Q = Q(r)$ , с учетом (9) имеет вид

$$\begin{aligned}
 T^{(0)} = & T_0 \operatorname{erfc} \left( \frac{\chi \operatorname{Fi}_+ r^2}{2J \sqrt{\operatorname{Fo} - r^2/J}} \right) \Phi \left( \operatorname{Fo} - \frac{r^2}{J} \right) + \\
 & + \frac{2}{J} \int_0^r Q(r') \operatorname{erfc} \left( \frac{\chi \operatorname{Fi}_+ (r^2 - r'^2)}{2J \sqrt{\operatorname{Fo} - (r^2 - r'^2)/J}} \right) \Phi \left( \operatorname{Fo} - \frac{r^2 - r'^2}{J} \right) r' dr' + \\
 & + \frac{2}{J} \int_0^r \langle T_p(r', z') \rangle \Psi \left( \chi \operatorname{Fi}_+ \frac{r^2 - r'^2}{J}, \operatorname{Fo} - \frac{r^2 - r'^2}{J} \right) \Phi \left( \operatorname{Fo} - \frac{r^2 - r'^2}{J} \right) r' dr' - \\
 & + \frac{\chi}{J} \int_0^r r' dr' \int_1^\infty T_{p1}(r', z') dz' \Psi \left( \chi \operatorname{Fi}_+ \frac{r^2 - r'^2}{J} + z' - 1, \operatorname{Fo} - \frac{r^2 - r'^2}{J} \right) \Phi \left( \operatorname{Fo} - \frac{r^2 - r'^2}{J} \right) - \\
 & + \frac{\chi \alpha^2}{J} \int_0^r r' dr' \int_{-\infty}^{-1} T_{p2}(r', z') dz' \Psi \left( \chi \operatorname{Fi}_+ \frac{r^2 - r'^2}{J} - \alpha(z' + 1), \operatorname{Fo} - \frac{r^2 - r'^2}{J} \right) \Phi \left( \operatorname{Fo} - \frac{r^2 - r'^2}{J} \right).
 \end{aligned} \tag{10}$$

Таким образом, на примере задачи о температурном поле при закачке кислоты в слоисто-неоднородный ортотропный пласт с учетом предыдущих технологических воздействий проиллюстрирована модификация «в среднем точного» асимптотического метода, созданная авторами для решения задач с ненулевыми начальными условиями.

### Обозначения

$a$  – температуропроводность,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  $c$  – удельная теплоемкость,  $\text{Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ ;  $\operatorname{Fi}_+, \operatorname{Fi}_-$  – коэффициенты асимметрии;  $\operatorname{Fo}$  – число Фурье;  $h$  – полутолщина проницаемого слоя,  $\text{м}$ ;  $J$  – конвективный параметр движения жидкости в проницаемой среде;  $Q(r, \operatorname{Fo})$  – безразмерная функция источников тепла;  $r, z$  – безразмерные цилиндрические координаты;  $T$  – безразмерная температура;  $t$  – время,  $\text{с}$ ;  $u(r)$  – функция скорости конвективного переноса тепла;  $\varepsilon$  – параметр асимптотического разложения;  $\Theta_j^{(n)}$  – безразмерный остаточный член асимптотического разложения температуры;  $\theta_+$  – температура проницаемого, настилающего и подстилающего пластов соответственно,  $\text{К}$ ;  $\theta_0$  – размерная температура закачиваемой жидкости  $\text{К}$ ;  $\theta_{11}$  – максимальный перепад температуры,  $\text{К}$ ;  $\lambda$  – теплопроводность проницаемого, настилающего и подстилающего пластов соответственно,  $\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ;  $\rho$  – плотность проницаемого, настилающего и подстилающего пластов соответственно,  $\text{кг}/\text{м}^3$ ;  $\Phi(x)$  – единичная функция Хевисайда. Индексы: нижние:  $d$  – размерный (dimension); цифра – номер среды; верхние:  $u$  – изображение; цифра – порядковый номер коэффициента асимптотического разложения.

## Литература

1. Филиппов А. И., Ахметова О. В., Кабиров И. Ф. Задача о температурном поле в анизотропном слое с источниками при наличии конвекции. // ИФЖ. 2012. Т. 85, № 4. С. 738–752.
2. Рубинштейн Л. И. Температурные поля в нефтяных пластах. М.: Недра, 1971. – 276 с.
3. Алишаев М. Г. Уточнение потерь тепла для геотермальной скважины // Изв. РАН. Энергетика. 2010. № 1. С. 73–84.
4. Алхасова Д. А. Оценка влияния оребрения на рост тепловой производительности скважинного теплообменника с применением схемы сосредоточенной емкости // Труды Института геологии Дагестанского научного центра РАН. 2009. № 55. С. 145–147.

УДК 532.546: 536.426

## АСИМПТОТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПОЛЕЙ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ В ПРОНИЦАЕМЫХ ПЛАСТАХ

А. И. Филиппов<sup>1,2</sup>, П. Н. Михайлов<sup>1,2</sup>, А. А. Ковальский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Башкирский государственный университет, г. Стерлитамак, Россия

<sup>2</sup>Институт прикладных исследований Республики Башкортостан, г. Стерлитамак, Россия

Решение глобальных энергетических проблем человечества, в первую очередь, связано с развитием атомной энергетики, поскольку запасы углеводородов ограничены. Уже к 2030 г. доля атомной генерации в общем объеме производства электроэнергии должна составить 25–30% (сегодня – 16%). В настоящее время общий объем радиоактивных отходов на территории России оценивается в  $5 \cdot 10^8$  м<sup>3</sup>, суммарная  $\beta$ -активность которых по приблизительным оценкам равна  $7,3 \cdot 10^{19}$  Бк [1]. При этом на жидкие радиоактивные отходы приходится около 85% общей активности, и их переработка и захоронение – важнейшая задача атомной энергетики. Обзор исследований по захоронениям отходов можно найти в [2]. Здесь представлены результаты, обобщающие работы [3–13].

Задачи тепло- и массопереноса в скважине и пласте взаимосвязаны. Закачка отходов атомной промышленности производится через нагнетательные скважины, исследование температурного поля необходимо в связи с тем, что, во-первых, значение температурного поля на забое скважины определяет граничное условие для температурного поля в пласте, во-вторых, важно определить оптимальные параметры закачки растворов радиоактивных изотопов для того, чтобы не допустить чрезмерное его нагревание. Кроме того, результаты расчетов температурных полей в таких скважинах могут стать основой методики термоконтроля за работой скважины.

Математическая постановка задачи массопереноса для раствора радиоактивного изотопа в нагнетательной скважине с учетом массообмена с окружающими породами представляется в следующем виде:

$$\frac{\partial p_{1d}}{\partial \tau} - D_{1r} \frac{1}{r_d} \frac{\partial}{\partial r_d} \left( r_d \frac{\partial p_{1d}}{\partial r_d} \right) - D_{1z} \frac{\partial^2 p_{1d}}{\partial z_d^2} = -\alpha p_{1d}, \quad r_d > r_0, \tau > 0, \quad (1)$$

уравнение конвективной диффузии флюида с источниками в трубе

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial \tau} + v(r_d) \frac{\partial \rho_d}{\partial z_d} - D_r \frac{1}{r_d} \frac{\partial}{\partial r_d} \left( r_d \frac{\partial \rho_d}{\partial r_d} \right) - D_z \frac{\partial^2 \rho_d}{\partial z_d^2} = -\alpha \rho_d, \quad r_d < r_0, \tau > 0. \quad (2)$$

На границе труб и окружающего массива заданы условия равенства плотностей

$$\rho_d \Big|_{r_d=r_0} = \rho_{1d} \Big|_{r_d=r_0} \quad (3)$$

и потоков плотностей

$$D_r \frac{\partial \rho_d}{\partial r_d} \Big|_{r_d=r_0} = D_{1r} \frac{\partial \rho_{1d}}{\partial r_d} \Big|_{r_d=r_0}. \quad (4)$$

Полагаем, что в начальный момент времени плотность загрязнителя равна нулю

$$\rho_d \Big|_{\tau=0} = 0, \quad \rho_{1d} \Big|_{\tau=0} = 0. \quad (5)$$

Кроме того, на бесконечности выполняется условие регулярности

$$\rho_{1d} \Big|_{r_d \rightarrow \infty} = 0. \quad (6)$$

В точке  $z_d = 0$  плотность потока изменяется по заданному закону

$$\rho_d \Big|_{z_d=0} = \rho_0. \quad (7)$$

Решение этой задачи позволяет получить граничное условие для задачи массопереноса растворов изотопов в пористом пласте.

С учетом того, что при фильтрации, вследствие разности потенциалов, плотность раствора уменьшается за счет массообмена со скелетом и из-за распада радиоактивного вещества в скелете, уравнение неразрывности для радиоактивного вещества, находящегося в скелете пласта примет вид

$$\frac{\partial [(1-m)\rho_s]}{\partial t} + \nabla \vec{j}_s = g(\mu_s, \mu_l) - \alpha(1-m)\rho_s. \quad (8)$$

Уравнение неразрывности для радиоактивного вещества в жидкости отличается слагаемым, содержащим конвективный перенос

$$\frac{\partial (m\rho_l)}{\partial t} + \nabla \vec{j}_l + \nabla (m\rho_l \vec{v}_l) = -g(\mu_s, \mu_l) - \alpha m\rho_l. \quad (9)$$

При этом диффузионные потоки радиоактивного вещества в скелете и жидкости соответственно

$$\vec{j}_s = -D_s \nabla [(1-m)\rho_s], \quad \vec{j}_l = -D_l \nabla (m\rho_l). \quad (10)$$

Для слабых растворов, к которым относятся радиоактивные растворы, подлежащие захоронению, в качестве изотермы сорбции будем использовать изотерму Генри

$$\rho_s = K_T \rho_l. \quad (11)$$

С учетом несжимаемости жидкости, уравнение неразрывности примет следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - D \Delta \rho + \vec{v}' \nabla \rho = -\alpha \rho. \quad (12)$$

Здесь введены обозначения

$$D = \frac{D_s(1-m)K_r + D_l m}{(1-m)K_r + m}, \quad (13)$$

где  $D$  – эффективный коэффициент диффузии. Из уравнения (8) следует, что в уравнении, описывающем миграцию радиоактивных растворов, необходимо учитывать конвективный перенос, осложненный наличием пористости скелета и протекающими массообменными процессами между загрязнителем и скелетом. Уравнение (8) позволяет определить скорость конвективного переноса примесей в пористой среде  $\vec{v}'$  по аналогии со скоростью конвективного переноса тепла и скоростью фильтрации  $\vec{v}$ :

$$\vec{v}' = \frac{m \vec{v}_l}{(1-m)K_r + m}. \quad (14)$$

Скорость конвективного переноса примеси  $\vec{v}'$  определяет положение фронта загрязнения  $R_d$  подобно тому, как скорость фильтрации  $\vec{v}$  определяет положение фронта закачиваемой жидкости  $R_w$ . При этом положение фронта закачиваемой жидкости определяется из баланса массы закачиваемой жидкости и для случая закачки с постоянной скоростью  $v_0$  в пласт через скважину радиуса  $r_0$  соответствующее выражение имеет вид

$$R_w = \sqrt{\frac{2v_0 r_0 \tau}{m} + r_0^2} = \sqrt{2w_0 r_0 \tau + r_0^2} = \sqrt{\frac{Q\tau}{\pi m H} + r_0^2}, \quad (15)$$

где  $Q$  – объем закачки,  $H$  – мощность пласта.

