

УДК 536.46,544.3

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИНТЕЗА КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ МАТРИЦА — ВКЛЮЧЕНИЯ В РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ

Ю. А. Чумаков, А. Г. Князева

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055, Томск
chya@ispms.tsc.ru, anna-knyazeva@mail.ru

Предложена и численно исследована модель синтеза композита в режиме горения. Предполагается, что комплекс химических превращений можно описать кинетической схемой с двумя суммарными параллельными реакциями. Одна из реакций соответствует синтезу матрицы, вторая — синтезу включений. Учитывается, что плавление компонентов смеси происходит в некотором интервале температур, а не при фиксированной температуре плавления. Показана возможность распространения фронта реакции в автоколебательном режиме. Найдены критические значения параметров, разделяющие стационарный и автоколебательный режимы распространения фронта реакции. Результаты расчетов в предельных случаях соответствуют известным теоретическим представлениям.

Ключевые слова: синтез композита, твердофазное горение, параллельные реакции, двухфазная зона, автоколебательный режим.

DOI 10.15372/FGV20210410

ВВЕДЕНИЕ

Синтез материалов горением, известный также как самораспространяющийся высокотемпературный синтез (СВС), является методом получения композиционных материалов в результате протекания экзотермических реакций [1–4]. При синтезе композитов горением используют как простые, так и сложные порошковые смеси, включающие в себя порошки металлов и неметаллов [5]. В зависимости от состава порошковых исходных смесей в результате СВС получают различные теплозащитные и тугоплавкие материалы: интерметаллиды, керамики, керметы (металлокерамические композиты) [6]. Из-за высокой стоимости исходных материалов и необходимости оптимизации условий получения материалов с заданными свойствами проблема моделирования закономерностей формирования состава и свойств композиционных материалов остается актуальной.

В классических работах, например [7], при моделировании процессов горения реакционная система (порошковая смесь) обычно заменяется эквивалентной гомогенной (или гомогенизированной) конденсированной средой с некоторы-

ми осредненными свойствами. Комплекс химических реакций, как правило, заменяется суммарной реакционной схемой реагент — продукт реакции. Благодаря этому классические модели позволили выявить многие качественные закономерности, наблюдаемые экспериментально [8, 9].

Уже в семидесятые годы XX в. при построении моделей распространения волны горения в реакционной смеси порошковых реагентов использовали разные подходы, позволяющие учесть особенности структуры и кинетики реакций с участием твердых веществ. В [10] принималось, что конденсированные смеси, взаимодействующие гетерогенно, можно считать гомогенными в тепловом отношении, поскольку тепловыделение в таких смесях происходит значительно медленнее, чем тепловая релаксация в частицах. Химическая гетерогенность в таких системах учитывается в особом виде кинетической функции, характеризующей тепловыделение в эффективной однородной среде [10]. В этом случае гетерогенные реакции в конденсированной среде лимитируются процессом твердофазной диффузии компонентов через формирующийся слой твердого продукта между реагентами, а теплопроводность материала является основным механизмом переноса тепла в таких средах [11]. Гомогенный подход применим для моделирования гетеро-

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФПМ СО РАН (проект III.23.2.12).

© Чумаков Ю. А., Князева А. Г., 2021.

генных систем в том случае, когда время теплообмена в гетерогенной среде намного меньше времени реакции в конденсированной среде [3]. Исходя из оценок, проведенных в работе [3], процессы горения, протекающие во всех химически гетерогенных системах, могут рассматриваться как термически гомогенные. В [12] показано, что при слабом торможении реакции характер распространения фронта реакции аналогичен характеру распространения реакции в гомогенных системах. При сильном торможении реакции структура фронта иная, и авторы выделяют в ней три зоны: прогрева, реакции и догорания.

Для явного описания многофазной структуры смеси реагентов в работах [13, 14] была предложена модель реакционной ячейки, которая получила дальнейшее развитие, например, в [15–20]. В подобных моделях скорость химического тепловыделения в каждой ячейке определяется из решения отдельной задачи на микроуровне, а на макроуровне в уравнении энергии учитывается суммарное тепловыделение от всех ячеек. Несмотря на то, что подобные модели удалось построить для целого ряда простых систем, подход с назначенной последовательностью стадий в ячейках в целом подвергается серьезной критике [21–23] и не может быть распространен на многокомпонентные системы без дополнительных упрощений. Более того, в моделях с выделением реакционных ячеек собственно кинетика реакций и механизмы диффузии в разных фазах и на поверхности, структура частиц, играющая важную роль в механизмах реакций и диффузии, не обсуждаются, как и в моделях без реакционных ячеек. Поскольку синтез новых материалов ставит своей целью улучшение функциональных свойств, то многоуровневые модели, к числу которых можно было бы причислить модели с реакционными ячейками, должны быть полезны для прогнозирования условий синтеза, приводящих к материалам с теми или иными свойствами [24, 25]. Однако для реальных сложных систем этот подход является тупиковым. Поэтому для многокомпонентных систем следует вернуться к классическим подходам, которые обладают большей общностью.

В целом химические реакции в волне горения идут в твердой и жидкой фазах, а также с участием газа; реакции протекают по сложному многостадийному механизму, включающему в себя цепные, последовательные и парал-

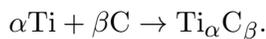
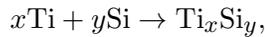
лельные стадии. В литературе имеются и модели СВС-процессов, основанные на идеях механики гетерогенных сред [26, 27], которые, однако, не учитывают многообразия химических стадий. Роль стадийности превращения, кроме моделей с реакционными ячейками, обсуждалась и в классическом гомогенном приближении [28–31]. Из-за сложности и взаимообусловленности физических и химических стадий внимание исследователей привлекают достаточно простые схемы превращений. Основы теории стадийного горения для брутто-схем химического превращения применительно к последовательной реакционной схеме $A \rightarrow B \rightarrow C$ в конденсированной среде заложены в работе [32] и использованы в других работах.

