

## МОДЕЛЬ КОНВЕКТИВНОГО РЕЖИМА ГОРЕНИЯ ГРАНУЛИРОВАННЫХ СМЕСЕЙ, ИСПОЛЪЗУЕМЫХ В ПРОЦЕССАХ САМОРАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СИНТЕЗА

© 2023 г. А. А. Беляев<sup>1\*</sup>, Б. С. Ермолаев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семёнова Российской академии наук,  
Москва, Россия

\*E-mail: belyaevIHF@yandex.ru

Поступила в редакцию 16.01.2023;

после доработки 24.01.2023;

принята в печать 20.02.2023

Недавние публикации по горению гранулированной шихты, предназначенной для синтеза композиций на основе карбида титана, выявили значительные изменения характеристик и скорости горения при спутном потоке инертного газа. Авторы исследований связали эти изменения с конвективным режимом горения. В данной работе приведена теоретическая модель, которая позволяет анализировать вклад конвективной передачи тепла при горении гранулированной шихты в спутном потоке газа в процессах самораспространяющегося высокотемпературного синтеза. Показано, что в зависимости от расхода горячего газа, продуваемого сквозь гранулированный образец, возможны три режима горения. При отсутствии или небольшом расходе газа (на уровне  $1 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$  и ниже) роль конвекции незначительна, а фронт горения в основном плоский. При умеренных расходах (на уровне  $10 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ ) влияние конвекции становится заметным, скорость горения возрастает вдвое, а фронт горения уже не является плоским, поскольку поверхностные слои гранул разогреваются быстрее, чем слои в центре. Наконец, при высоких расходах (на уровне  $50 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ ) вклад конвекции становится преобладающим, скорость горения превышает базовую (в отсутствие обдува газом) более чем на порядок величины и происходит значительная перестройка структуры волны горения.

**Ключевые слова:** конвективное горение, гранулированная шихта, спутный поток газа, теплообмен, процессы самораспространяющегося высокотемпературного синтеза.

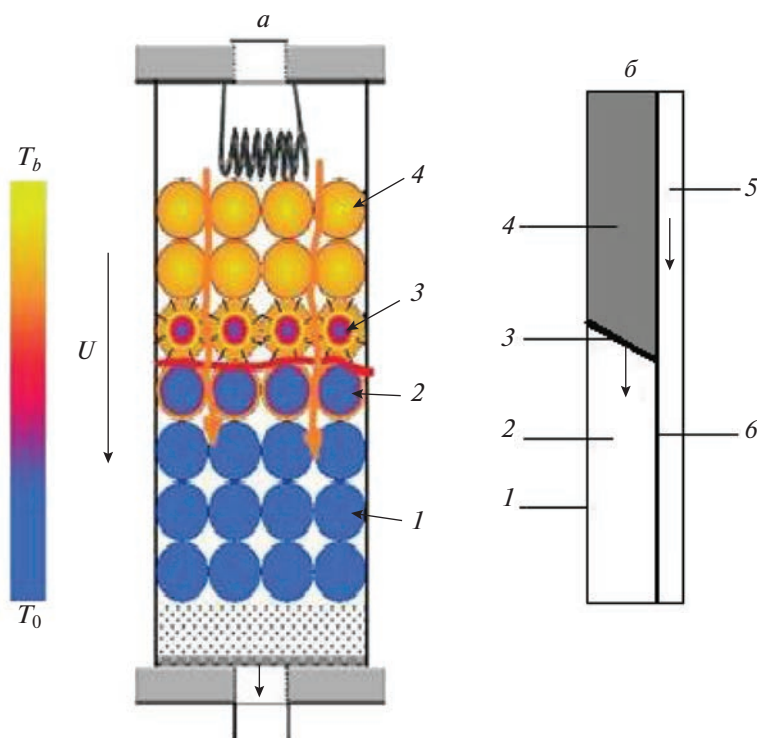
**DOI:** 10.31857/S0207401X23080034, **EDN:** HYJAKY

### ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в ряде публикаций [1–6] было показано, что при гранулировании исходной шихты, приготовленной для синтеза композиций на основе карбида титана, наблюдаются значительные изменения характеристик горения. Гранулы, сами по себе пористые, имеют типичный размер: 1 мм. Более высокая газопроницаемость гранулированной массы позволила выявить эффекты, напоминающие конвективный режим горения.

Теоретическое моделирование горения плотных порошкообразных энергетических материалов (ЭМ) при спутном потоке газообразных продуктов горения или внешнего газа проводилось в ряде работ (см., например, [7–10]). Всем этим моделям свойствен один и тот же недостаток: предполагается, что под действием кондуктив-

ного и конвективного источников тепла частицы ЭМ перед фронтом пламени прогреваются изотермически. Другими словами, в частицах отсутствует радиальное распределение температуры, к которому приводит конвективный прогрев частиц потоком газа. Исключением является статья [10], где среди нескольких моделей разного уровня приближения представлена трехтемпературная модель, в которой в дополнение к температурам газа и конденсированной фазы (к-фазы) принимается во внимание температура поверхности пор. Это позволило авторам учесть “неизотермичность” прогрева частиц к-фазы. Тем не менее в основе модели оставлена средняя для частиц ЭМ изотермическая температура, на которую накладывается произвольный параболический профиль распределения температуры в частице.