Математическая постановка задачи фильтрации однокомпонентного радиоактивного раствора включает уравнение диффузии с учётом радиоактивного распада в покрывающем

$$\frac{\partial \rho_{1d}}{\partial \tau} - D_{z1} \frac{\partial^2 \rho_{1d}}{\partial z_d^2} - D_{r1} \frac{1}{r_d} \frac{\partial}{\partial r_d} \left( r_d \frac{\partial \rho_{1d}}{\partial r_d} \right) = -\alpha \rho_{1d}, \quad \tau > 0, \quad r_d > 0, \quad z_d > h$$

и подстилающем

$$\frac{\partial \rho_{2d}}{\partial \tau} - D_{z2} \frac{\partial^2 \rho_{2d}}{\partial z_d^2} - D_{r2} \frac{1}{r_d} \frac{\partial}{\partial r_d} \left( r_d \frac{\partial \rho_{2d}}{\partial r_d} \right) = -\alpha \rho_{2d}, \quad \tau > 0, \quad r_d > 0, \quad z_d < -h$$

пластах, а также уравнение конвективной диффузии с учётом радиоактивного распада в пористом пласте

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial \tau} - D_z \frac{\partial^2 \rho_d}{\partial z_d^2} - D_r \frac{1}{r_d} \frac{\partial}{\partial r_d} \left( r_d \frac{\partial \rho_d}{\partial r_d} \right) + \frac{v_0 r_0}{r_d} \frac{\partial \rho_d}{\partial r_d} = -\alpha \rho_d, \quad \tau > 0, \quad r_d > 0, \quad |z_d| < h.$$

При этом условия сопряжения представляют равенства плотностей и потоков растворенного вещества на границах раздела пластов:

$$\rho_d|_{z_d=h} = \rho_{d1}|_{z_d=h}, \quad \rho_d|_{z_d=-h} = \rho_{d2}|_{z_d=-h},$$

$$D_z \frac{\partial \rho_d}{\partial z_d} \Big|_{z_d=h} = D_{z1} \frac{\partial \rho_{1d}}{\partial z_d} \Big|_{z_d=h}, \quad D_z \frac{\partial \rho_d}{\partial z_d} \Big|_{z_d=-h} = D_{z2} \frac{\partial \rho_{2d}}{\partial z_d} \Big|_{z_d=-h}.$$

Плотность загрязнителя на входе в пористый пласт считается постоянной:

$$\rho_d \Big|_{r_d=0} = [m + K(1-m)] \rho_0.$$

Полагаем, что в начальный момент времени плотность загрязнителя равна нулю:

$$\rho_d \Big|_{\tau=0} = \rho_{1d} \Big|_{\tau=0} = \rho_{2d} \Big|_{\tau=0} = 0,$$

Кроме того, на бесконечности выполняются условия регулярности:

$$\rho_d \Big|_{r_d \rightarrow +\infty} = 0, \quad \rho_{1d} \Big|_{r_d + z_d \rightarrow +\infty} = 0, \quad \rho_{2d} \Big|_{r_d + |z_d| \rightarrow +\infty} = 0.$$

Задачи теплопереноса в скважине и пласте при закачке и фильтрации растворов изотопов также являются задачами сопряжения для уравнений параболического типа. Задачи решаются асимптотическим методом.

В работе осуществлена постановка термодиффузионной задачи о взаимосвязанных полях концентрации и температуры, возникающих в пористом пласте при закачке растворенных радиоактивных веществ. С использованием свободного параметра асимптотического разложения температурная и диффузионная задачи представлены в виде бесконечной последовательности краевых задач для коэффициентов разложения искомого решения в асимптотический ряд. Произведено «расцепление» соответствующей цепочки уравнений и на этой основе осуществлена постановка краевых задач смешанного типа со следами производных из внешних областей для нулевого и первого коэффициентов разложения и остаточного члена.

При построении решения задачи для первого коэффициента использовано нелокальное граничное условие, заключающееся в том, что средние значения температуры и плотности примесей по толщине пласта на оси скважины равны нулю. Показано, что использование такого условия обеспечивает построение «точного в среднем» асимптотического решения, означающего, что усредненная по высоте пористого пласта задача для остаточного члена асимптотического ряда имеет тривиальное решение.

Установлено, что независимо от значений параметра асимптотического разложения, как в задаче теплопереноса, так и массопереноса, нулевое приближение совпадает с решением усредненной исходной задачи. Что особенно важно – осредненная параметризованная и исходная (непараметризованная) задачи всегда совпадают.

Найдены решения задачи массопереноса в нулевом и первом приближениях. Анализ результатов расчетов пространственно-временных зависимостей полей концентраций и температуры при фильтрации радиоактивных растворов в глубокозалегающих пластах позволяет установить следующее: нулевое приближение может быть успешно использовано для расчета средних значений концентраций вредных веществ и температуры в проницаемых пластах. Кроме того, он с достаточной точностью описывает поля концентраций и температуры в окружающих породах и зону возмущений концентрации и температуры в среде; первое приближение уточняет нулевое и позволяет устранить главный его недостаток и учесть зависимость от вертикальной координаты в интервале пласта. При этом вблизи скважины необходимо учитывать погранслойную поправку, которая уточняет первое приближение.

Построенные решения для полей концентрации загрязнителя позволяют произвести оценку вклада диффузии и радиоактивного распада. Вклад диффузии существенен только в

зоне фронта радиоактивного заражения, где он сопоставим с величиной плотности вещества в растворе. В остальных точках пространства учет радиоактивного распада является приоритетным по сравнению с учетом массообмена пласта с окружающими породами за счет диффузии.

Показано, что в большинстве практических случаев при исследовании температурных полей влиянием радиоактивного распада в окружающих пластах на плотность радиоактивных примесей в пласте и инициируемым этим распадом тепловым эффектом можно пренебречь. Для относительно малых времен с высокой точностью для практических расчетов может быть использовано так называемое «бездиффузионное» приближение, при построении которого вклад конвекции предполагается преобладающим. Произведена оценка погрешности бездиффузионного приближения, позволяющего значительно упростить выполняемые расчёты. В то же время по требованию МАГАТЭ захоронения осуществляются на сроки порядка десятков тысяч лет, в задачах массопереноса пренебрегать диффузионными процессами нельзя.

Построено стационарное решение для массопереносной задачи, позволяющее установить предельные размеры зоны заражения при закачке радиоактивных отходов в глубокозалегающие горизонты. В нулевом и первом приближениях решена задача о температурном поле, вызванном закачкой радиоактивного раствора в глубокозалегающие пласты. На основании полученного решения установлены расчетные формулы для полей температуры, вызванных энергией распада и различием температур пласта и закачиваемой жидкости. В зависимости от периода полураспада радиоактивного вещества, содержащегося в воде, на некотором фиксированном расстоянии от нагнетательной скважины наблюдается температурный максимум: чем он ближе к скважине, тем меньше период полураспада, температурный эффект выше, чем больше концентрация раствора. Учет теплообмена с окружающими пластами уменьшает максимальную температуру в пласте приблизительно на 20 °С.

В частности, построена зависимость температуры от пространственных координат и времени для стационарного распределения плотности радиоактивных примесей, имеющее важное значение для описания полей короткоживущих изотопов.

Сравнение расчетных зависимостей поля концентрации и температуры с численными, экспериментальными данными и результатами других исследований свидетельствует о достаточной точности построенной модели.

Исследование зависимости температуры от пространственно-временных координат, от скорости закачки, активности растворов, коэффициента Генри для скелета позволяет заключить следующее: на некотором расстоянии от скважины наблюдается значительный рост температуры пласта по сравнению температурой, определяемой теплофизическими свойствами закачиваемой жидкости без загрязнителя, причём этот рост тем более значим, чем больше активность нуклида; закачка радиоактивных отходов с достаточно высокой активностью может привести к подземному тепловому взрыву и выбросу загрязнителя на поверхность; чем больше скорость закачки растворов, тем дальше смещается точка максимума температуры в глубь пласта; чем больше коэффициент Генри, тем большего максимального значения достигает температура и тем ближе точка максимума к скважине.

Предлагаемая в работе математическая модель взаимосвязанных полей температуры и концентрации растворов в пористых пластах позволяет выделить и определить размеры зоны загрязнения, теплового возмущения и зоны чистой воды, появляющейся в результате оседания радионуклидов на скелете пласта. Определено понятие «скорость конвективного переноса массы» и получена ее формула. По аналитическим выражениям для поля плотностей и температуры установлены радиусы радионуклидного загрязнения и теплового возмущения. Таким образом, по измерению температуры в контрольных скважинах можно определить зону заражения пористого пласта – коллектора – радиоактивными отходами.

Совпадение температурного и радионуклидного фронтов определяет критический коэффициент Генри, равный отношению объемных теплоемкостей скелета и жидкости, не зависящий от пористости. В случае, когда коэффициент сорбции больше критического, фронт теплового возмущения опережает фронт радионуклидного загрязнения. Тепловое поле между фронтами («чистое тепло» без радиации) обусловлено конвективным выносом тепла закачиваемой жидкостью из радионуклидной области. Когда же коэффициент сорбции радионуклида меньше критического, фронт теплового возмущения отстает от фронта нуклидного возмущения, так как скорость переноса тепла в этом случае меньше скорости фильтрации радионуклидов в пористом пласте, а температурные возмущения оказываются почти в пять раз больше, что объясняется преобладающим локализованным выделением тепла вблизи температурного фронта. Последним двум случаям отвечают различные технологии захоронения. На практике при захоронении радиоактивных отходов производят специальную обработку для повышения сорбционных свойств пласта. Таким образом, критический коэффициент Генри может выступать критерием качества подготовки отесняющего и подготавливающего растворов.

Поскольку коэффициенты Генри пористых пластов, как правило, многократно превышают соответствующие критические значения, то в реальных случаях температурный фронт значительно опережает фронт загрязнения. Отмеченное утверждение позволяет разработать метод прогнозирования распространения радиоактивных отходов в глуболежащих пластах на основе анализа кривых термокаротажа контрольных скважин.

### Обозначения

$D, D_r, D_{1r}, D_2, D_z, D_{1z}, D_2$  – эффективный коэффициент диффузии пласта, коэффициенты диффузии соответствующих пластов в радиальном и вертикальном направлениях,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  $m$  – пористость;  $g(\mu_s, \mu_w)$  – функция массообмена между скелетом и жидкостью;  $H, h$  – мощность и полутолщина пористого пласта,  $\text{м}$ ;  $j_s, j_l$  – диффузионный поток радиоактивного вещества в скелете и жидкости соответственно;  $K_G$  – коэффициент Генри нуклида;  $L$  – удельное тепловыделение радиоактивного загрязнителя,  $\text{Дж}/\text{кг}$ ;  $P_d, P_t$  – аналоги параметра Пекле для диффузионной и температурной задачи в пласте соответственно;  $Q$  – объем закачки,  $\text{м}^3/\text{с}$ ;  $R_d, R_w, r_0, r_d, z_d, r, z$  – координаты фронта загрязнения и закачиваемой жидкости соответственно, радиус скважины, размерные и безразмерные цилиндрические координаты,  $\text{м}$ ;  $v'$  – скорость конвективного переноса загрязнителя в пористом пласте,  $\text{м}/\text{с}$ ;  $v$  – скорость фильтрации,  $\text{м}/\text{с}$ ;  $\alpha$  – постоянная радиоактивного распада ( $\text{с}^{-1}$ );  $\tau$  – время,  $\text{с}$ ;  $\mu_s, \mu_w$  – химические потенциалы скелета и воды соответственно;  $\rho_f, \rho_s, \rho_d, \rho_{1d}, \rho_{2d}, \rho_f$  – безразмерные плотности примеси в носителе, скелете, размерные концентрации примеси в пористом, покрывающем и подстилающем пластах,  $\text{кг}/\text{м}^3$ . Индексы: d – размерный (dimension); liq – жидкость; p.liq – пористая среда, насыщенная жидкостью; r, z – направления; s – скелет пористой среды; f – флюид; w – вода (water).