Экспериментально установлено, что в зависимости от управляющих факторов и структуры реакционной смеси реализуются различные режимы горения: устойчивые, неустойчивые, автоколебательные. При значительном теплоотводе из зоны химической реакции наблюдается также срыв распространения пламени [26, 28, 32–35]. Разные режимы горения описываются на основе разных подходов. Так, в [33] в модели, учитывающей торможение реакции слоем продукта, показано, что в зависимости от значений параметров модели возможны два режима горения. В первом режиме после небольших пульсаций скорости горения колебания постепенно затухают и устанавливается режим стационарного горения (профили температуры и степени превращения перемещаются в пространстве с постоянной скоростью, равной скорости горения). Во втором режиме скорость перемещения фронта не стремится с течением времени к определенному пределу, а совершает пульсации около некоторого стационарного значения (амплитуда колебаний зависит от параметров). Первый — режим устойчивого стационарного горения, второй — режим неустойчивого горения с пульсирующим распространением фронта реакции.

Впервые устойчивый автоколебательный режим горения в конденсированных средах экспериментально наблюдали в [36]. Пульсирующий режим горения обычно возникает в экспериментах по горению термитных составов [37] и при горении двухкомпонентных смесей порошков на основе Mo, Nb, В, Та, С в различных комбинациях [38].

В последние годы возрос интерес к сложным многокомпонентным системам в связи с

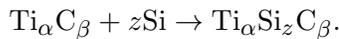
возможностью получения из них материалов с уникальными свойствами. Например, в зависимости от соотношения компонентов в исходной смеси порошков Ti—Si—C и условий синтеза [39–42] титан, углерод и кремний могут расходоваться на образование упрочняющих частиц и матрицы. Частицы могут быть двух типов и образуются в результате реакций



Матрица в основном состоит из тройного соединения или сплава, соответствующего суммарной реакции



или



Синтез композита может быть осуществлен как в твердой фазе, так и в жидкой.

Из смеси порошков Al—C—Cr₃O₂—Al₄C—(C₂F₄)_n в [43] получали композит, состоящий из матрицы и частиц оксида алюминия Al₂O₃. В зависимости от соотношения исходных компонентов матрица содержала в разных пропорциях Cr₂AlC, Al₂O₃, Al₄C, Cr₃C₂, Cr₇C₃. Авторы предложили целый комплекс реакций. Однако в этой системе в некоторых случаях проблематично выделить четко упрочняющие частицы (разнообразные карбиды и оксид) и матрицу.

В [44] одним из результатов был синтез горением композита на основе шпинели MgAl₂O₄ с включениями различных боридов ниобия. Синтез осуществлен из термитных смесей Nb₂O₅/V₂O₃/Al и Nb₂O₅/Al с добавлением оксида MgO. Процесс является многостадийным. Суммарные реакции, записанные авторами, соответствуют составу исходной смеси, в которой компоненты взяты в стехиометрических соотношениях.

Еще один пример относится к получению композитов на основе МАХ-фаз Nb₃Al₂C и Nb₂AlC [45, 46]. В качестве дополнительной энергетической добавки использовали смесь 3CaO₂—2Al. Упрочняющие частицы — это оксид алюминия, образующийся в результате восстановления ниобия и кальция. Итоговый продукт может включать в себя карбид ниобия и алюминиды ниобия, так что состав матрицы

весьма сложный — Nb_xAl_yC_z; детальный механизм реакций в этой системе установить не представляется возможным.

Композиты с упрочняющими включениями (оксидами, карбидами и силицидами) на основе интерметаллидной или металлической матрицы получали и в [47–49]. Синтез осуществлен в режиме горения из конкретных стехиометрических смесей. Состав матрицы не всегда соответствовал ожиданиям.

Перечисления можно продолжить. Общим для всех систем является то, что можно выделить реакции, приводящие к образованию частиц, и реакции, приводящие к образованию матрицы. Реальный состав и частиц, и матрицы может быть сложным и состоящим из разных фаз.

В настоящей работе теоретически исследуются режимы распространения волны горения при синтезе композита из сложной реакционной смеси с плавящимися в зоне прогрева компонентами в предположении, что процесс условно можно описать двумя суммарными параллельными реакциями. Одна из реакций приводит к формированию некоторого состава матрицы, вторая дает упрочняющие частицы и некоторый промежуточный продукт, участвующий в образовании матрицы. Вследствие сложности системы, невозможно говорить о фиксированной температуре плавления. Поэтому условно вводится интервал температур, где жидкая фаза накапливается постепенно. Цель работы состоит в том, чтобы выяснить, возможны ли колебательные режимы превращения в этом случае.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Предположим, что комплекс реакций, в результате которых синтезируется композит матрица — упрочняющие включения, можно описать двумя суммарными параллельными реакциями, одна из которых приводит к формированию материала упрочняющих частиц, вторая — к формированию матрицы. Часть продуктов реакций образования частиц тратится на формирование состава матрицы. В модели, описанной ниже, используется классический подход [50] и не учитываются сложные механизмы взаимодействия на микро- и мезоуровне, такие как диффузия в расплаве и твердых фазах, механизмы кристаллизации получаемых фаз из расплава и др.

Тогда для описания превращений в системе в макромодели приемлема условная схема



где R_1 , R_2 — реагенты, Y — промежуточный продукт первой реакции, P — частицы (также продукт первой реакции), M — матрица.