**Рис. 1.** *a* – Схема гранулированного образца, размещенного в камере сгорания: 1 – исходные гранулы; 2 – гранулы, поверхность которых прогревается за счет конвекции от потока горячего газа; 3 – горящие и сгоревшие гранулы; 4 – спираль накаливания. *б* – Модель горения на уровне гранул, обтекаемых потоком горячего газа: 1 – ось симметрии цилиндрического столбика диаметром  $d$ ; 2 – ЭМ в исходном состоянии; 3 – фронт горения; 4 – горящий ЭМ или продукт его горения; 5 – поток газа; 6 – поверхность столбика.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В данной статье предложена модель, которая предназначена для анализа вклада конвективного потока тепла, поступающего от спутного газа, при горении гранулированного твердого ЭМ. Схема модели показана на рис. 1. Образец, состоящий из одинаковых гранул ЭМ диаметром  $d$ , засыпается в цилиндрическую камеру сгорания длиной  $L$ . Горение инициируется по верхнему торцу и распространяется вниз со скоростью  $U$ . Через верхний торец в камеру поступает спутный газ, который нагревается до температуры горения и течет по порам вдоль образца, отдавая свое тепло гранулам и покидая камеру через нижний торец. Рисунок 1а показывает, как моделируется теплообмен между потоком газа в порах и отдельными гранулами образца. Цепочки гранул в направлении горения заменяются столбиками, имеющими диаметр, равный диаметру гранул. Газ течет вдоль столбика в кольцевой обойме, характеристики которой определяются пористостью гранулированного образца и диаметром гранул.

Ниже приводятся уравнения модели, максимально упрощенные для более наглядного выде-

ления вклада конвекции в горение гранулированного ЭМ. Далее дается решение системы уравнений модели, приводятся краткое обсуждение результатов расчетов и выводы работы.

## УРАВНЕНИЯ МОДЕЛИ

Система дифференциальных уравнений модели включает двумерное уравнение теплопроводности для столбика ЭМ в координатах  $z \{0, L\}$ ,  $r \{0, d/2\}$ , уравнение для скорости экзотермического превращения ЭМ, а также одномерные уравнения неразрывности и сохранения энергии для газа и уравнение фильтрации Дарси:

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\lambda_s}{r} \frac{\partial(r \partial T_s)}{\partial r^2} + \lambda_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} + H \rho_s \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\eta A \exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g u_g)}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

$$\rho_g c_v \frac{\partial T_g}{\partial t} + \rho_g u_g c_v \frac{\partial T_g}{\partial z} + P \frac{\partial u_g}{\partial z} = -A_s \alpha (T_g - T_{sd}) / \phi, \quad (4)$$

$$u_g = -\frac{K}{\mu_g} \frac{\partial P}{\partial z}. \quad (5)$$

Здесь использованы следующие обозначения:  $t$  — время;  $z$  — координата вдоль оси цилиндра;  $r$  — радиальная координата;  $T$  — температура;  $\eta$  — массовая доля твердого вещества;  $\rho$  — плотность;  $u$  — скорость;  $P$  — давление;  $A_s$  — удельная поверхность гранул;  $\alpha$  — коэффициент теплообмена между фазами;  $\phi$  — пористость образца, рассчитанная по объему газовых промежутков между гранулами;  $\lambda$  — теплопроводность;  $A$ ,  $E$  и  $H$  — предэкспоненциальный множитель, энергия активации и тепловой эффект химической реакции, соответственно;  $R$  — газовая постоянная;  $K$  — коэффициент газопроницаемости;  $\mu$  — вязкость;  $c_v$  — теплоемкость газа при постоянном объеме; индекс “ $s$ ” относится к твердому веществу (к-фазе), “ $sd$ ” — к боковой поверхности цилиндра, “ $g$ ” — к газу.

Для скорости экзотермического превращения использовано уравнение брутто-кинетики первого порядка. Теплофизические свойства к-фазы и ее плотность приняты постоянными. Химическое превращение не изменяет их величины. Следует отметить, что гранулы имеют пористость, которая по условию задачи не участвует в фильтрации газа. Поэтому в качестве плотности к-фазы в модели использована средняя плотность гранул. Также приняты постоянными теплоемкость и коэффициенты переноса газа. К системе (1)–(5) следует добавить уравнение состояния идеального газа и формулы для удельной поверхности гранул и коэффициента теплообмена. Для последней величины использована простейшая степенная зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса:

$$\rho_g T_g = \frac{PW_g}{R}, \quad (6)$$

$$A_s = \frac{6(1-\phi)}{d}, \quad (7)$$

$$\alpha = \frac{\lambda_g \text{Nu}}{d}, \quad \text{Nu} = B \text{Re}^m, \quad \text{Re} = \frac{\rho_g u_g d}{\mu_g}. \quad (8)$$