### Литература

1. Шаталов В. В. Анализ количественного и качественного состояния РАО // Бюл. по атомной энергии. 2002. № 7.
2. Филиппов А. И., Михайлов П. Н., Ковальский А. А. Поля радиоактивных изотопов в пористых средах. Уфа: Гилем, Башкирская энциклопедия, 2015. – 227 с.
3. Mikhaylov P. N., Filippov A. I., Mikhaylov A. P. Filtration of Radioactive Solutions in Jointy Layers // Mass Transfer – Advances in Sustainable Energy and Environment Oriented Numerical Modeling / Ed. Hironori Nakajima. Croatia: In Tech, 2013. Pp. 219–263.
4. Жемжуров М. Л., Серебряный Г. З. Аналитическая модель миграции радионуклидов в пористых средах // ИФЖ. 2003. Т. 76, № 6. С. 146–150.

5. Жемжуров М. Л., Серебряный Г. З. Двумерная конвективная диффузия радиоактивной примеси с учетом сорбции в пористой среде // ИФЖ. 2008. Т. 81, № 3. С. 417–420.
  6. Кедровский О. Л., Рыбальченко А. И., Пименов М. К. и др. Глубинное захоронение жидких радиоактивных отходов // Атомная энергия. 1991. Т. 44, вып. 2. С. 61–65.
  7. Косарева И. М., Савушкина М. К., Архипова М. М., Волин Ю. М., Кабакчи С. А., Егоров Н. Н., Раков Н. А., Кудрявцев Е. Г. Температурное поле при глубинном захоронении жидких радиоактивных отходов // Атомная энергия. 1998. Т. 85, № 6. С. 441–448.
  8. Косарева И. М., Савушкина М. К., Архипова М. М., Волин Ю. М., Кабакчи С. А., Егоров Н. Н., Раков Н. А., Кудрявцев Е. Г. Температурное поле при глубинном захоронении жидких радиоактивных отходов: моделирование многоэтапного удаления // Атомная энергия. 2000. Т. 89, № 6. С. 435–440.
  9. Ларин В. К., Зубков А. А., Балахонов В. Г., Сухоруков В. А., Жиганов А. Н., Носков М. Д., Истомина А. Д., Кеслер А. Г. Моделирование динамики радиационных и тепловых полей при глубинном захоронении жидких отходов // Атомная энергия. 2002. Т. 92, № 6. С. 451–455.
  10. Михайлов П. Н., Филиппов А. И., Гюнтер Д. А., Иванов Д. В. Моделирование взаимосвязанных процессов тепло- и массопереноса при подземном захоронении радиоактивных отходов // Вопросы атомной науки и техники. 2008. № 2. С. 83–91.
  11. Михайлов П. Н., Филиппов А. И., Гюнтер Д. А., Иванов Д. В. О построении асимптотического решения в задачах сопряжения // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2008. Т. 48, № 11. С. 2046–2057.
  12. Михайлов П. Н., Филиппов А. И., Гюнтер Д. А., Иванов Д. В. Поля концентрации радиоактивных веществ // ИФЖ. 2008. Т. 81, № 5. С. 912–923.
  13. Михайлов П. Н., Филиппов А. И., Михайличенко И. Н., Гюнтер Д. А., Иванов В. Д. Температурные поля фильтрационных потоков растворов радиоактивных веществ // ММФ–2008: VI Минский междунар. форум по тепло- и массопереносу: Тез. докл. и сообщ. 19–23 мая 2008 г. Минск, 2008. Т. 2. С. 230–232.
- 

УДК 621.039.517

## **ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКОГО ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В ПУЧКЕ СТЕРЖНЕЙ С ДИСТАНЦИОНИРУЮЩИМИ РЕШЕТКАМИ**

**Д. В. Фомичев**

*АО «Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники имени Н. А. Доллежалея» (АО «НИКИЭТ»), г. Москва, Россия*

Жидкометаллические теплоносители (ЖМТ), такие как натрий, свинец или эвтектика свинец–висмут, являются наиболее предпочтительными при создании новых инновационных типов реакторных установок (РУ). Несмотря на значительную базу экспериментальных и расчетных данных, накопленную как российскими, так и зарубежными специалистами в течение последних 30–40 лет, исследование гидродинамики и теплообмена при течении таких теплоносителей в пучках стержней (ТВЭЛОВ) по-прежнему является одной из ключевых теплофизических задач.

С развитием вычислительных технологий исследования гидродинамики и теплообмена при течении ЖМТ, в частности, в пучках как в орбренных, так и гладких стержней тепловыделяющих сборок (ТВС), могут быть определены посредством численного моделирования с применением CFD-кодов.

Пакет программ ЛОГОС, разработанный в ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» (Россия, г. Саров) в рамках проекта «Развитие суперкомпьютеров и грид-технологий», основан на конечно-объемном подходе к решению управляющих уравнений неявными факторизованными методами на структурированных и неструктурированных сетках. В настоящее время в рамках федеральной целевой программы «Коды нового поколения» данный пакет программ проходит этап доработки и подготовки к верификации для моделирования течений ЖМТ.

В рамках работ по верификации пакета программ ЛОГОС выполнена серия задач численного моделирования течения эвтектического сплава свинец–висмут в 19-гладко-стержневой экспериментальной ТВС, при дистанционировании пучка тремя решетками. Моделирование выполнено в диапазонах чисел Рейнольдса  $Re \sim 10^4$ – $10^5$  и чисел Пекле  $Pe \sim 270$ – $2700$ , характерных для режимов течения ЖМТ в штатных ТВС быстрых реакторов при условиях нормальной эксплуатации.

Результаты моделирования гидродинамики и теплообмена при течении эвтектического сплава в пучке стержней показали качественное соответствие экспериментальным данным, полученным в лаборатории жидких металлов университета Карлсруэ (Германия, KALLA – Karlsruhe Liquid Metal Laboratory) в рамках работы над проектом THINS (Thermal Hydraulic of Innovative Nuclear Systems) по исследованию теплогидравлических характеристик ТВС.

Кросс-верификационный анализ результатов моделирования, проведенный с применением ведущих коммерческих CFD-кодов: ANSYS CFX, ANSYS FLUENT и Star-CCM+, также подтвердил корректность результатов, полученных с применением пакета программ ЛОГОС.

Полученные данные показали возможность применения пакета ЛОГОС, базирующегося на использовании SST  $k$ – $\omega$ -модели турбулентности, для описания течения ЖМТ в пучках стержней ТВС быстрых реакторов. В дальнейшем полученные данные могут быть полезны для валидации других моделей турбулентности, включенных в пакет программ ЛОГОС, таких как TMBF, AKN и S&S.

---

УДК 519.6:535.2:536.3

## **ИДЕНТИФИКАЦИЯ СВОЙСТВ И ВОЗМОЖНОСТИ РАСШИРЕННЫХ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ УЛЬТРАПОРИСТЫХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ АЭРОКОСМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ**

**В. В. Черепанов, О. М. Алифанов**

*Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия*

Легкие ультрапористые неметаллические материалы находят в настоящее время широкое применение в аэрокосмической, авиационной, химической промышленности, подобные им по структуре, но более плотные материалы используются в металлургии, строительстве, энергетике.

В работах [1–7] были представлены и развиты статистические имитационные математические модели структуры, теплофизических, электрических и спектрально-оптических

свойств ультрапористых волокнистых и сетчатых неметаллических материалов. В целом, основные положения этих моделей можно сформулировать следующим образом [1]:

- Материал заменяется стохастической системой представительных элементов, которые генерируются и анализируются последовательно. Учитываются анизотропия материала, статистические закономерности его структуры, флокульность в пределах структуры основы, значения эффективной плотности и свойства образующих основу материала веществ.

- Используются изотермическое и адиабатическое приближения в пределах каждого отдельно взятого представительного элемента. Каждый новый представительный элемент считается погруженным в эффективную среду, свойства которой определяются также и всеми ранее сгенерированными элементами.

- Описание процессов поглощения и рассеивания излучения отдельными фрагментами материала проводится на основе классической электромагнитной теории [8] и ее следствий – теории Ми и скалярной теории дифракции [1, 9].

- Описание процессов поглощения и рассеивания излучения отдельными представительными элементами материала проводится на основе оригинальной теории [1, 3, 4, 7]. Она обеспечивает возможность получения и исследования непрерывной картины рассеяния излучения представительным элементом в целом.

- Локальные спектральные и интегральные радиационные характеристики материала определяются в рамках его оригинальной спектральной модели [1, 5, 6]. Она построена на теории рассеяния отдельными представительными элементами и содержит инструмент для кооперативных поправок в результаты рассеяния излучения отдельными фрагментами материала.

- Для определения радиационных характеристик материала используются как классическая электромагнитная теория, так и квантовая оптика. В расчетах могут применяться как модели интенсивности излучения, так и ее значения, определенные решением кинетических задач переноса излучения.

На этой основе был создан эффективный программный инструмент, позволяющий проводить расчеты, исследовать и прогнозировать многие важные свойства ультрапористых материалов. Был реализован блочный принцип построения программного пакета, который образуют специализированные блоки тесно связанных между собой приложений. Это позволило независимо развивать и обновлять отдельные его сегменты, формировать в случае необходимости новую архитектуру связей между отдельными блоками. Тем самым было положено начало созданию системы открытых высокоточных математических моделей для исследования и прогнозирования свойств перспективных материалов.

Разработанные модели обладают некоторым количеством «степеней свободы», т. е. содержат свободные функциональные параметры, подлежащие определению в ходе процедуры идентификации по экспериментальным данным о температурной зависимости эффективной теплопроводности (настройки модели по значениям теплопроводности). В предлагаемой работе обосновывается метод идентификации, описывается сам процесс и его возможности.

### **Литература**

1. Алифанов О. М., Черепанов В. В. Методы исследования и прогнозирования свойств высокопористых теплозащитных материалов. М.: Изд-во МАИ, 2014.
2. Алифанов О. М., Черепанов В. В. Математическое моделирование высокопористых волокнистых материалов и определение их физических свойств // ТВТ. 2009. Т.47, № 3. С. 463–472.
3. Черепанов В. В. Взаимодействия излучения с фрагментами высокопористого материала. Теория // Тепловые процессы в технике. 2011. Т. 3, № 5. С. 215–227.

4. Алифанов О. М., Черепанов В. В. Несингулярная модель взаимодействия излучения с представительными элементами высокопористых материалов // Матем. моделирование. 2012. Т. 24, № 3. С. 33–47.

5. Алифанов О. М., Черепанов В. В., Моржухина А. В. Математическое моделирование неметаллических сетчатых материалов // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 1. С. 122–132.

6. Алифанов О. М., Черепанов В. В., Моржухина А. В. Комплексное исследование физических свойств сетчатого стеклоглелерода // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 1. С. 133–144.

7. Cherepanov V. V., Alifanov O. M. Modelling techniques for ultra-porous heat-protective materials spectral properties // Computational and Applied Mathematics. 2015. Springer Open Access. DOI: 10.1007/s40314-015-0229-0.

8. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965.

9. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986.

---

УДК 536.35:62-405.8;621.375

## ВЛИЯНИЕ НЕСОВЕРШЕНСТВ ИЗЛУЧЕНИЯ И ТЕХНОЛОГИИ НА ТЕРМОДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Ю. И. Шанин, О. И. Шанин, А. В. Черных, И. С. Шарапов

*ФГУП «Научно-исследовательский институт научно-производственное  
объединение «Луч», г. Подольск, Россия  
syi@luch.podolsk.ru*

В работе проведен анализ и получены результаты расчетов термонапряженного состояния оптических элементов (ОЭ) – зеркал, проходных окон, светоделителей и пр. Термонапряженное состояние – это совокупность температурных полей, напряжений, изгибных термоперемещений оптической поверхности (ОП) при неоднородных условиях нагружения и при различных дефектах ОЭ.

К поверхности ОЭ предъявляются высокие требования. Возможные дефекты приводят к локальным всплескам температуры из-за местного увеличения поглощения энергии. В этой области возможна концентрация термонапряжений и даже оплавление материала.

Рассмотрим только дефекты малых по сравнению с ОЭ размеров, имеющие форму круглого пятна радиусом  $R_{\text{п}}$  с повышенным коэффициентом поглощения и постоянным тепловым потоком. Для определения критического размера дефекта возможно применение следующих критериев: 1) температурного, 2) прочностного, 3) термодформационного.