Для представленной суммарной схемы кинетические уравнения в общем случае можно записать в виде:

$$\frac{d[R_1]}{dt} = -k_1[R_1], \quad \frac{d[P]}{dt} = k_1[R_1],$$

$$\frac{d[Y]}{dt} = k_1[R_1] - k_2[R_1][R_2][Y],$$

$$\frac{d[R_2]}{dt} = -k_2[R_1][R_2][Y], \quad \frac{d[M]}{dt} = k_2[R_1][R_2][Y],$$

где квадратными скобками обозначены концентрации соответствующих участников реакций. Несложно заметить, что концентрация промежуточного продукта Y и концентрация реагента R_2 явно влияют только на скорость второй реакции, поэтому введем в рассмотрение новую скорость реакции $k'_2 = k_2[R_2][Y]$. Это позволит исключить из рассмотрения уравнения для R_2 и Y . Останутся следующие:

$$\frac{d[R_1]}{dt} = -k_1[R_1], \quad \frac{d[P]}{dt} = k_1[R_1], \quad \frac{d[M]}{dt} = k'_2[R_1]$$

или

$$\frac{d[P]}{dt} = k_1(1 - [P] - [M]),$$

$$\frac{d[M]}{dt} = k'_2(1 - [P] - [M]).$$

Возможен иной подход к этой системе реакций [31], в котором явно учитывается динамика изменения промежуточного продукта Y . Тогда

$$\frac{d[P]}{dt} = k_1(1 - [P] - [M]),$$

$$\frac{d[Y]}{dt} = k_1(1 - [P] - [M]) - k''_2(1 - [P] - [M])[Y],$$

$$\frac{d[M]}{dt} = k''_2(1 - [P] - [M])[Y].$$

Далее заметим, что закон действующих масс, на основе которого записана исходная система кинетических уравнений, применим только к элементарным стадиям. Поэтому для суммарных реакций такие простые кинетические законы неочевидны. Например, порядок любой из реакций по исходному веществу может быть отличен от первого, а скорость второй реакции может зависеть от концентрации частиц.

Полагаем, что образец, в котором могут протекать реакции, представляет собой цилиндр радиуса R_0 . Температура по диаметру образца однородна, и процесс развивается только в направлении оси Ox . Газообразных реагентов и продуктов нет. В уравнении энергии учитываем теплопотери в окружающую среду за счет конвекции (если синтез осуществляется в среде инертного газа) и за счет теплового излучения:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + Q_1\phi_1(\eta_1, \eta_2, T) + Q_2\phi_2(\eta_1, \eta_2, T) - \frac{2\alpha}{R_0}(T - T_0) - \frac{2\varepsilon\sigma_0}{R_0}(T^4 - T_0^4), \quad (1)$$

где T , T_0 — текущая и начальная температура, η_1 , η_2 — массовые доли продуктов P и M в реакциях (I), (II) соответственно, t — время, x — пространственная координата, λ , c , ρ — эффективные теплопроводность, теплоемкость и плотность смеси, Q_i — тепловой эффект суммарной реакции, $i = 1, 2$, α — эффективный коэффициент теплоотдачи в окружающую среду, σ_0 — постоянная Стефана — Больцмана, ε_0 — степень черноты, ϕ_i — кинетические функции.

Поскольку смесь является сложной, каждый компонент (и реагенты, и продукты реакции) характеризуется своей температурой плавления. В отличие от известных работ с параллельными и последовательными реакциями, в предлагаемой модели учтем, что плавление смеси происходит в некотором интервале температур, которые соответствуют минимальной температуре, при которой есть жидкая фаза, и максимальной температуре, при которой может существовать твердая фаза. В этом интервале температур имеется двухфазная смесь реагентов и продуктов. В реальных системах с конкретной диаграммой состояния следует говорить о температурах солидуса

(T_{sol}) и ликвидуса (T_{liq}), которые зависят от состава. Поскольку состав в ходе реакций изменяется, то и доля расплава определяется не только температурами T_{sol} и T_{liq} для выбранного состава, но и кинетикой процесса. В настоящей работе плавление смеси компонентов в некотором фиксированном интервале температур будем условно учитывать через изменение эффективной теплоемкости следующим образом [51]:

$$(c\rho)_\eta = \begin{cases} (c\rho)_s, & T \leq T_{sol}, \\ (c\rho)_s(1 - \eta_l) + (c\rho)_l\eta_l + Q_{ph}\rho_s \frac{\partial \eta_l}{\partial T}, & T_{sol} < T < T_{liq}, \\ (c\rho)_l, & T \geq T_{liq}, \end{cases}$$

где $(c\rho)_s$ — эффективная теплоемкость смеси в твердом состоянии, $(c\rho)_l$ — эффективная теплоемкость в жидкой фазе, Q_{ph} — эффективная теплота плавления, η_l — объемная доля жидкой фазы (относящаяся к смеси в целом), изменяющаяся в интервале температур от T_{sol} до T_{liq} в соответствии с формулой

$$\eta_l = 1 - \left(\frac{T_{liq} - T}{T_{liq} - T_{sol}} \right)^n.$$

Параметр n зависит от типа веществ. В расчетах принято $n = 2$. Так как теплоемкость — величина аддитивная, то для определения эффективной теплоемкости исходной порошковой прессовки реагентов используем правило смеси.

Примем, что реакции стартуют при появлении жидкой фазы.

В соответствии со сказанным выше систему кинетических уравнений для параллельных реакций в настоящей работе запишем в следующем виде:

$$\frac{d\eta_1}{dt} = k_{01}(1 - \eta_1 - \eta_2)^m \eta_l \exp\left(-\frac{E_{a1}}{RT}\right), \quad (2)$$

$$\frac{d\eta_2}{dt} = k_{02}(1 - \eta_1 - \eta_2)^n \eta_l \exp\left(-\frac{E_{a2}}{RT}\right). \quad (3)$$

Первое из них соответствует формированию частиц, второе — формированию матрицы. Далее в расчетах принято $n = m = 1$.