Граничные условия:

$$z = 0, \quad T_g = T_b, \quad \frac{\partial T_s}{\partial z} = 0; \quad (9)$$

$$z = L, \quad \frac{\partial T_s}{\partial z} = 0; \quad (10)$$

$$r = 0, \quad \frac{\partial T_s}{\partial r} = 0; \quad (11)$$

$$r = d/2, \quad \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial r} = \alpha(T_g - T_{sd}). \quad (12)$$

Начальные условия:

$$t = 0, \quad T_g = T_s = \begin{cases} T_b & \text{при } z \leq L_0, \\ T_0 & \text{при } z > L_0, \end{cases} \quad (13)$$

$$\eta = \begin{cases} 0 & \text{при } z \leq L_0, \\ 1 & \text{при } z > L_0. \end{cases}$$

Здесь  $T_0$  — начальная температура;  $T_b = T_0 + H/c_s$  — температура горения ЭМ;  $L_0$  — длина участка образца, заданного горящим в начальный момент времени. В расчетах принималось, что  $L_0 = 0.02L$ .

Прежде чем приступить к решению предложенной системы уравнений, мы решили ввести несколько дополнительных упрощений. Во-первых, согласно условиям опытов течение газа в образце имеет скорости на уровне 1–10 м/с, т.е. является существенно дозвуковым. Скорости фронта волны горения еще ниже, по крайней мере, на 2 порядка величины. Поэтому первым слагаемым уравнения (3) можно пренебречь. Интегрируя по  $z$ , получим, что расход газа,  $Q$ , есть постоянная величина:

$$\rho_g u_g = Q = \text{const}. \quad (14)$$

Во-вторых, перепад давления вдоль образца в опытах не превышал 0.1 МПа. Поэтому вместо уравнения фильтрации мы решили использовать условие постоянства давления:

$$P = P_0 = \text{const}. \quad (15)$$

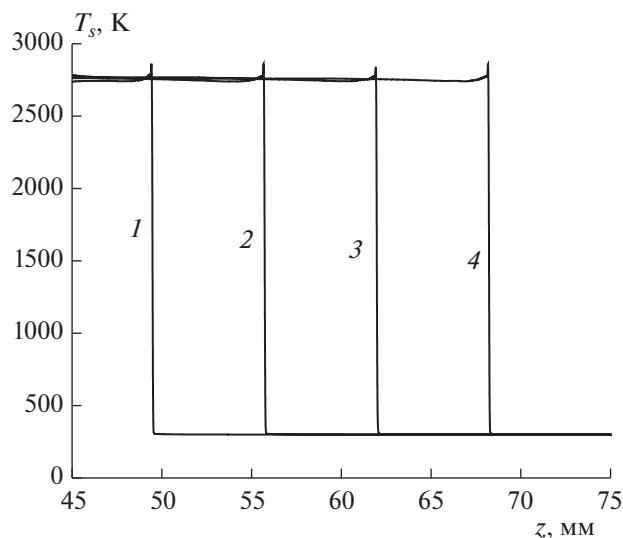
Формулы (14) и (15) используются вместо уравнений (3) и (5). Учитывая (6), (14) и (15), уравнение (4) можно записать в виде

$$\frac{\rho_b c_v T_b}{T_g} \frac{\partial T_g}{\partial t} + Q c_v \frac{\partial T_g}{\partial z} + \frac{PQ}{\rho_b T_b} \frac{\partial T_g}{\partial z} = -A_s \alpha (T_g - T_{sd}) / \phi, \quad (16)$$

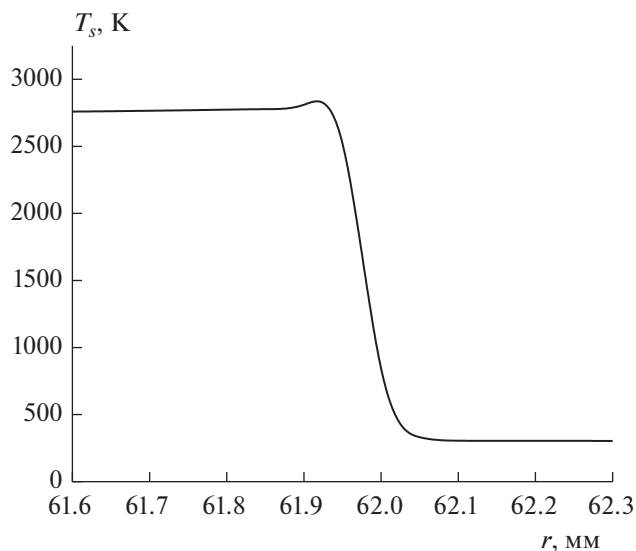
где

$$\rho_b = \frac{PW_g}{RT_b}.$$

При численной реализации модели для нахождения решения использовался метод прогонки. Шаг по времени выбирался в зависимости от сходимости итераций на каждом временном слое. Были рассмотрены два вида конечно-разностных сеток по пространству: с постоянным шагом по обоим пространственным координатам и динамически адаптирующаяся к решению сетка в направлении оси  $z$  с постоянным шагом в поперечном направлении. Для выбранных параметров разница в счете была незначительной, поэтому расчеты проводились на постоянной сетке по пространству, количество узлов сетки в продольном направлении было равно 2001, а в поперечном — 21.