При проведении расчетов применялась тепловая модель полупространства при локальном нагреве [1]. В большинстве случаев нагружения ОП граничные и временные условия задачи позволяют её использовать. Воспользуемся решениями [2] для оценки температурных полей и напряжений для нестационарной задачи при нагружении равномерным круговым тепловым потоком радиусом  $R_{\text{п}}$  полупространства при следующих условиях: 1) начальное равномерное распределение температуры ОЭ; 2) условие теплоизоляции по его торцу; 3) на малую часть поверхности ОЭ действует локальный равномерный тепловой поток радиусом  $r_{\text{п}}$ ; 4) ненагруженная часть ОП и обратная сторона ОЭ теплоизолирована.

Распределение температуры на оси  $x$  ОЭ с учетом объемного тепловыделения в нём [2]:

$$T(\tau, x) = \frac{q_T R_n}{\sqrt{\pi} \lambda} \left\{ \left[ 2\sqrt{Fo_1(\tau)} \exp\left(\frac{-2x^2}{R_n Fo_1(\tau)}\right) \left[ 1 - \exp\left(\frac{-1}{4Fo_1(\tau)}\right) \right] - \right. \right. \\ \left. \left. \sqrt{\pi} \left[ \frac{x \operatorname{erfc}\left(\frac{2x}{R_n \sqrt{Fo_1(\tau)}}\right)}{R_n} - \sqrt{1 + \left(\frac{x}{R_n}\right)^2} \operatorname{erfc}\left[0.5 \sqrt{\frac{1 + \left(\frac{x}{R_n}\right)^2}{Fo_1(\tau)}}\right] \right] \right\} + a\omega\tau / \lambda, \quad (1)$$

где  $x$  – осевая координата,  $Fo_1(\tau) = a\tau/R_n^2$  – число Фурье,  $\omega$  – мощность объемного источника тепла. Заметим, что при равномерно расположенных по толщине ОЭ тепловых источников общий уровень температуры возрастает, а профиль температуры не изменяется.

Зависимость осевых перемещений на поверхности полупространства от безразмерного радиуса  $\rho = r/R_n$  ( $r$  – текущий радиус):

$$W(\rho, \mu) = \frac{2\beta q_T R_n^2 (1+\nu)}{\lambda} \int_0^\infty \left\{ \begin{aligned} & \left[ Fo_1(\tau) + \frac{(1-2\mu^2 Fo_1(\tau))}{2\mu^2} \operatorname{erf}(\mu\sqrt{Fo_1(\tau)}) - \right. \\ & \left. - \frac{1}{\mu} \sqrt{\frac{Fo_1(\tau)}{\pi}} \exp(-\mu^2 Fo_1(\tau)) \right] J_1(\mu) J(\mu\rho) d\mu. \end{aligned} \right. \quad (2)$$

Зависимости изменения поверхностных напряжений вдоль радиуса  $\sigma_r$  и тангенциальных напряжений  $\sigma_{\varphi\varphi}$  от радиуса ОЭ и времени:

$$\sigma_r(\rho, \mu) = \frac{-\beta E q_T R_n}{\lambda(1-\nu)} \int_0^\infty J_1(\mu) \left[ \left( 2\sqrt{\frac{Fo_1(\tau)}{\pi}} e^{-\mu^2 Fo_1(\tau)} - 2\mu Fo_1(\tau) \operatorname{erfc}(\mu\sqrt{Fo_1(\tau)}) \right) J_0(\mu\rho) + \right. \\ \left. + \frac{2(1-\nu)}{\rho} \left[ Fo_1(\tau) + \left( \frac{1-2\mu^2 Fo_1(\tau)}{2\mu^2} \right) \operatorname{erfc}(\mu\sqrt{Fo_1(\tau)}) - \frac{1}{\mu} \sqrt{\frac{Fo_1(\tau)}{\pi}} e^{-\mu^2 Fo_1(\tau)} \right] J_1(\mu\rho) \right] d\mu, \quad (3)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}(\rho, \mu) = \frac{-\beta E q_T R_n}{\lambda(1-\nu)} \int_0^\infty J_1(\mu) \left( 2\sqrt{\frac{Fo_1(\tau)}{\pi}} e^{-\mu^2 Fo_1(\tau)} - 2\mu Fo_1(\tau) \operatorname{erfc}(\mu\sqrt{Fo_1(\tau)}) + \frac{1-\nu}{\mu} \operatorname{erf}(\mu\sqrt{Fo_1(\tau)}) \right) \times \\ \times J_0(\mu\rho) + \frac{-2(1-\nu)}{\rho} \left[ Fo_1(\tau) + \left( \frac{1-2\mu^2 Fo_1(\tau)}{2\mu^2} \right) \operatorname{erf}(\mu\sqrt{Fo_1(\tau)}) - \frac{1}{\mu} \sqrt{\frac{Fo_1(\tau)}{\pi}} e^{-\mu^2 Fo_1(\tau)} \right] J_1(\mu\rho) d\mu. \quad (4)$$

Проведенные расчеты показывают, что возникающие напряжения на поверхностях ОЭ являются в основном сжимающими, а их величины при характерных условиях нагружения много меньше предела прочности материала.

Максимальная избыточная температура достигается в близких к стационарным условиях в центре пятна:  $\Delta T_{\max} = q_T R_n / \lambda$ . Размер предельно допустимого дефекта ОП  $R_{п,кр}$  найдем, приравняв значение  $\Delta T_{\max}$  какой-либо критической температуре  $T_{кр}$ :  $R_{п,кр} = \lambda T_{кр} / q_T$ .

При анализе напряженно-деформированного состояния полупространства ограничение на размер дефекта по признаку появления пластического течения на ОП имеет вид [1]:

$$R_{п,кр} = \frac{2\lambda\sigma_0}{\beta E q_T}, \quad (5)$$

где  $\sigma_0$  – какое-либо критическое напряжение (например,  $\sigma_{0.01}$ ).

Критический размер дефекта ОП по признаку изменения формы зеркала (разница между перемещением в центре и на границе области) достигается в стационарном режиме:

$$R_{п,кр} = \sqrt{\frac{4\lambda W_{кр}}{\beta(1+\nu)q_T}}, \quad (6)$$

где  $W_{кр}$  – предельно допустимая величина искажения (например  $W_{кр} = 0.1\eta$ , где  $\eta$  – длина волны лазерного излучения). Так, при  $Q=10^5$  Вт для ОЭ диаметром 0.1 м из ситалла СО115М при наличии «грязного пятна» (т. е. КЗО = 0) и длине волны лазерного излучения  $\eta = 1$  мкм, критичны дефекты с радиусом бóльшим 570 мкм.

*Дефекты в покрытиях.* Покрытия в оптике используются как для повышения КЗО, так и для защиты от механических повреждений. Сегодняшние многослойные интерференционные покрытия на основе двуокиси кремния и пятиокиси тантала позволяют получать КЗО на уровне 99.9–99.98%.

Под дефектом покрытия будем понимать малую круглую область («пятно»  $R_n$ ) покрытия толщиной  $\delta_n$ , в которой нарушена сплошность контакта между покрытием и ОП. Эта область подвергается действию постоянного теплового потока  $q_T$ . В области дефекта имеется скачок температуры  $\Delta T$ . Решение двумерной стационарной задачи теплопроводности даёт распределение температуры в окрестности дефекта [1], которое здесь дано применительно к поверхностной максимальной температуре  $T_{кр}$  (например, температуре плавления или размягчения) при условии одинаковости теплопроводности материалов покрытия и ОЭ:

$$\rho_0 \int_0^\infty \frac{ch\mu J_1(\mu\rho_0)}{ch\mu(1+\varepsilon)} d\mu = \frac{1}{\Delta T} \left[ T_{кр} - \frac{q_T H}{\lambda} (1+\varepsilon) \right], \quad (7)$$

где  $\rho_0 = R_n/H$ ,  $\varepsilon = \delta_n/H$  – относительная толщина покрытия,  $J_1$  – функция Бесселя.

Для современных ОП с характерной толщиной  $\varepsilon = 10^{-3}-10^{-2}$  и при  $\rho_0 > 0.1$ , интеграл в левой части (7) равен  $\sim 1$  и критические размеры дефектов по тепловому признаку будем определять из неравенства

$$[T_{кр} - q_T H(1+\varepsilon)/\lambda] / \Delta T < 1, \quad (8)$$

а выше сделанные допущения позволяют аппроксимировать подынтегральную функцию в (7)  $chJ_1(\mu\rho_0) / [ch\mu(1+\varepsilon)] \approx \exp(-\mu\varepsilon)J_1(\mu\rho_0)$  и определить в явном виде формулу для  $R_{п,кр}$ :

$$R_{п,кр} = \frac{\delta_n \sqrt{1 - \{1 - (1/\Delta T)[T_{кр} - (q_T H/\lambda)(1+\varepsilon)]\}}}{1 - (1/\Delta T)[T_{кр} - (q_T H/\lambda)(1+\varepsilon)]}. \quad (9)$$

Критический размер дефекта покрытия по прочностному признаку может быть оценен из уравнения [1]

$$R_{п,кр} = \delta_n \sqrt{0.35 / [q_T H (\beta_n - \beta) / \lambda + \beta_n \Delta T]} \quad (10)$$

Эта формула позволяет оценить влияние разности КЛР материалов покрытия и подложки, а также  $\Delta T$  на величину  $R_{п,кр}$ . Наибольшие значения допустимых размеров дефектов имеют покрытия из материалов, КЛР которых меньше, чем у материала ОЭ. Материал покрытия необходимо выбирать из условия минимума знаменателя в формуле (10).

Из (9) и (10) следует, что ограничения на дефекты покрытий по прочностному признаку являются более жесткими по сравнению с ограничениями по тепловому признаку.

*Дефекты системы охлаждения (СО) лазерных зеркал.* Эти дефекты по последствиям являются наиболее опасными, поскольку вызываемые ими нарушения теплообмена приводят к снижению характеристик зеркал вплоть до их разрушения.

В упрощенной постановке СО рассматривалась как сток тепла на глубине  $y_0$ . Зеркало – двумерная полоса – нагревается  $q_T$ , на противоположной стороне зеркала ( $y = 0$ )  $T = 0$ . Дефект имитировался отрезком, на котором стоки тепла отсутствовали. Для анализа бралось только выражение для температуры на ОП зеркала в точке, под которой находился центр дефекта

$$T_{\max} = \frac{q_T H}{\lambda} \left\{ 1 - \chi \bar{y}_0 + \frac{2\chi}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sin \omega \bar{x}_0}{\omega^2} \frac{sh \omega \bar{y}_0}{ch \omega} d\omega \right\}, \quad (11)$$

где  $\bar{y}_0 = y_0 / H$  – относительное положение СО по толщине зеркала,  $\bar{x}_0 = x_0 / H$  – протяженность дефекта,  $\chi$  характеризует эффективность СО ( $0 < \chi < 1$ ).

Поскольку представляют интерес лишь дефекты малых размеров, то интеграл в (11) упрощается использованием асимптотического представления синуса для малых значений аргумента  $T_{\max} = q_T H \{1 - \chi \bar{y}_0 + 0.637 \chi \bar{x}_0 \ln \operatorname{tg}(0.25\pi \bar{x}_0 + 0.25\pi)\} / \lambda$ . Анализируя (11) можно сделать следующие выводы: 1) при  $\chi \approx 1$  СО сильнее реагируют на малые дефекты, а при увеличении дефектов их влияние на возмущение поля температуры выравнивается; 2) более близкие к ОП СО сильнее подвержены отрицательному воздействию дефектов, чем более удаленные. Существует ли СО, на которую дефекты воздействуют минимально? Для выяснения этого мы должны найти зависимость между  $\bar{y}_0$  и  $\bar{x}_0$ , при которой значение максимальной температуры на поверхности зеркала будет минимальным. Для этого продифференцируем (11) по параметру  $\bar{y}_0$  и полученное выражение приравняем нулю, получим

$$\int_0^{\infty} \frac{\sin \omega \bar{x}_0}{\omega} \frac{ch \omega \bar{y}_0}{ch \omega} d\omega = \frac{\pi}{2}. \quad (12)$$

Следовательно, оптимальной является СО максимально приближенная к ОП ( $\bar{y}_0 \rightarrow 1$ ).