Инициирование реакции осуществляется потоком тепла:

$$x = 0: -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \begin{cases} q_0, & t \leq t_i, \\ 0, & t > t_i, \end{cases} \quad (4)$$

где q_0 и t_i — плотность мощности и время действия внешнего источника.

На удалении от границы $x = 0$ источники и стоки тепла отсутствуют:

$$x = L: \frac{\partial T}{\partial x} = 0. \quad (5)$$

Полагаем, что рассматриваемый образец велик по сравнению с характерным размером зоны реакции и зоны прогрева, т. е. $L \rightarrow \infty$.

В начальный момент времени

$$t = 0: T = T_0, \eta_1 = \eta_{10}, \eta_2 = \eta_{20}. \quad (6)$$

БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ И ПАРАМЕТРЫ

Для анализа модели перейдем к безразмерным переменным

$$\theta = \frac{T - T_0}{T_* - T_0}, \quad \xi = \frac{x}{\sqrt{\kappa t_*}}, \quad \tau = \frac{t}{t_*},$$

где

$$T_* = T_0 + \frac{Q}{c\rho}, \quad t_* = \frac{1}{k_0} \exp\left(\frac{E_{a1}}{RT_*}\right)$$

— масштабы температуры и времени, $\kappa = \lambda/(c\rho)$ — температуропроводность. В качестве масштаба для координаты выбран тепловой масштаб — размер зоны прогрева, формирующейся за время t_* . Тогда уравнения (1)–(3) запишутся следующим образом:

$$f(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \phi_1(\eta_1, \eta_2, \theta) + \\ + K_Q K_{k0} \phi_2(\eta_1, \eta_2, \theta) - \\ - 2\text{Bi}\theta - 2Sk((\theta + \theta_e)^4 - \theta_e^4); \quad (7)$$

$$\frac{\partial \eta_1}{\partial \tau} = \phi_1(\eta_1, \eta_2, \theta); \quad (8)$$

$$\frac{\partial \eta_2}{\partial \tau} = K_{k0} \phi_2(\eta_1, \eta_2, \theta). \quad (9)$$

Граничные и начальные условия примут вид:

$$\xi = 0: \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \begin{cases} A, & \tau \leq \tau_i, \\ 0, & \tau > \tau_i, \end{cases} \quad (10)$$

$$\xi = \infty: \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0, \quad (11)$$

$$\tau = 0: \theta = -1, \eta_1 = \eta_{10}, \eta_2 = \eta_{20}, \quad (12)$$

где

$$f(\theta) = \begin{cases} 1, & \theta < \theta_s; \\ (1 - \eta_l) + K_c \eta_l + K_{ph} \frac{\partial \eta_l}{\partial \tau}, & \theta_s \leq \theta \leq \theta_l; \\ K_c, & \theta > \theta_l, \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \phi_1(\eta_1, \eta_2, \theta) &= \\ &= (1 - \eta_1 - \eta_2)^m \eta_l \exp\left(\frac{\theta - 1}{\gamma + \beta(\theta - 1)}\right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_2(\eta_1, \eta_2, \theta) &= \\ &= (1 - \eta_1 - \eta_2)^n \eta_l \exp\left(\frac{\theta - 1 + (1 - K_E)\gamma/\beta}{\gamma + \beta(\theta - 1)}\right). \end{aligned}$$

$$\eta_l = 1 - \left(\frac{\theta_{liq} - \theta}{\theta_{liq} - \theta_{sol}}\right)^2.$$

Модель содержит следующие параметры:

$$\gamma = \frac{RT_*^2 c_1 \rho_1}{E_{a1} Q_1}, \quad \beta = \frac{RT_*}{E_{a1}}, \quad \text{Bi} = \frac{\alpha t_*}{c \rho R_0},$$

$$\text{Sk} = \frac{t_* \sigma_0 \varepsilon (T_* - T_0)^3}{c \rho R_0}, \quad \theta_e = \frac{T_0}{T_* - T_0},$$

$$K_c = \frac{(cp)_l}{(cp)_s}, \quad K_{ph} = \frac{Q_{ph}}{c_s},$$

$$\theta_l = \frac{T_{liq} - T_0}{T_* - T_0}, \quad \theta_s = \frac{T_{sol} - T_0}{T_* - T_0},$$

$$K_{k0} = \frac{k_2}{k_1}, \quad K_E = \frac{E_{a2}}{E_{a1}}, \quad K_Q = \frac{Q_2}{Q_1},$$

$$A = \frac{q_0 \sqrt{\kappa t_*}}{\lambda (T_* - T_0)}, \quad \tau_i = \frac{t_i}{t_*}.$$

Часть параметров является традиционной для теории горения. Среди них γ — параметр

Годеса (характеризует адиабатический разогрев системы, т. е. отношение тепловыделения за счет химических реакций к теплу, которое отводится из системы за счет теплопроводности); β — параметр Аррениуса (величина, обратная чувствительности скорости химической реакции к изменению температуры при T_0); Bi — число Био. Другие параметры отражают особенность предложенной модели. Так, параметр Sk в зависимости от вида входящих в него параметров называют либо радиационным числом Био, либо радиационным числом Нуссельта, либо числом Старка. Характерный пространственный масштаб, входящий в это число, также является комплексной величиной, зависящей от теплового масштаба и размеров образца: R_0/x_*^2 ; вместо характерной температуры в это число в нашей модели входит разность температур. В соответствии с литературными данными для разных смесей [52–55], область изменения параметров такова: $t_* = 10^{-5} \div 10^{-3}$ с, $T_* = 600 \div 3000$ К, $\gamma = 0 \div 1$, $\beta = 0.1 \div 1$, $\theta_e = 0.15 \div 1$, $\theta_s = 0.4 \div 0.7$, $\theta_l = 0.7 \div 0.9$, $\text{Bi} = 0 \div 10^{-2}$, $\text{Sk} = 0 \div 10^{-2}$, $K_Q = 0.1 \div 10$, $K_{k0} = 10^{-5} \div 10^5$, $K_E = 0.5 \div 2$, $A = 10^{-3} \div 1$.