**Рис. 2.** Профили температуры вдоль образца на оси симметрии ( $r = 0$ ) в различные моменты времени  $t$  в с: 0.15 (1), 0.17 (2), 0.19 (3) и 0.21 (4). Расчет при базовых значениях входных параметров и  $Q = 10 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ .



**Рис. 3.** Профиль температуры вдоль образца на оси симметрии ( $r = 0$ ) в момент времени  $t = 0.19$  с. Расчет при базовых значениях входных параметров и  $Q = 10 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ .

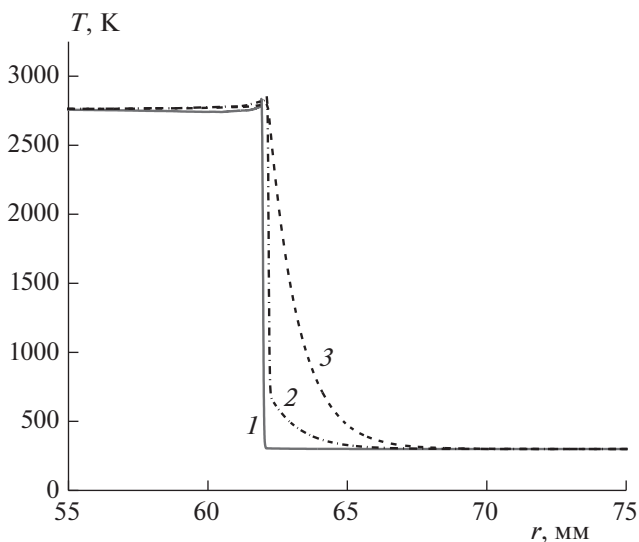
## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты проводили при следующих значениях входных параметров задачи:  $d = 1 \text{ мм}$ ,  $L = 100 \text{ мм}$ ,  $T_0 = 300 \text{ К}$ ,  $T_b = 3000 \text{ К}$ ,  $P_0 = 0.15 \text{ МПа}$ ,  $c_s = 560 \text{ Дж/кг/К}$ ,  $\rho_s = 1000 \text{ кг/м}^3$ ,  $\lambda_s = 1 \text{ Дж/м} \cdot \text{К} \cdot \text{с}$ ,  $\phi = 0.5$ ,  $H = 1.5 \text{ МДж/кг}$ ,  $E = 30 \text{ ккал/моль}$ ,  $A = 10^8 \text{ с}^{-1}$ ,  $c_v = 740 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}$ ,  $W_g = 28 \text{ г/моль}$ ,  $B = 0.2$ ,  $m = 1$ . Расход газа  $Q$  был выбран в качестве основного параметра задачи, который варьировался в широких пределах, от 0 до  $50 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ , с тем чтобы установить влияние конвективной передачи тепла на механизм и структуру волны горения. Номинальное значение параметра, используемое в экспериментах, составляет  $Q = 1 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ .

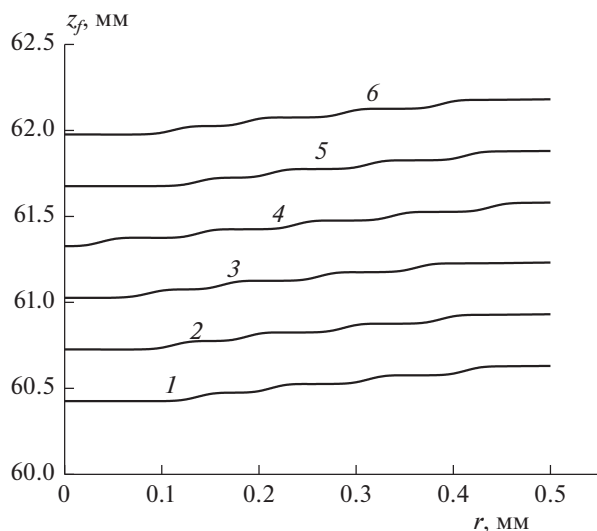
На рис. 2–5 приведены результаты расчетов для варианта, который демонстрирует явно выраженный эффект конвективной передачи тепла. Расчет выполнен при  $Q = 10 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ . На рис. 2 приведены профили температуры вдоль образца на оси симметрии ( $r = 0$ ), в различные моменты времени с интервалом в 20 мс. Профили практически одинаковые и отражают выход волны горения на стационарный режим. Один из профилей температуры в большем масштабе приведен на рис. 3. Форма профиля типична для волны горения. Основной рост температуры приходится на участок длиной около 50 мкм.

В качестве фронта волны горения выберем точку, в которой температура равна  $T_f = (T_b - T_0)/2$ . Тогда скорость волны горения на установившемся режиме составит 312 мм/с.

На рис. 4 приведены профили температуры, взятые в некоторый момент времени ( $t = 0.19$  с) в трех характерных позициях: в к-фазе на оси симметрии при  $r = 0$ , на поверхности при  $r = d/2$  и в газе. Видно, что профиль на поверхности, разделяющей к-фазу и газ, существенно отличается от профиля на оси симметрии: заметный рост температуры начинается раньше, и сам профиль сдвинут по оси  $z$ . Разница температур между газом и поверх-



**Рис. 4.** Распределение температуры вдоль оси  $z$  при  $t = 0.19$  с: 1 – при  $r = 0$ ; 2 – при  $r = d/2$ ; 3 – температура газа. Расчет при базовых значениях входных параметров и  $Q = 10 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ .

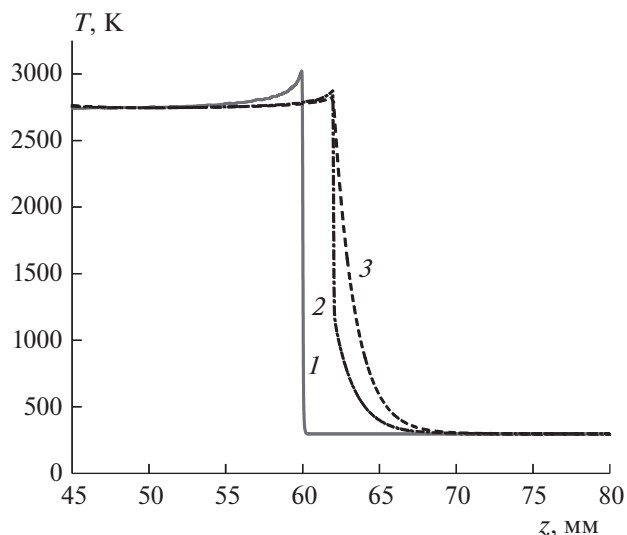


**Рис. 5.** Диаграммы фронта пламени по радиальной координате в последовательные моменты времени от 0.185 мс (кривая 1) до 190 мс (кривая 6) с шагом 1 мс. Расчет при базовых значениях входных параметров и  $Q = 10 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ .

ностью становится заметной на участке, находящемся на расстоянии 8–9 мм от зоны горения; ее максимальная величина достигает 1900 К.

На рис. 5 приведены диаграммы фронта волны горения, построенные по радиусу от оси симметрии до поверхности, разделяющей к-фазу и газ. Благодаря потоку тепла, передаваемого от газа за счет конвекции, поверхностные слои разогреваются быстрее, чем слои у центра, и диаграмма фронта приобретает форму, вогнутую по центру. Разность между координатами фронта вдоль оси  $z$  и на поверхности составляет немного больше 0.2 мм. На диаграммах фронта имеется волновая структура с изломами (наклонный участок плюс “плато”). Волны медленно бегут от поверхности к центру, перенося дополнительное тепло со скоростью 20–25 мм/с.

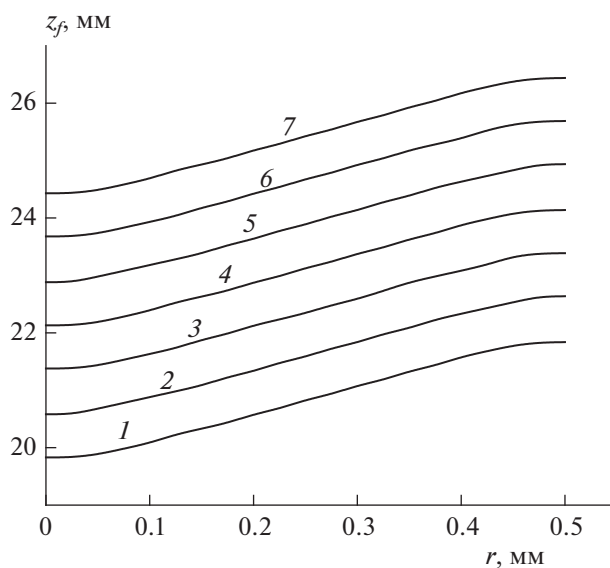
На рис. 6 и 7 даны результаты расчетов, проведенных при базовых значениях входных параметров и  $Q = 50 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ . Увеличение расхода газа в 5 раз привело к существенному усилению конвективного эффекта. Как и в предыдущем варианте, скорость волны горения выходит на установившийся уровень, однако величина скорости горения в этом варианте превысила 1.5 м/с. На рис. 6 приведены профили температуры, взятые в некоторый момент времени от начала горения ( $t = 38.5 \text{ мс}$ ), в трех характерных позициях: в к-фазе на оси симметрии при  $r = 0$ , на поверхности при  $r = d/2$  и в газе. Профили в газе и на поверхности качественно аналогичны профилям в варианте с  $Q = 10 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ , хотя из-за более высокой интен-