*Неоднородность лазерного излучения.* Неоднородность излучения по своему воздействию на зеркала аналогична дефектам ОП, и при анализе таких задач применены зависимости, полученные выше. Исследуем влияние неоднородного излучения на работу СО зеркала.

Пусть на ОЭ толщиной  $h$  действует постоянный тепловой поток  $q_T$ , на фоне которого имеется тепловое возмущение в виде  $q_e = q_0 \exp(-\gamma^2 r^2)$  (например, гауссовское распределение, или распределение такое, что в пятне  $r_0$  сосредоточена  $k$ -я часть энергии теплового возмущения, т. е.  $\gamma^2 = r_0^{-2} \ln(1 - k)^{-1}$ ). Со стороны СО происходит теплообмен по закону Ньютона ( $\alpha_{пр}$ ). Узнаем, как влияет возмущение на достижение на поверхности теплообмена критической температуры  $T_{кр}$  (например,  $T_{кр} = T_{кип}$  – температура кипения жидкости в СО). Для двумерного стационарного поля температуры решение имеет вид

$$T(\rho, \xi) = q_T \left( \frac{1}{\alpha_{\text{пр}}} + \frac{h}{\lambda} \xi \right) + \delta T(\rho, \xi), \quad (13)$$

где  $\rho = r/h$ ,  $\xi = z/h$  – координата по толщине ОЭ. В (13) первое слагаемое соответствует распределению температуры в зеркале при однородном  $q_T$ , а второе – возмущению поля температуры  $\delta T$  из-за локальной неоднородности лазерного излучения. При  $\rho = 0$ ,  $\xi = 0$  [1]

$$\delta T^{\text{max}} = \frac{q_0}{2\lambda h \gamma^2} \int_0^\infty \frac{e^{-\frac{\mu^2}{4h^2\gamma^2}}}{sh\mu + \frac{\alpha h}{\lambda\mu} ch\mu} d\mu. \quad (14)$$

Первое слагаемое в (13) определяет критический тепловой поток  $q_{\text{кр}}$  при равномерном нагреве зеркала. Тогда опасность будут представлять лишь такие возмущения излучения, которые превышают указанную величину критического потока. При равномерном нагреве зеркала  $q_{\text{кр}}$  не зависит от толщины  $h$ , и для уменьшения температуры и перемещений поверхности зеркала выгодно уменьшать  $h$ . При существовании значительных возмущений в лазерном излучении этот вывод уже несправедлив. Из анализа (14) сделаем выводы: а) более теплопроводные материалы слабее подвержены воздействию локальных всплесков излучения; б) уменьшение величины  $h$  приводит к росту температуры на границе с СО по закону, близкому к обратной пропорциональной зависимости.

Таким образом, для анализа теплового, прочностного и термомодеформированного состояния ОЭ с различными дефектами при воздействии на них лазерного излучения предложены простые аналитические зависимости и по ним проведены расчетные оценки.

### Обозначения

$H$  – толщина ОЭ, м;  $r$ ,  $R$  – радиус, м;  $q$ ,  $q_T$  – удельный световой и тепловой поток, Вт/м<sup>2</sup>;  $\eta$  – длина волны лазерного излучения, м;  $Q$  – мощность лазерного излучения, Вт;  $T$  – температура, °С, К;  $\tau$  – время, с;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности материала, Вт/(м·К);  $a$  – коэффициент температуропроводности, м<sup>2</sup>/с; КЗО – коэффициент зеркального отражения;  $\beta$  – коэффициент линейного расширения (КЛР), 1/К;  $\nu$  – коэффициент Пуассона;  $E$  – модуль Юнга, Па;  $W$  – перемещение поверхности, м;  $Fo$  – число Фурье.

### Литература

1. Власов Н. М., Колесов В. С., Федик И. И. Стабильность оптической поверхности лазерных зеркал. М.: ЦНИИАтоминформ, 2005. – 216 с.
2. [Шанин О. И.], Черных А. В., Шанин Ю. И., Шарапов И. С. Исследование термонапряженного состояния лазерных проходных лейкосапфировых окон // Тепловые процессы в технике. 2015. № 9. С. 423–432.

УДК 536.35:62-405.8;621.375

## ПРЕДЕЛЫ РАБОТОСПОСОБНОСТИ НЕОХЛАЖДАЕМЫХ И ОХЛАЖДАЕМЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Ю. И. Шанин, Ю. И. Шанин, А. В. Черных, И. С. Шарапов

ФГУП «Научно-исследовательский институт научно-производственное  
объединение «Луч», г. Подольск, Россия  
syi@luch.podolsk.ru

Для повышения термической стабильности оптических элементов (ОЭ): 1) разрабатываются и применяются стабильные материалы, такие как кремний (Si), карбид кремния (SiC), молибден (Mo), суперинвар (32НК-ВИ), ситалл (СО115М); 2) используются высокоотражающие интерференционные покрытия; 3) используются высокоэффективные системы охлаждения (СО); 4) используются преимущества проходной и зеркальной оптики.

Основной фактор, ограничивающий работу зеркал, – термодформации. Наиболее вредоносные из них – это изгибные деформации. Поэтому выбор основных характеристик ОЭ должен исходить из оценки изгибных перемещений его оптической поверхности (ОП).

*Использование неохлаждаемых ОЭ.* В случае неохлаждаемого ОЭ деформации от изгиба пропорциональны коэффициенту линейного расширения (КЛР) материала ( $\beta$ ) и обратно пропорциональны теплопроводности ( $\lambda$ ). Сокращению деформаций способствует уменьшение теплового потока, поступающего в ОЭ, за счет улучшения коэффициента зеркального отражения (КЗО) ОП. Сегодняшние многослойные четвертьволновые покрытия позволяют получать КЗО на уровне 99.99–99.995%. Частичное прохождение излучения через ОЭ (проходная оптика) и его частичное, правильно подобранное поглощение на обратной стороне зеркала (термокомпенсация), позволяют управляемо уменьшать его изгибные деформации.

Нестационарный изгиб круглого ОЭ (зеркала) из однородного материала и равномерно распределенной тепловой нагрузки имеет вид [1]

$$W_{\text{изг}}^{\text{max}} = \frac{1}{16} \frac{\beta}{\lambda} q D^2 \left[ 1 - \frac{96}{\pi^4} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{(2m+1)^4} \exp\left(- (2m+1)^2 \pi^2 \text{Fo}\right) \right], \quad (1)$$

где  $\text{Fo} = a\tau/H^2$  – число Фурье,  $H$  и  $D$  – толщина и диаметр ОЭ (зеркала).

При числах  $\text{Fo} > 0.3$  изменяется средняя температура зеркала, а профиль температуры остается неизменным, и поэтому (1) приближается к асимптотическому значению:

$$W_{\text{изг}}^{\text{max}} = 0.0625\beta q D^2 / \lambda. \quad (2)$$

Изменение деформации по радиусу описывается параболическим законом.

Если зеркало имеет прямоугольное сечение с соотношением сторон  $a/b = 0.65-1.5$ , то в качестве эффективного диаметра можно выбрать  $D_{\text{экв}} = \sqrt{4F/\pi}$ , и проводить оценочные расчеты с погрешностью 20–25% по приведенным выше формулам для  $W_{\text{изг}}^{\text{max}}$ .

Сравнение зеркал проводится по достигнутому уровню деформаций. На изгибные перемещения ОП накладывается ограничение  $W_{\text{изг}}^{\text{max}} < \eta/20 - \eta/10$  ( $\eta$  – длина волны лазерного излучения). Используя (2), оценим максимальную мощность лазера  $Q_{\text{max}}$ , при которой изгибные перемещения не превышают  $\eta/10$ :

$$Q = 1.26\lambda\eta / [\beta(1 - K3O)]. \quad (3)$$

Результаты оценочного расчета для длины волны излучения  $\eta = 1$  мкм и толщины неохлаждаемого ОЭ  $\delta = H = 10$  мм из различных материалов представлены в табл. 1. В таблице также оценено время достижения условия  $Fo > 0.3$  ( $\tau_{Fo=0.3}$ ), т. е. применимости (3). При изменении КЗО в интервале  $0.9999 \leq K3O \leq 0.99999$   $Q$  увеличится в 10–100 раз.

Таблица 1

Максимальная мощность лазера  $Q$  при изгибе ОП 1/10 длины волны

Материал	$\lambda$ , Вт/(м·К)	$\beta \cdot 10^6$ , 1/К	$(\lambda/\beta) \cdot 10^{-6}$ , Вт/м	$a \cdot 10^7$ , м <sup>2</sup> /с	$Q$ , кВт (КЗО = 0,999)	$\tau_{Fo=0.3}$ , с
К-8	1,11	7,00	0,16	6,25	0,20	48,00
Стекло кварцевое	0,96	0,5	1,92	4,88	2,42	62,50
Кремний (Si)	150,00	4,15	36,10	920,00	45,50	0,33
Ситалл СО115М	1,98	0,15	13,2	8,75	16,60	34,3
Лейкосапфир (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	27,20	5,60	4,86	164,00	6,10	1,8
Карбид кремния (SiC)	150,00	4,00	37,5	486,00	47,20	0,62
Медь	400,00	17,40	23,00	1160,00	29,00	0,026

Использованием решений для процессов разогрева ОЭ под лазерной нагрузкой и дальнейшего его охлаждения при её снятии, оценим время повторного использования системы. При этом допускаем, что ОЭ изгибается до разрешенной величины за время  $\tau_m$ , а затем возвращается к своей начальной температуре за время  $\tau_c$ . При  $Fo > 0.3$  изменяется только средняя температура ОЭ, перепад температур по толщине постоянный:  $qh/\lambda$ . Если задана мощность лазера  $Q$ , то из (3) следует требование для  $K3O \geq (1 - 1.26\lambda\eta/(\beta Q))$ . Например, для ситалла СО115М при длине волны излучения  $\eta \approx 1$  мкм и  $Q = 10^5$  Вт  $K3O \geq 0.9998$  ( $W_{изг}^{max} \leq 0.1\eta$ ). Даже для материалов с умеренным  $\lambda$  перепад по толщине ОЭ незначителен (при  $Q = 10^5$  Вт  $qh/\lambda \approx 1$  К). Поэтому изменение средней температуры ОЭ  $\Delta T$  в процессе разогрева оценивают по его теплоемкости  $\Delta T = [Q(1 - K3O)\tau_m/(\rho C_p V_3)]$ ,  $V_3 = \pi D^2 h/4$  – объем материала ОЭ.

Охлаждение ОЭ происходит либо свободной конвекцией (при достаточном времени между повторным использованием), либо принудительно (вынужденной конвекцией). В первом приближении задачу можно рассматривать как охлаждение равномерно нагретой неограниченной пластины, когда между поверхностями пластины и окружающей средой происходит теплообмен по закону Ньютона. Особенностью в данном случае является зависимость осредненного коэффициента теплоотдачи от температуры ОЭ. Время охлаждения оценим в предположении  $Bi \ll 1$ , которое хорошо выполняется для условий свободной конвекции и примерно выполняется для условий вынужденного охлаждения. При регуляризации процесса теплообмена время достижения относительной температуры  $\Theta$  оценим по формуле [2]

$$Fo_C = a\tau_C/h^2 = -\mu_1^{-2} \ln[(1-\Theta)A_1^{-1}], \quad (4)$$

где  $A_1 = 2 \sin \mu_1 / (\mu_1 + \sin \mu_1 \cos \mu_1)$ .