МЕТОД РЕШЕНИЯ

Задачу (7)–(12) решали численно. Дифференциальные уравнения аппроксимировали разностными со вторым порядком аппроксимации по пространственной координате и первым порядком по времени. Нелинейные слагаемые линеаризованы относительно предыдущего слоя по времени. Для решения полученной системы разностных уравнений, аппроксимирующих уравнение теплопроводности, использован метод прогонки, для интегрирования кинетических уравнений — метод Эйлера. В расчетах находили пространственно-временное распределение температуры, концентраций продуктов, а также скорость распространения фронта реакции, способ определения которой будет описан далее.

Исследование сходимости изучали, варьируя шаги по пространству и времени. Например, из рис. 1 видно, что при различных значениях числа Куранта $\text{Ku} = \Delta \tau / d \xi^2$ расчетные значения температуры в точке $\xi = 0$ различаются не более чем на 0.5 %. При данном наборе параметров с уменьшением пространственного шага ($d \xi \rightarrow 0$) значение температу-

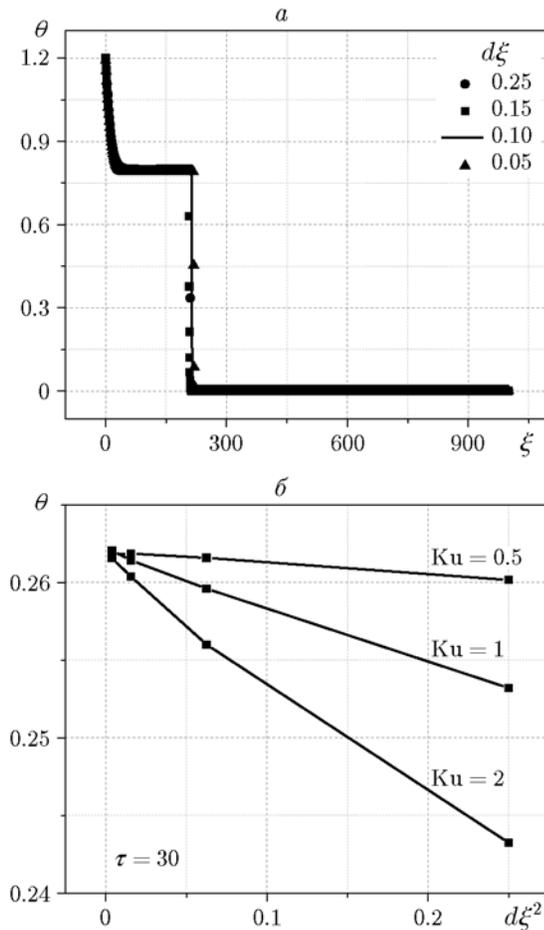


Рис. 1. Распределение температуры в момент времени $\tau = 200$ при различных шагах по пространству (а), температура в точке $\xi = 0$ (на поверхности) в момент времени $\tau = 30$ (б) при различных шагах по времени и пространству: шаг по времени пересчитывали через Ku : $d\tau = Ku d\xi^2$; $\gamma = 0.1$, $\beta = 0.2$, $\theta_e = 0.15$, $Bi = 0$, $Sk = 0$, $A = 3 \cdot 10^{-2}$, $\xi_1 = 1000$; $K_Q = 1.0$, $K_{k0} = 1.0$, $K_E = 1.0$

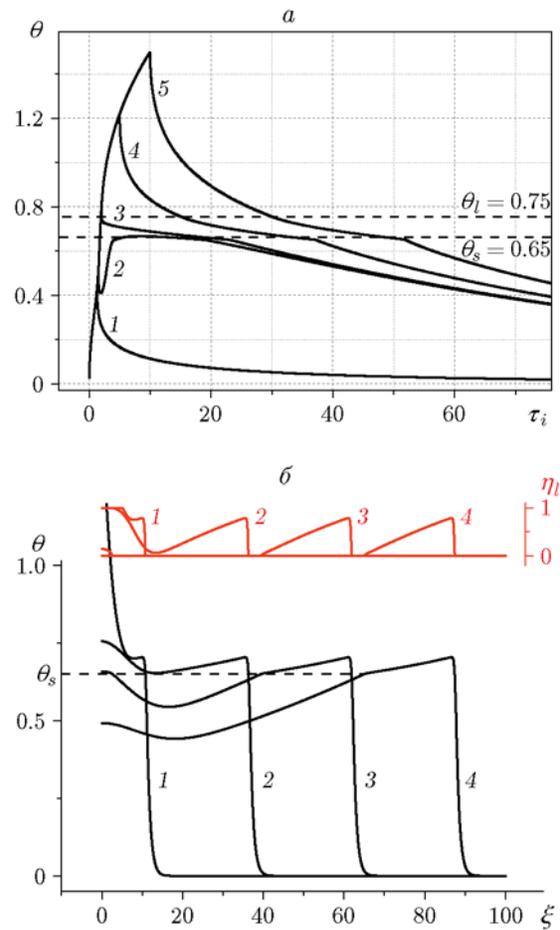


Рис. 2. Температура в точке $x = 0$ в зависимости от длительности импульса (а) и распределение температуры и доли жидкой фазы при $\tau_i = 10.0$ (б):

$\gamma = 0.1$, $\beta = 0.2$, $\theta_0 = 0.15$, $\eta_{20} = 0.1$, $Bi = 0.06$, $Sk = 10^{-5}$, $A = 0.3$, $K_Q = 1.0$, $K_{k0} = 1.0$, $K_E = 1.0$; а — $\tau_i = 1.3$ (1), 1.5 (2), 2.0 (3), 5.0 (4), 10.0 (5); б — $\tau = 10$ (1), 30 (2), 40 (3), 50 (4)

ры $\theta(0, \tau)$ стремится к фиксированной величине ($\theta \rightarrow 0.265$).