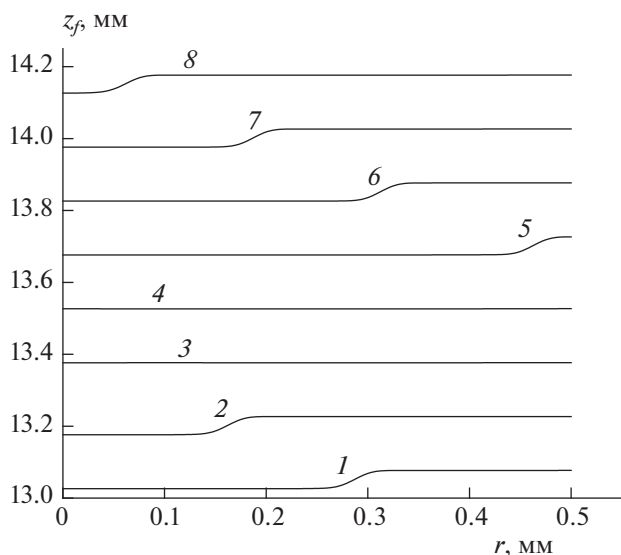
**Рис. 6.** Распределение температуры вдоль оси  $z$  при  $t = 38.5 \text{ мс}$ : 1 — при  $r = 0$ , 2 — при  $r = d/2$ , 3 — в газе. Расчет при базовых значениях входных параметров и  $Q = 50 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ .

сивности теплообмена разница температур между этими профилями становится существенно ниже на всем участке конвективного нагрева, длина которого, отсчитываемая от фронта горения, составляет около 5.5 мм.

Существенно, однако, что профиль температуры на оси симметрии отстает от профиля тем-



**Рис. 7.** Диаграммы фронта пламени по радиальной координате в последовательные моменты времени от 13 мс (кривая 1) до 16 мс (кривая 6) с шагом 0.5 мс. Расчет при базовых значениях входных параметров и  $Q = 50 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ .



**Рис. 8.** Диаграммы фронта пламени по радиальной координате в последовательные моменты времени от 65 мс (кривая 1) до 72 мс (кривая 8) с шагом 1 мс. Расчет при базовых значениях входных параметров и  $Q = 1 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ .

пературы на поверхности столбика по оси  $z$  на 2 мм — большое расстояние, в 4 раза превышающее радиус гранул. Скорость распространения фронта горения в радиальном направлении составляет около 300 мм/с, что в 5 раз меньше, чем скорость волны горения вдоль оси  $z$ . Для гранулированного образца это означает, что в волне горения формируется структура, когда за фронтом горения вдоль оси  $z$  располагается цепочка, по крайней мере, из двух гранул, в которых горение распространяется от поверхности гранул к их центру. Это напоминает пространственную структуру волны горения, характерную для конвективного режима горения ВВ [11].

По мере уменьшения расхода газа эффекты, вызванные конвективным переносом тепла, ослабевают, фронт волны горения становится более плоским, а скорость горения снижается. Аналогично рис. 5 формируются поперечные волны, переносящие избыточное тепло от поверхности к оси симметрии и искривляющие фронт горения. Пример решения для варианта с  $Q = 1 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ , демонстрирующий формирование и распространение поперечных волн, приведен на рис. 8. Скорость этих волн составляет  $\approx 130 \text{ мм/с}$ ; это приблизительно на 20% ниже, чем скорость волны горения в направлении оси  $z$ . Наглядное представление дают диаграммы 5–8, на которых видно, как излом диаграммы (кривая 5) распространяется в поперечном направлении (кривые 6, 7)

и приближается к оси. Позади излома фронт остается плоским.

Влияние расхода газа на установившуюся скорость горения при расчете с базовыми значениями входных параметров представлено ниже:

|                                    |     |     |     |     |      |
|------------------------------------|-----|-----|-----|-----|------|
| $Q, \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ | 0   | 1   | 4   | 10  | 50   |
| $u, \text{ мм/с}$                  | 146 | 154 | 203 | 312 | 1580 |

При отсутствии газового потока фронт волны горения плоский, скорость горения равна 146 мм/с. При расходе газа  $1 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$  скорость горения увеличивается на 5.5%, а при  $Q = 10 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$  за счет конвекции она увеличивается примерно в 2.1 раза. Расчет при  $Q = 50 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$  дал прирост скорости горения почти в 11 раз.

Был также проведен расчет при  $d = 0.5 \text{ мм}$  и  $Q = 10 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ . Получено следующее значение скорости горения:  $u = 275 \text{ мм/с}$ . Таким образом, при уменьшении вдвое диаметра гранул скорость горения снижается приблизительно на 12%.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Механизм и закономерности конвективного горения известны достаточно давно, главным образом по исследованиям, проведенным на грубодисперсных ВВ и порохах (см., например, монографии [11, 12]). Конвективное горение возникает при достижении определенных условий (обычно, если давление в волне горения становится выше критического давления срыва послойного горения ВВ), когда продукты горения, проникнув по порам в глубь ВВ, нагревают и поджигают поверхность пор. Происходит кардинальная перестройка пространственной структуры волны горения: вместо фронтальной структуры при кондуктивном механизме горения, когда фронт волны отделяет исходное ВВ от продуктов горения, формируется объемная структура, когда за фронтом воспламенения одновременно в большом количестве горят по наружной поверхности частицы ВВ. Значительное газовыделение вызывает стремительный рост давления и скорости распространения волны конвективного горения, которая обычно на два и более порядка величины превышает скорость кондуктивного горения [11, 13, 14].