При  $\Theta=0.99$  (остаточная относительная температура 1%) для вертикально установленного ОЭ из ситалла толщиной  $h = 5$  мм время охлаждения составит: а) при свободной

конвекции [ $\alpha_{\text{пр}} = 10 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}) = \text{const}$ ]  $Fo_{\text{с}} = 191$  ( $\tau_{\text{с}} = 7850 \text{ с}$  или  $2.2 \text{ ч}$ ) – заниженная оценка; б) при принудительном обдуве [ $\alpha_{\text{пр}} = 100 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ ]  $Fo_{\text{с}} = 20.4$  ( $\tau_{\text{с}} = 580 \text{ с}$  или  $0.16 \text{ ч}$ ).

*Использование охлаждаемых ОЭ.* Когда возможности неохлаждаемой оптики исчерпаны, приходится применять принудительное охлаждение ОЭ во время работы. При охлаждении ЭО с тыльной стороны и равномерного теплового потока изгиб равен [3]

$$W_{\text{изг}}^{\text{max}} = 0.125\beta q D^2 / \lambda \quad (5)$$

и не зависит от  $\alpha_{\text{пр}}$ , который определяет только уровень температуры, т. е. деформация охлаждаемого с обратной стороны ЭО в два раза выше, чем неохлаждаемого.

В случае охлаждаемого зеркала в виде пакета из отражающей (лицевой) пластины, СО и основы (корпуса) деформации от изгиба пропорциональны толщине лицевой пластины зеркала  $h$  и обратно пропорциональны  $\alpha_{\text{пр}}$ . Для зеркала из однородного материала с внутренней СО и при некоторых упрощениях изгибное перемещение можно оценить по формуле [1]

$$W_{\text{изг}}^{\text{max}} = 0.125\beta h \left(\frac{D}{H}\right)^2 \left[ 6 \frac{q}{\alpha_{\text{пр}}} \left(1 - \frac{h}{H}\right) + \frac{qh}{\lambda} \left(3 - 2 \frac{h}{H}\right) \right], \quad (6)$$

где  $h$  и  $H$  – толщина лицевой пластины и основы зеркала.

При  $h/\lambda \ll (1/\alpha_{\text{пр}})$  и  $h/H \ll 1$  уравнение (6) упрощается:

$$W_{\text{изг}}^{\text{max}} = 0.75q\beta h D^2 / (H^2 \alpha_{\text{пр}}). \quad (7)$$

Если центральное пятно облучения (радиус  $R_{\text{п}}$ ) отличается от диаметра зеркала, то (7) преобразуется к виду [1]

$$W_{\text{изг}}^{\text{max}} = 3\beta h \left(\frac{R}{H}\right)^2 \left(\frac{R_{\text{п}}}{R}\right)^2 \frac{q}{\alpha_{\text{пр}}} \left[ (1 + \nu) \ln \frac{R}{R_{\text{п}}} + 1 \right], \quad (8)$$

где  $q$  рассчитывается по мощности, отнесенной к площади пятна облучения.

Отношение (8) к (7) характеризует относительную величину изгиба при изменении относительного радиуса пятна  $\bar{r} = R_{\text{п}}/R$ :

$$\bar{W}_{\text{изг}} = (\bar{r})^2 \left[ (1 + \nu) \ln \bar{r}^{-1} + 1 \right], \quad (9)$$

которую можно с точностью до 15% (при нижних значениях  $\bar{r}$ ) в диапазоне  $0.4 \leq \bar{r} \leq 1$  аппроксимировать зависимостью  $\bar{W}_{\text{изг}} \approx \bar{r}$ .

В зависимости от тепловой нагрузки, длительности и периодичности нагружения возможно применение как охлаждаемых, так и неохлаждаемых зеркал. Если эти зеркала изготовлены из одинакового материала и имеют одинаковый КЗО, то одинаковое изгибное перемещение в установившемся режиме (для неохлаждаемого зеркала  $Fo > 0.3$ , для охлаждаемого – стационарный режим) при нагружении постоянным и равномерным тепловым потоком они примерно будут иметь при соблюдении условия

$$12 \left( \lambda / \alpha_{\text{пр}} \right) \left( h / H^2 \right) = 1. \quad (10)$$

При выбранном материале ( $\lambda$ ) и конструктивных параметрах ( $h$ ,  $H$ ) из (10) вытекает требование к величине минимального  $\alpha_{\text{пр}}$  для охлаждаемого зеркала. При больших  $\alpha_{\text{пр}}$  охлаждаемое зеркало имеет меньшие изгибы, чем неохлаждаемое.

При импульсно-периодическом воздействии лазерной нагрузки на зеркало деформацию изгиба можно упрощенно представить в виде двух составляющих:

$$W_{\max} = 0.955\beta P\tau_{\text{имп}} [f(\psi) + 1] / (\rho C_p H^2). \quad (11)$$

Первая составляющая в квадратных скобках относится к средней установившейся температуре лицевой пластины зеркала, вторая – к нестационарной температуре за счет импульсного нагружения. Комплекс  $f(\psi)$  связан с решением уравнения теплопроводности:

$$f(\psi) = \psi(1 - \psi^N) |1 - \psi|^{-1}, \quad (12)$$

где  $\psi = 2 \sin \mu_1 \exp(-\mu_1^2 \text{Fo}_1) (\mu_1 + \sin \mu_1 \cos \mu_1)$ ,  $\text{Fo}_1 = a\tau_1 / h^2$  – число Фурье, построенное по периоду времени между импульсами  $\tau_1$ ,  $N$  – количество импульсов,  $\mu_1$  – первый корень характеристического уравнения  $\mu_1 \text{tg} \mu_1 = \text{Bi}$ ,  $\text{Bi} = \alpha_{\text{пр}} h / \lambda$  – число Био.

При  $\tau_{\text{имп}} / \tau_1 \ll 1$ ,  $\text{Fo}_1 \ll 1$  и  $\text{Bi} \ll 1$  имеем  $\mu_1 \approx \sqrt{\text{Bi}}$  и  $f(\psi) = \psi / |1 - \psi|$  ( $\psi \ll 1$ ), а частота повторения импульсов ( $\nu = 1/\tau_1$ ), толщина отражающей пластины  $h$ , приведенная теплоотдача  $\alpha_{\text{пр}}$  практически не влияют на амплитуду колебаний температуры. Такие условия реализуются в лазерном термоядерном синтезе [3], где импульсы имеют продолжительность  $\tau_{\text{имп}} < 10^{-9}$  с и могут следовать с частотой  $\nu = 1-10$  Гц. При этом даже неохлаждаемое зеркало успевает остыть до прихода очередного импульса.

Из (10) следует, что вплоть до значений  $\alpha_{\text{пр}} = 2\lambda/h$  интенсификация целесообразна, но при больших значениях  $\alpha_{\text{пр}}$  эффект не столь значителен. Для зеркал из высокотеплопроводных материалов (медь, молибден, карбид кремния) значения  $2\lambda/h$  превышают  $2 \cdot 10^5$  Вт/(м<sup>2</sup>·К), которое соответствует достигнутому пределу  $\alpha_{\text{пр}}$  для современных СО зеркал (табл. 2).

Таблица 2

Достигнутые и возможные  $\alpha_{\text{пр}}$  для различных СО лазерных зеркал

Тип СО	Размеры и материал	Достигнуто, $\alpha_{\text{пр}} \cdot 10^{-5}$ , Вт/(м <sup>2</sup> ·К)	Изменение размеров и материала	Перспектива, $\alpha_{\text{пр}} \cdot 10^{-5}$ , Вт/(м <sup>2</sup> ·К)
Канальная	$d_r = 1-2$ мм; медь (Cu), Мо	0.8–1.2	Достигнут технологический предел	Достигнут предел
Канальная многоярусная	$n = 2$ ; $\delta_k = 1$ , $\delta_p = 0.8$ , $h_k = 3.5; 2.7$ мм; Cu	1.35	$n = 3-5$ ; $\delta_k = h_k = 0.2$ мм, $h_{\text{пер}} = 0.2-0.5$ мм; Cu	2.0–2.5
Модифицированная канальная	Cu; $\varepsilon = 0.5$ , $\delta_p = \delta_k = 1$ , $d_r = 1.4$ ; $h_k = 1-2.7$ мм	0.9–1.2	–	–
Вафельная	$d_r = 1.6-2.5$ мм; Cu, Мо; $K \sim 1000$ 1/м	1.2–1.4	$\varepsilon = 0.5-0.75$ , $\delta_p = 0.3-1$ мм, $h_k = 0.5-2$ мм; $K \sim 10^3$ ; Cu	2.5
Псевдощеточная	$d_r = 0.13 - 0.5$ мм; Мо	0.6–0.8	$d_r = 0.13-0.5$ мм; Cu	1.6–1.8
Микроканалы	$d_r = 0.13$ мм; Cu	1.7–1.8	$d_r = 0.1$ мм; Cu	2.4–2.6
Струйная	$d_r = 1$ мм	0.3	Медное оребрение	2–2.5

Для многих СО с упорядоченной структурой и открытой пористостью  $\alpha_{\text{пр}}$  может быть оценен аналитически, или взят из экспериментальных работ как наших [4], так и других авторов. Нами было проведено экспериментальное исследование более 60 различных вариантов СО лазерных зеркал. В табл. 2 приведены достигнутые и возможные  $\alpha_{\text{пр}}$  [4]. Также была разработана методика для сравнения и выбора как теплообменника зеркала, так и самого зеркала по уровню термодисplacements [5].

### Обозначения

$d_{\text{г}}$  – гидравлический диаметр канала,  $d_{\text{г}} = 4F_{\text{к}}/P_{\text{к}}$ , м;  $F_{\text{к}}$  – площадь канала, м<sup>2</sup>;  $P_{\text{к}}$  – периметр канала, м;  $\delta_{\text{к}}$ ,  $h_{\text{к}}$ ,  $\delta_{\text{р}}$  – ширина, высота канала и толщина ребра, м;  $\alpha_{\text{пр}}$  – коэффициент приведенной теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $K$  – компактность, 1/м;  $q$  – удельный тепловой поток, Вт/м<sup>2</sup>;  $t$  – температура, К;  $\tau$  – время, с.

### Литература

1. Зейгарник Ю. А., Иванов Ф. П., Маслакова И. В. и др. Рекомендации по тепловому расчету. М., 2013. – 96 с. (Препринт / ОИВТ РАН, № 2-511).
2. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа. 1967. – 600 с.
3. Харитонов В. В. Теплофизика лазерных зеркал: Учеб. пособие. 3-е изд. М.: Изд-во МИФИ, 1993. – 152 с.
4. Шанин Ю. И., Шанин О. И. Интенсификация теплообмена в системах охлаждения лазерных зеркал // Тр. 4-й Рос. нац. конф. по теплообмену. М.: МЭИ, 2006. Т. 6. С. 297–300.
5. Шанин Ю. И., Шанин О. И. Сравнение эффективности охлаждения лазерных зеркал // ММФ–1996: III Минский международ. форум по тепломассообмену. Минск, 1996. Т. 4, Ч. 2. С. 174–177.