Подобные исследования проведены и при иных параметрах модели.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты показали, если длительности импульса (τ_i) и мощности источника достаточно для зажигания (при всех остальных фиксированных значениях параметров модели), то развитие процесса происходит следующим образом. После инициирования реакции резко повышается температура (рис. 2,а), затем либо волна распространяется с постоянной скоростью

(рис. 2,б), либо реакции постепенно прекращаются. Пологие области на кривых температуры, ограниченные перегибами, соответствуют началу образования жидкой фазы (см. рис. 2,б). В интервале температур $\theta \in [\theta_s, \theta_l]$, который соответствует двухфазной области, начинаются химические реакции. Выше температуры θ_l имеется только жидкая фаза. Двухфазная зона хорошо видна на рис. 2,б; этой зоне в каждый момент времени соответствует значение доли жидкой фазы η_l от 0 до 1.

Скорость фронта горения можно определить разными способами: по перемещению фиксированной точки на профиле температуры, по степени превращения или по переме-

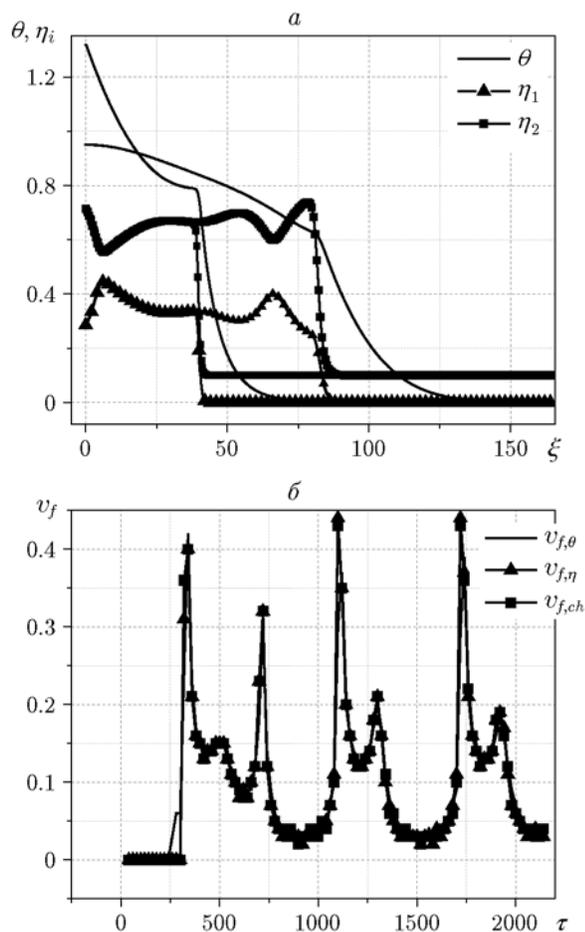


Рис. 3. Температура (сплошные линии), концентрации (точки) продуктов реакции (а) и скорость фронта (б) при $\gamma = 0.1$, $\beta = 0.1$, $\theta_0 = 0.15$, $Bi = 0$, $Bi_{rad} = 0$, $A = 3 \cdot 10^{-2}$, $K_Q = 1.0$, $K_{k0} = 1.0$, $K_E = 1.0$, $K_{ph} = 0.8$

щению максимума тепловыделения в реакционной зоне. Из рис. 3 следует, что при $K_Q = 1.0$, $K_{k0} = 1.0$, $K_E = 1.0$ скорости, определенные по профилю температуры и степени превращения, совпадают. Аналогичный результат был получен в [56]. На рис. 3 показаны температура и доли продуктов реакции (частиц и матрицы) в различные моменты времени. Перегиб на температурной кривой во фронте соответствует положению фронтов реакций.

Для дальнейшего анализа процесса синтеза определим скорость распространения фронта реакции v_f как скорость перемещения вдоль координаты максимума тепловыделения в реакции (т. е. максимума величины $Q_{ch} = \phi_1 + K_Q K_{k0} \phi_2$). Аналогичный подход, приемлемый для различных соотношений формально-кинетических параметров реакций, был ис-

пользован в работах [35, 37].

В результате параметрического исследования при фиксированном наборе параметров ($K_Q = 1.0$, $K_{k0} = 1.0$, $K_E = 1.0$, $K_{ph} = 0.8$) обнаружены два вида колебательных режимов горения. Первый — режим горения с периодическими колебаниями температуры во фронте волны горения. Второй — автоколебательный режим с постоянной амплитудой колебаний массовых концентраций продуктов реакции и изменяющейся амплитудой колебаний температуры (рис. 4). После инициирования реакции по истечении некоторого промежутка времени влияние внешнего теплового источника на распространение фронта реакции, очевидно, исчезает и устанавливается некоторый режим распространения реакции.

Из рис. 4 видно, что в установившемся режиме кривой с ярко выраженным максимумом температуры (кривая 1 на рис. 4,а) соответствуют кривые с максимумом во фронте концентрации частиц (рис. 4,б) и с минимумом во фронте концентрации матрицы (рис. 4,в). Доля жидкой фазы во фронте изменяется достаточно резко (рис. 4,г). В последующий момент времени максимальное значение температуры во фронте уменьшается, и к моменту, который соответствует кривым 3 на рис. 4, максимум исчезает. На этом этапе во фронте наблюдается минимум концентрации частиц η_1 , что соответствует максимуму концентрации матрицы η_2 . Доля жидкой фазы на соответствующей кривой в зоне реакции изменяется плавно. Далее все повторяется. Период колебаний для данного набора параметров равен примерно $d\tau_g = 30$ и соответствует разнице между моментами времени с максимальными значениями температуры.