Конвективный режим горения, наблюдаемый в опытах по горению гранулированной шихты в процессе самораспространяющегося высокотемпературного синтеза [1, 2], выглядит иначе: скорость горения в результате обдува гранул горячим газом увеличивается всего в несколько раз. Различие вызвано заметно меньшим объемом газов

по сравнению с горением ВВ и относительно более высокими температурами, необходимыми для воспламенения гранулированной шихты. Тем не менее и в этом случае конвективный поток тепла, поступающего на поверхность гранул, приводит к перестройке пространственной структуры волны горения. Температура слоев материала, примыкающих к поверхности гранул, повышается, и фронт горения проходит эти слои с более высокой скоростью. Именно этот эффект вносит свой вклад в скорость горения образца, которая должна возрастать по мере увеличения расхода газа, обдувающего гранулы.

Теоретическая модель, представленная в данной статье, призвана показать, как происходит перестройка пространственной структуры волны горения при обдуве гранулированного образца горячим газом. Создавая модель, мы сознательно исключили из рассмотрения ряд процессов, значительно усложняющих горение. Хотя было доказано [3, 6], что горение действительно протекает в объеме гранул, передается от гранулы к грануле в местах их контакта и существенно не изменяет газопроницаемость гранулированного образца, однако в ходе горения шихта плавится, плавление сопровождается выделением примесных газов и изменением объема, а экзотермическое превращение протекает по механизму, существенно более сложному, чем одностадийная реакция первого порядка, принятая в модели.

Цепочки гранул, по которым распространяется горение вдоль образца, в модели заменены на цилиндрический столбик с диаметром, равным диаметру гранул. Поры между гранулами, по которым течет спутный поток газа, заменены кольцевым зазором, площадь которого определяется диаметром гранул и пористостью  $\phi$ . Газ, втекающий в кольцевой зазор, имеет температуру, равную температуре горения, и охлаждается, отдавая свое тепло поверхности столбика.

Ключевым варьируемым параметром является расход газа. В расчетах в зависимости от расхода газа наблюдаются следующие ситуации. При небольших расходах (на уровне  $1 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ ) фронт горения преимущественно плоский. Однако рост температуры на поверхности столбика, вызванный конвективной передачей тепла, приводит к появлению изломов на фронте горения. Эти изломы распространяются по радиусу к оси симметрии, выравнивая фронт.

При умеренных расходах (на уровне  $10 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ ) благодаря интенсивному прогреву наружных слоев столбика скорость горения возрастает более чем вдвое, а фронт горения похож по форме на

обращенный конус с углом около  $65^\circ$ . При высоких расходах (уровень  $50 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ ) скорость горения превышает базовую (в отсутствие обдува газом) более чем на порядок величины, а высота обращенного конуса, который воспроизводит форму фронта горения, достигает двух диаметров столбика. Фактически, это совершенно другая пространственная структура волны горения, в которой фронт горения распространяется по поверхности гранул, следуя конвективному потоку тепла, поступающего от газа, тогда как механизм переноса тепла за счет теплопроводности контролирует продвижение волны горения от поверхности гранул к центру. Вклад конвекции становится преобладающим, процесс при этом уровне расхода газа можно признать конвективным горением.

Картину, которая наблюдается при умеренном уровне расхода газа, несмотря на заметный вклад конвекции, назвать конвективным горением нельзя. Скорее, этот процесс следовало бы назвать кондуктивно-конвективным режимом горения. Что касается экспериментов, то для сопоставления с расчетами можно использовать данные по приросту скорости горения, который для гранулированных образцов из шихты  $\text{Ti} + \text{C}$  увеличился вдвое при расходе азота на уровне  $1 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$  [2]. В расчетах такой прирост скорости горения получается при расходе газа  $10 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ . Несмотря на заметный вклад конвективной составляющей, процесс, наблюдаемый в экспериментах, следует, скорее всего, отнести к кондуктивно-конвективному режиму. Чтобы получить конвективный режим горения в экспериментах, потребуется существенно увеличить расход газа.

Результаты моделирования, полученные в статье, дают возможность прокомментировать теоретические оценки, которые были предложены в работе [1] при анализе конвективного режима горения гранулированной смеси титана с углеродом в спутном потоке газа. Оценки основаны на предположениях, что характерный размер зоны конвективного нагрева в направлении распространения волны горения равен диаметру гранул, и что конвективный поток тепла нагревает поверхность гранул до температуры воспламенения. Последнее условие определяет время нагрева поверхности гранул, и чтобы получить согласие с экспериментом по скорости горения, величину коэффициента теплообмена потребовалось увеличить на порядок по сравнению с литературными данными.

Согласно результатам моделирования длина зоны, в пределах которой тепло от горячего газа поглощается поверхностью гранул, в 5 и более раз

превышает диаметр гранул. Если учесть такую возможность в теоретических оценках, то тогда необходимость на порядок увеличивать коэффициент теплообмена отпадает. Получить согласие оценок с экспериментом можно будет, увеличив коэффициент теплообмена в 1.5–2 раза по сравнению с литературными данными, что вполне укладывается в возможный эффект, связанный с развитой шероховатостью поверхности гранул.