# СОДЕРЖАНИЕ

## ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В РЕАГИРУЮЩИХ СИСТЕМАХ

<b>Абаимов Н. А., Бурдуков А. П., Бутаков Е. Б., Осипов П. В., Рыжков А. Ф., Шестаков Н. С., Шурчалин А. А.</b> Экспериментальная отработка методов получения синтез-газа в одно- и двухступенчатом газификаторах.....	3
<b>Абдрахманов Р. Х., Бояршинов Б. Ф., Фёдоров С. Ю.</b> Структура течения, границы режимов теплообмена и срыв пламени в пограничном слое за ребром и за уступом.....	7
<b>Alhussan K. A., Mandrik P. A., Teterev A. V.</b> Model of combustion products internal flow in channel with variable cross-section.....	11
<b>Алымов М. И., Сеплярский Б. С.</b> Упрощенная модель процесса воспламенения пирофорных нанопорошков.....	14
<b>Ануфриев И. С., Бакланов А. М., Боровкова О. В., Копьев Е. П., Лещевич В. В., Шадрин Е. Ю., Шарыпов О. В.</b> Исследование наночастиц сажи при сжигании дизельного топлива в присутствии перегретого водяного пара.....	18
<b>Архипов В. А., Бондарчук С. С., Жуков А. С.</b> Метод расчета нестационарной скорости горения твердых топлив в рамках феноменологической теории.....	22
<b>Ассад М. С., Грушевский В. В., Пенязьков О. Г., Тарасенко И. Н.</b> Содержание полициклических ароматических углеводородов в продуктах сгорания при работе бензинового двигателя под нагрузкой.....	25
<b>Ассад М. С., Пенязьков О. Г., Чернухо И. И.</b> Влияние соотношения топливо–окислитель на скорость волны горения в гептано-воздушных смесях, обогащенных кислородом, в импульсной камере сгорания.....	27
<b>Балабанов П. В.</b> Теплоперенос в пластине хемосорбента на основе надпероксида калия при хемосорбции диоксида углерода.....	28
<b>Барановский Н. В., Кузнецов Г. В.</b> Пространственная математическая модель зажигания слоя лесного горючего материала сфокусированным солнечным излучением.....	32
<b>Богданова В. В., Кобец О. И.</b> Механизм ингибирования горения природных и синтетических полимерных материалов.....	36
<b>Бородуля В. А., Рабинович О. С., Циценко А. Н., Иванов В. Е.</b> Каталитический синтез многослойных углеродных нанотрубок в псевдооживленном слое и их применение в композитных материалах.....	40
<b>Быков Л. В., Янышев Д. С.</b> Математическая модель гидродинамики и теплообмена продуктов сгорания в полостях переменного объема.....	44
<b>Васильев А. Ю., Захаров В. М., Челебян О. Г., Маслов В. П.</b> Особенности подготовки керосино-воздушной смеси в камере сгорания газотурбинных двигателей с низкой эмиссией $\text{NO}_x$ .....	48
<b>Васильев А. Ю., Ляшенко В. П., Челебян О. Г., Медведев Р. С.</b> Использование гидравлических и аэродинамических особенностей элементов при создании малоэмиссионной камеры сгорания малоразмерных газотурбинных двигателей.....	52
<b>Вершинина К. Ю., Глушков Д. О., Стрижак П. А.</b> Предельные температуры окислителя для устойчивого зажигания суспензионных органомоделей топлив....	55

<b>Волкова Ю. В., Мунц В. А., Плотников Н. С.</b> Работа воздушного риформера природного газа в зоне сажеобразования.....	59
<b>Генарова Т. Н., Данилова-Третьяк С. М., Кривошеев П. Н., Кривулец А. И., Ложечник А. В., Савчин В. В., Чернова Т. А.</b> Низкотемпературный пиролиз резины изношенной сверхкрупногабаритной шины с целью ее переработки.....	63
<b>Генералов Д. А., Корнилова М. И., Федоров Р. В., Ковальногов В. Н.</b> Моделирование способов повышения эффективности газотурбинного двигателя.....	66
<b>Глушков Д. О., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А.</b> Тепломассообмен при зажигании конденсированного вещества источником ограниченной емкости.....	70
<b>Дектерев Ар. А., Дектерев А. А., Минаков А. В.</b> Моделирование турбулентного газового горения.....	74
<b>Еналеев Р. Ш., Каргин А. В., Исламова С. И., Хайруллин Р. З.</b> Испарение влаги при воспламенении целлюлозных материалов.....	77
<b>Жаворонков А. И., Подлесный Д. Н., Салганский Е. А., Жирнов А. А., Дурум А. А.</b> Методика подачи высокодисперсного топлива в газификатор фильтрационного горения.....	81
<b>Каграманов Ю. А., Тупоногов В. Г., Рыжков А. Ф., Черепанова Е. В., Лабинцев Е. С., Ершов М. И.</b> Моделирование поглощения сероводорода оксидом цинка.....	83
<b>Кислов В. М., Салганский Е. А., Зайченко А. Ю., Глазов С. В.</b> Исследование устойчивости фронта фильтрационного горения твердого топлива в вертикальном реакторе.....	87
<b>Козначеев И. А., Доброго К. В., Малько М. В., Василевич С. В., Богач В. Н., Асадчий А. Н., Дегтерев Д. В.</b> Влияние тепло- и массообмена на процесс термического разложения магнезита.....	91
<b>Коптелов А. А., Милёхин Ю. М., Баранец Ю. Н., Рогозина А. А.</b> Применение методов термического анализа к исследованию реакций, сопровождающихся газовой выделением.....	94
<b>Коротких А. Г., Кузнецов В. Т., Архипов В. А., Зарко В. Е., Золотарев Н. Н.</b> Характеристики зажигания конденсированной системы переменным тепловым потоком.....	98
<b>Корценштейн Н. М., Самуйлов Е. В.</b> Численное моделирование объемной конденсации в многокомпонентных реагирующих системах.....	101
<b>Крайнов А. Ю., Миньков Л. Л., Моисеева К. М.</b> Моделирование горения бедных метано-воздушных смесей в горелках с рекуперацией тепла.....	105
<b>Кузнецов Г. В., Сыродой С. В., Саломатов В. В.</b> Численное моделирование зажигания водоугольных частиц в высокотемпературной среде.....	109
<b>Кулак М. М., Хина Б. Б.</b> Влияние ультразвука на фазовый состав СВС-продукта в системе титан-бор.....	113
<b>Литун Д. С., Рябов Г. А.</b> Оценка тепловыделения и температуры в кипящем слое при сжигании биомассы.....	117
<b>Луценко Н. А., Левин В. А.</b> О численном моделировании нестационарных процессов гетерогенного горения и иного энерговыделения в пористых объектах.....	121
<b>Малько М. В., Василевич С. В., Асадчий А. Н., Доброго К. В., Козначеев И. А., Шмелев Е. С., Позняк А. И.</b> Исследование кинетики и механизма термического разложения природных доломитов Беларуси.....	125
<b>Минкина В. Г., Калинин В. И., Шабуня С. И., Нецкина О. В., Комова О. В., Симагина В. И.</b> Кинетика каталитического гидролиза борогидрида натрия.....	129
<b>Миронов В. Н., Пенязьков О. Г., Каспаров К. Н.</b> О влиянии динамики кривизны фронта пламени в канале на характеристики горения древесных пылевоздушных смесей.....	133
<b>Мисюченко Н. И., Рудак Л. В., Тетерев А. В.</b> Течения продуктов сгорания в сопле Лаваля с учетом горения и взаимодействия с конденсированной фазой вещества.....	137

<b>Муравьев А. Г., Жданов А. С., Дунин В. Н.</b> Тепломассообмен между парогазовой средой и каплями жидкости в полых аппаратах при наличии мгновенной химической реакции.....	141
<b>Орловская С. Г., Шкоропода М. С., Шевченко Ю. В.</b> Высокотемпературный тепло-массообмен и окисление вольфрамовых проводников, нагреваемых электрическим током.....	145
<b>Пашкевич Д., Алексеев Ю., Петров В., Мухортов Д., Капустин В., Камбур П., Марков С., Ласкин Б.</b> Получение фтористого водорода из его водного раствора, в том числе азеотропного, путем высокотемпературного восстановления воды углеродом.....	149
<b>Подлесный Д. Н., Зайченко А. Ю., Жирнов А. А., Жаворонков А. И., Вельковская И. И.</b> Исследование устойчивости фронта фильтрационного горения бидисперсного твердого топлива в наклонном вращающемся реакторе.....	153
<b>Решетников С. М., Зырянов И. А., Позолотин А. П., Будин А. Г.</b> Управление тягой гибридного ракетного двигателя электростатическим полем.....	155
<b>Русяк И. Г., Липанов А. М.</b> Исследование сопряженного тепломассообмена при воспламенении и последующем нестационарном эрозионном горении порохов в условиях, приближенных к условиям выстрела.....	158
<b>Сеплярский Б. С., Кочетков Н. А.</b> Закономерности горения системы Ni + Al при пониженном давлении окружающего газа.....	162
<b>Сеплярский Б. С., Кочетков Р. А.</b> Экспериментальное исследование закономерностей горения порошковых и гранулированных составов $Ti + xC$ ( $0.5 < x < 1$ ).....	165
<b>Сеплярский Б. С., Кочетков Р. А.</b> Экспериментальное исследование закономерностей горения порошковых и гранулированных составов $Ti + xC$ ( $0.5 < x < 1$ ) в потоке аргона и азота.....	169
<b>Сеплярский Б. С., Кочетков Р. А.</b> Грануляция – эффективный метод стабилизации скорости и режима горения в СВС процессах.....	173
<b>Талако Т. Л., Лецко А. И., Рабинович О. С., Григорьева Т. Ф., Киселева Т. Ю.</b> К вопросу о влиянии структурного состояния реакционной смеси после механоактивации на процессы тепломассопереноса при горении порошковых систем.....	176
<b>Трошенькин Б. А., Трошенькин В. Б.</b> Тепломассообмен при производстве водорода в реакциях борогидрида натрия с водой.....	180
<b>Федоров А. В., Тропин Д. А.</b> Пределы воспламенения силано-кислородных и силано-воздушных смесей.....	184
<b>Фиалко Н. М., Шеренковский Ю. В., Прокопов В. Г., Алешко С. А., Меранова Н. О., Полозенко Н. П.</b> Процессы теплопереноса в горелочных устройствах с эшелонированным расположением стабилизаторов пламени.....	188
<b>Хина Б. Б.</b> К теории механоактивированного самораспространяющегося высокотемпературного синтеза: причина снижения эффективной энергии активации.....	192
<b>Худякова Г. И., Осипов П. В., Рыжков А. Ф.</b> Исследование динамики выгорания коксов антрацита.....	195
<b>Циценко А. Н., Рабинович О. С., Кузнецов В. Л., Красников Д. В.</b> Влияние теплоты реакции на качество углеродных нанотрубок при их каталитическом синтезе из газовой фазы в реакторе с псевдооживленным слоем.....	199
<b>Шабуня С. И., Мартыненко В. В., Калинин В. И., Ал-Муса А. А.</b> Роль тепловых процессов в каталитических реакторах для производства синтез-газа.....	202
<b>Яновский Л. С.</b> Тепломассообмен при течении в каналах синтетических углеводов в условиях высокотемпературного нагрева.....	208
<b>Мансуров З. А., Ауелханкызы М., Славинская Н.</b> Образование углеродных наночастиц при горении богатых топливом пламен.....	211

## ТЕПЛОВЫЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМАХ С НАНО- И МИКРОЧАСТИЦАМИ, В БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ

<b>Баранов А. Ю.</b> Оценка энергоэффективности аппаратов для общего криотерапевтического воздействия.....	217
<b>Большев К. Н., Иванов В. А., Ефимов В. М., Степанов А. А.</b> Температурный мониторинг тела пловцов в процессе заплыва через Берингов пролив при экстремально низкой температуре воды.....	220
<b>Бринь А. А., Такопуло Д. А., Фисенко С. П., Ходыко Ю. А.</b> Применение броуновской диффузии, термофореза, электрофореза и диэлектрофореза для очистки газового потока от наночастиц.....	222
<b>Бурдо О. Г., Терзиев С. Г., Бандура В. Н., Яровой И. И.</b> Механодиффузионный эффект – новое явление в тепломассопереносе.....	224
<b>Гортышов Ю. Ф., Щелчков А. В., Хакимзянов Р. Р., Аксянов Р. А., Попов И. А.</b> Интенсификация теплоотдачи и критические тепловые потоки при кипении воды на микроструктурированных поверхностях в условиях свободной конвекции.....	228
<b>Гринчук П. С., Стетюкевич Н. И., Шевцов В. Ф., Чернухо Е. В.</b> Методы тепловых испытаний теплоизолирующих покрытий на основе микросфер и энергосберегающих пленок светопрозрачных элементов ограждающих конструкций.....	232
<b>Гузей Д. В., Минаков А. В., Пряжников М. И., Рудяк В. Я.</b> Экспериментальное исследование вынужденной конвекции наножидкостей.....	234
<b>Дмитриев А. С., Макаров П. Г.</b> Особенности испарения жидкости из малых капель коллоидных растворов и образования осадочных структур различной морфологии.....	237
<b>Дмитриев А. С., Макаров П. Г., Эльбуз М. А.</b> Мезоскопический слой металлических микросфер как условие кипения жидкости в режиме «прыгающих пузырей».....	239
<b>Еналеев Р. Ш., Теляков Э. Ш., Амерханова Г. И., Качалкин В. А.</b> Прогнозирование массовых тепловых поражений в чрезвычайных ситуациях.....	241
<b>Жолудь А. М.</b> Анализ магнитной сепарации эритроцитов с учетом их распределения по магнитным свойствам.....	245
<b>Кашевский Б. Э., Кашевский С. Б., Терпинская Т. И., Улащик В. С.</b> Исследование влияния распределения магнитных частиц в опухоли на эффективность локальной магнитной гипертермии.....	249
<b>Кашевский С. Б.</b> Влияние диполь-дипольного и гидродинамического взаимодействия на ориентационную динамику однодоменных магнито жестких феррочастиц.....	253
<b>Козулин А. А., Промахов В. В., Жуков И. А.</b> Исследование напряженно-деформированного состояния оксидной керамики при тепловом ударе.....	257
<b>Колпаков А. В.</b> Расчетно-теоретическая оценка возможности качественного изменения радиационного теплового потока к стенке ракетного двигателя посредством использования особенностей радиационных свойств наночастиц.....	260
<b>Левин М. Л., Маханёк А. А.</b> Тепловой эффект метаболизма лактата при общей газовой криотерапии.....	264
<b>Малиновский А. И., Рабинович О. С.</b> Моделирование наноуглеродного СВЧ-нагревателя с учетом межчастичного теплообмена излучением.....	268
<b>Панченко О. А., Зайцева Н. А., Кабанцева А. В.</b> Методология и технология экстремального криовоздействия при постстрессовых расстройствах.....	272
<b>Пряжников М. И., Минаков А. В., Рудяк В. Я.</b> Исследование критической плотности теплового потока на цилиндрической поверхности при кипении наножидкостей.....	276
<b>Саверченко В. И., Фисенко С. П., Ходыко Ю. А.</b> Химические превращения наночастиц при распылительном пиролизе и процессы переноса в фемтолитровой капле.....	279

<b>Сметанников А. С.</b> Моделирование динамики нагрева и охлаждения наночастиц при многоимпульсном лазерном воздействии.....	281
<b>Терпинская Т. И., Кашевский Б. Э., Кашевский С. Б., Улащик В. С.</b> Противоопухольевый эффект локальной магнитной гипертермии в отношении экспериментальной опухоли со сниженной чувствительностью к циклофосфану.....	285
<b>Филатов С. А., Филатова О. С., Долгих М. Н.</b> Теплообмен и транспортные процессы в испарительно-конденсационных системах на основе мезопористых структур.....	289
<b>Филатов С. А., Чижик С. А., Батырев Е. В., Филатова О. С., Долгих М. Н., Ильин Е. А.</b> Особенности теплообмена при послойном формировании полимерных композиционных структур на 3D принтерах.....	293
<b>Шишкова И. Н., Ястребов А. К.</b> Исследование конденсации–испарения на сферических каплях нано- и микро размеров.....	296
<b>Шпилевский Э. М., Горох Г. Г., Шпилевский М. Э.</b> Диффузионный массоперенос в системах с нанометровыми элементами структуры.....	300

## ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА

<b>Агеева Т. Г., Михайловский К. В.</b> Тепловое проектирование конструкции крыла многоразового космического аппарата туристического класса.....	305
<b>Азанов Г. М., Осипцов А. Н.</b> Исследование эффективности одного метода безмашинного энергоразделения газового потока.....	309
<b>Алифанов О. М., Константинов М. С., Крайнова И. В., Ненарокомов А. В., Салосина М. О., Мин Тейн.</b> Проектирование тепловой защиты перспективного солнечного зонда.....	312
<b>Алифанов О. М., Черепанов В. В., Моржухина А. В., Будник С. А.</b> Численное и экспериментальное исследование механизмов формирования погрешности показания термодатчиков в экспериментах с высокопористой тепловой защитой летательных аппаратов.....	316
<b>Андржиевский А. А., Лукашевич А. Г., Трифонов А. Г.</b> Система комплексного анализа теплотехнических параметров теплообменных поверхностей сложной формы....	320
<b>Батура Н. И.</b> К вопросу об информативности измерений.....	323
<b>Бачурина А. Ю., Белко А. В., Лиопо В. А., Никитин А. В.</b> Межмолекулярная теплопроводность аморфной фазы полимера.....	326
<b>Будник С. А., Ненарокомов А. В., Просунцов П. В., Титов Д. М.</b> Исследование процессов термоупругости методами обратных задач.....	329
<b>Виноградов Ю. А., Здитовец А. Г., Стронгин М. М.</b> Экспериментальное исследование влияния начальных параметров потока на эффективность безмашинного энергоразделения в трубе Леонтьева.....	333
<b>Власюк А. П., Жуковская Н. А.</b> Математическое моделирование напряженно-деформированного состояния грунтового массива под влиянием тепло- и массопереноса растворенных в фильтрационном потоке веществ.....	337
<b>Власюк А. П., Жуковский В. В.</b> Математическое моделирование миграции радионуклидов в грунтовой почве при неизотермических условиях с учетом каталитических микрочастиц.....	342
<b>Власюк А. П., Цветкова Т. П.</b> Математическое моделирование влияния инфильтрационных процессов на массоперенос солевых растворов в насыщенно-ненасыщенных слоистых грунтах.....	346
<b>Ежов А. Д., Меснянкин С. Ю., Быков Л. В., Богачев Е. А.</b> Термомеханический анализ теплонапряженных конструкций в зонах контакта металлов с композиционными материалами.....	349

<b>Erol A. S., Er F., Mikailsoy F. D.</b> Determination of thermal properties of soil in field conditions (Cumra region – central anatolia in Turkey).....	352
<b>Зарубин В. С., Кувыркин Г. Н., Савельева И. Ю.</b> Математическое моделирование нестационарной теплопроводности в структурно-чувствительных материалах.....	357
<b>Кашеев М. В., Загоруйко Ю. И.</b> Температурное поле в круглой одномерной пластине и стержне конечной длины с эксцентричным отверстием.....	361
<b>Кирсанов Ю. А., Кирсанов А. Ю., Юдахин А. Е.</b> Теплопроводность в твердом теле при внезапном изменении граничных условий.....	364
<b>Кот В. А.</b> Интегральный метод граничных характеристик в аналитическом решении задач тепломассопереноса.....	367
<b>Кот В. А.</b> Решение задач типа Стефана интегральным методом граничных характеристик.....	371
<b>Кудинов В. А., Еремин А. В., Кудинов И. В.</b> Неравновесный теплообмен в плоском канале с учетом диссипации энергии.....	375
<b>Кудинов И. В., Кудинов В. А.</b> Математическая модель локально-неравновесной динамической термоупругости.....	379
<b>Лившиц М. Ю., Бородулин Б. Б.</b> Оптимальное управление температурными режимами конструкций автономных объектов.....	383
<b>Лиопо В. А., Никитин А. В., Ситкевич А. Л.</b> Влияние поверхности на теплопроводность приповерхностных слоев жидкости.....	387
<b>Мацевитый Ю. М., Лушпенко С. Ф., Костиков А. О., Буштец Я. Н.</b> Применение регуляризирующего метода решения обратных задач тепломассообмена для аналитического представления таблично заданных функций.....	390
<b>Мацевитый Ю. М., Сафонов Н. А., Ганчин В. В.</b> К решению нелинейных обратных граничных задач теплопроводности для двумерных и трехмерных областей сложной формы.....	394
<b>Микаилсой Ф. Д.</b> О влиянии граничных условий при моделировании теплопереноса в почве.....	397
<b>Mikailsoy F. D., Erol A. S., Er F.</b> Determination of thermal properties of agricultural soil in monoliths.....	402
<b>Миронов Р. А., Забейайлов М. О., Бородай С. П., Черепанов В. В.</b> Моделирование оптических свойств частично прозрачной кварцевой керамики на основе данных по структуре материала.....	406
<b>Митрофанова О. В.</b> Исследования механизмов генерации и физических особенностей спирально-вихревых течений.....	408
<b>Пинскер В. А.</b> Поля температурных напряжений в массивном теле при нагреве его непрерывным кольцевым источником тепла.....	412
<b>Просунцов П. В., Шуляковский А. В., Тараскин Н. Ю.</b> Численное моделирование элемента тепловой защиты перспективного многоразового спускаемого аппарата капсульного типа.....	416
<b>Расчектаева Е. П., Верба О. И., Станкус С. В.</b> Обобщение данных по теплопроводности смесевых хладагентов для расчета теплообменных аппаратов.....	420
<b>Резник С. В., Просунцов П. В., Новиков А. Д.</b> Методика и результаты теплового проектирования легкого формо-размеростабильного рефлектора космической антенны... ..	423
<b>Сафаров М. М., Мирзомаматов А. Г., Абдуназаров С. С., Норов З. Ю., Махмадиев Б. М., Зарипов Дж. А.</b> Теплопроводность, коэффициент теплоотдачи и адсорбция увлажненных катализаторов на основе пористой гранулированной окиси алюминия.....	427
<b>Супельняк М. И.</b> Решение нестационарных циклических задач теплопроводности и термоупругости в приближении термического слоя.....	431
<b>Тарасевич Ю. Г.</b> Термодинамическая методология Хилла в задачах теплофизики наноразмерных тел.....	435

<b>Тимошенко В. П., Просунцов П. В., Резник С. В., Шуляковский А. В.</b> Выбор условий термовакuumных испытаний рефлектора сверхлегкой зеркальной космической антенны.....	437
<b>Филиппов А. И., Ахметова О. В., Олефиренко К. В.</b> Исследование температурного поля турбулентного газового потока в скважине на основе метода покоеfficientного осреднения.....	441
<b>Филиппов А. И., Ахметова О. В., Ковальский А. А., Кабиров И. Ф.</b> Исследование температурного поля на стадии закачки при циклической обработке пласта кислотой...	443
<b>Филиппов А. И., Михайлов П. Н., Ковальский А. А.</b> Асимптотические модели полей радиоактивных изотопов в проницаемых пластах.....	447
<b>Фомичев Д. В.</b> Численное моделирование гидродинамики и теплообмена при течении жидкометаллического теплоносителя в пучке стержней с дистанционирующими решетками.....	453
<b>Черепанов В. В., Алифанов О. М.</b> Идентификация свойств и возможности расширенных математических моделей ультрапористых высокотемпературных аэрокосмических материалов.....	454
<b>Шанин Ю. И., Шанин О. И., Черных А. В., Шарапов И. С.</b> Влияние несовершенств излучения и технологии на термомодеформированное состояние оптических элементов...	456
<b>Шанин Ю. И., Шанин О. И., Черных А. В., Шарапов И. С.</b> Пределы работоспособности неохлаждаемых и охлаждаемых оптических элементов.....	461

Научное издание

# **ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ И СООБЩЕНИЙ**

**Том 2**

**XV Минский международный форум  
по тепло- и массообмену**

**23 – 26 мая 2016 г.**

Ответственный за выпуск И. Г. Гуревич

---

Подписано в печать 05.05.2016.  
Формат 60×84 1/8. Бумага офисная.  
Гарнитура Times New Roman.  
Усл. печ. л. 54,99. Уч.-изд. л. 52,87.  
Тираж 280 экз. Заказ 18.

---

Издатель и полиграфическое исполнение:  
Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси.  
Свидетельство о государственной регистрации издателя,  
изготовителя, распространителя печатных изданий  
№ 1/275 от 04.04.2014.  
ЛП № 02330/451 от 18.12.2013.  
ул. П. Бровки, 15, 220072, г. Минск