Во втором колебательном режиме период колебаний максимума температуры во фронте значительно больше или отсутствует (рис. 5,а). Колебания концентраций η_1 , η_2 происходят с одинаковой частотой и амплитудой (рис. 5,б,в). При изменении начального состава смеси (при увеличении η_{20} от 0.1 до 0.2) колебания постепенно исчезают, и мы приходим к обычному стационарному режиму горения (кривые 3 на рис. 5). Фактически колебательный режим второго типа приводит к формированию композита с периодической структурой — с изменением доли частиц в матрице в каждом периоде. В первом режиме структура композита оказывается также неоднородной, но

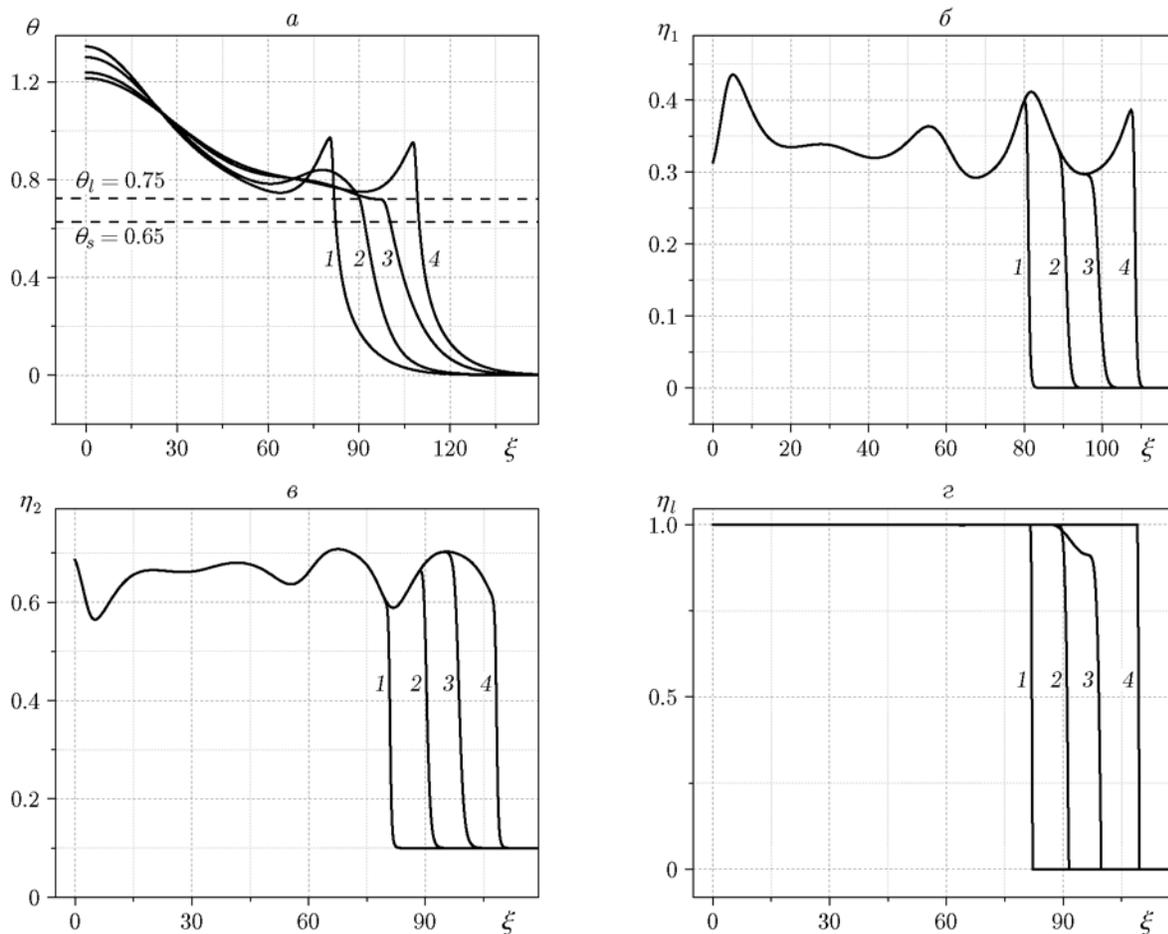


Рис. 4. Пространственные распределения температуры (а), концентрации продуктов реакции (б, в), доли расплава (г) в моменты времени $\tau = 650$ (1), 700 (2), 800 (3), 850 (4) при $\gamma = 0.1$, $\beta = 0.1$, $\theta_0 = 0.15$, $K_Q = 1.0$, $K_{k0} = 1.0$, $K_E = 1.0$; $A = 3 \cdot 10^{-2}$, $\eta_{10} = 0$, $\eta_{20} = 0.01$, $Bi = 10^{-4}$, $Bi_{rad} = 10^{-12}$

непериодической. Заметим, что в колебательном режиме реакция идет в области, полностью заполненной жидкой фазой, в стационарном — в двухфазной области (рис. 5,з).

Разумеется, частота и амплитуда колебаний температуры и концентраций зависят от всех параметров модели, в частности от параметров, характеризующих теплообмен: Bi и Sk . Усиление теплообмена с окружающей средой при $\gamma = 0.1$, $\beta = 0.1$ и $Bi > 0.001$ приводит сначала к уменьшению амплитуды колебаний, а затем при $Bi = 0.002$ и выше стационарное горение становится невозможным. Реакции прекращаются, едва начавшись, вследствие интенсивного отвода тепла из зоны реакции (на рисунках не показано).