Другая характерная особенность модели, рассмотренной в данной работе, состоит в том, что конвективный поток тепла, поступающего на поверхность гранул, накладывается на передачу тепла за счет теплопроводности во фронте волны горения. Как следствие, скорость волны горения возрастает благодаря ее распространению по нагретым участкам даже при сравнительно низкой интенсивности теплоотдачи, когда она явно недостаточна, чтобы нагреть поверхность гранул до температуры воспламенения. Скорость горения по мере уменьшения расхода газа монотонно снижается, приближаясь к базовой скорости горения в отсутствие спутного потока газа.

Совсем другую картину дают теоретические оценки, которые сделаны в работе [1]. В них не учитывается эффект от наложения потоков тепла. Как следствие, по мере уменьшения расхода газа, благодаря снижению коэффициента теплообмена время нагрева поверхности гранул до температуры воспламенения растет. Скорость горения, которая, согласно [1], равна отношению диаметра гранул к времени нагрева, также уменьшается и в конце концов оказывается ниже, чем базовая скорость горения в отсутствие спутного потока газа.

## ВЫВОДЫ

1. Представлена теоретическая модель, позволяющая анализировать вклад конвективной передачи тепла при горении гранулированной шихты в спутном потоке газа в процессах самораспространяющегося высокотемпературного синтеза.

2. Показано, что в зависимости от расхода горячего газа, продуваемого сквозь гранулированный образец, наблюдаются три режима горения.

3. При отсутствии газа или небольшом его расходе (на уровне  $1 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$  и ниже) фронт горения преимущественно плоский и конвекция не играет существенной роли.

4. При умеренных расходах (на уровне  $10 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ ) скорость горения увеличивается вдвое, что объясняется интенсивным прогревом наружных слоев вблизи поверхности гранул. При этом фронт го-

рения в гранулах по форме становится похожим на обращенный конус с углом около  $65^\circ$ . Горение при этих условиях следует, скорее всего, отнести к кондуктивно-конвективному режиму.

5. При высоких расходах (на уровне  $50 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ ) скорость горения превышает базовую (в отсутствие обдува газом) более чем на порядок величины, а разница в температурах на поверхности гранул и в центре становится еще более заметной. При этом благодаря конвективному потоку тепла, который поступает от газа, фронт горения распространяется по поверхности гранул, а продвижение волны горения от поверхности гранул к центру происходит за счет теплопроводности. Процесс при этом уровне расхода газа можно признать конвективным горением, поскольку вклад конвекции становится преобладающим.

Авторы выражают искреннюю благодарность Б.С. Сеплярскому (ИСМАН им. Мержанова) за глубокие обсуждения и дискуссии по вопросам конвективного горения, которые в результате привели к написанию этой статьи.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований Российской Федерации (тема № 122040500073-4 и 122040500068-0).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сеплярский Б.С., Кочетков Р.А., Лисина Т.Г. // Физика горения и взрыва. 2019. Т. 55. № 3. С. 57; <https://doi.org/10.15372/FGV20190307>
2. Сеплярский Б.С., Тарасов А.Г., Кочетков Р.А. // Хим. физика. 2013. Т. 32. № 6. С. 61; <https://doi.org/10.7868/S0207401X13060113>
3. Сеплярский Б.С., Кочетков Р.А. // Хим. физика. 2017. Т. 36. № 9. С. 21; <https://doi.org/10.7868/S0207401X17090126>
4. Сеплярский Б.С., Кочетков Р.А., Лисина Т.Г., Абзалов Н.И. // Хим. физика. 2020. Т. 39. № 1. С. 31; <https://doi.org/10.31857/S0207401X20010136>
5. Сеплярский Б.С., Абзалов Н.И., Кочетков Р.А., Лисина Т.Г. // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 3. С. 23; <https://doi.org/10.31857/S0207401X21030109>
6. Сеплярский Б.С., Абзалов Н.И., Кочетков Р.А., Лисина Т.Г. // Физика горения и взрыва. 2022. Т. 58. № 2. С. 58; <https://doi.org/10.15372/FGV20220206>
7. Алдушин А.П. // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26. № 2. С. 60.
8. Сеплярский Б.С., Вадченко С.Г. // Докл. РАН. 2004. Т. 398. № 1. С. 72.
9. Алдушин А.П., Сеплярский Б.С. // Докл. АН СССР. 1979. Т. 249. № 3. С. 585.

10. Гусаченко Л.К., Зарко В.Е., Серебряков Ю.Ю., Карасев В.В., Шандаков В.А. // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37. № 5. С. 55.
11. Беляев А.Ф., Боболев В.К., Коротков А.И., Сулимов А.А., Чуйко С.В. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
12. Ермолаев Б.С., Сулимов А.А. Конвективное горение и низкоскоростная детонация пористых энергетических систем. М.: Торус пресс, 2017; ISBN 978-5-94588-217-1
13. Храповский В.Е., Ермолаев Б.С., Сулимов А.А. // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 1. С. 37; <https://doi.org/10.31857/S0207401X21010040>
14. Михалкин В.Н., Сумской С.И., Тереза А.М., Трошин К.Я., Хасаинов Б.А., Фролов С.М. // Хим. физика. 2022. Т. 41. № 8. С. 3; <https://doi.org/10.31857/S0207401X2208009X>