При исследовании пульсирующего режима в модели распространения фронта экзо-

термической реакции авторы [33] обнаружили, что структура пульсации зависит от степени удаления от предела устойчивости стационарного горения $\alpha(\gamma, \beta) = 9.1\gamma - 2.5\beta$. (Если $\alpha(\gamma, \beta) > 1$, то стационарное горение устойчиво, если $\alpha(\gamma, \beta) < 1$, то горение происходит в пульсирующем режиме.) Поскольку в настоящей работе процесс синтеза описывается параллельными реакциями, то помимо параметров γ , β , на устойчивость режима горения должны оказывать влияние и другие параметры модели, в том числе и параметры, характеризующие различие в кинетике двух реакций (K_Q , K_{Ea} , K_{k0}). В настоящей работе влияние соотношения кинетических параметров на режимы горения, а также температур θ_s и θ_l не анализировалось.

Динамика изменения скорости фронта ре-

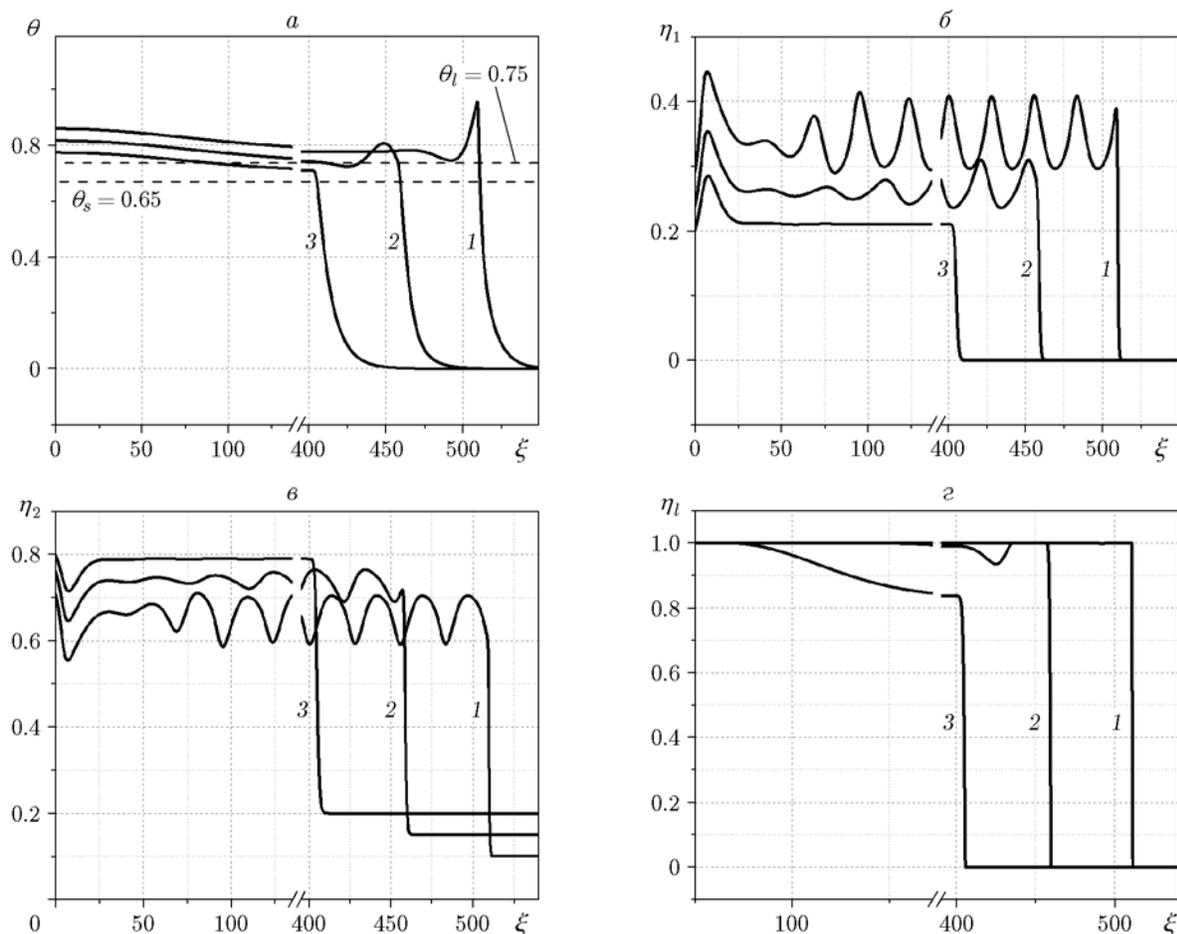


Рис. 5. Распределения температуры (а), степени превращения продуктов реакции (б, в), доли расплава (г) в момент времени $\tau = 3950$ при $\theta_0 = 0.15$, $K_Q = 1.0$, $K_{k0} = 1.0$, $K_E = 1.0$; $A = 3 \cdot 10^{-2}$, $\eta_{10} = 0$, $Bi = 10^{-4}$, $Bi_{rad} = 10^{-12}$, $\gamma = 0.1$, $\beta = 0.1$; $\eta_{20} = 0.1$ (1), 0.15 (2), 0.2 (3)

акции при разных наборах параметров показана на рис. 6. При $\beta = 0.2$ и $\gamma = 0.08$ (кривая 1 на рис. 6, а) имеем установившийся колебательный режим. С увеличением γ картина изменяется. Тепловыделение в реакции и скорость фронта проходят через первый максимум, затем неперриодическое тепловыделение сопровождается почти стационарным режимом — скорость фронта почти не изменяется, за исключением слабых пульсаций, соответствующих максимуму тепловыделения (кривые 2). Дальнейшее увеличение приводит к еще большим пульсациям тепловыделения и увеличению стационарной скорости (кривые 3). При $\gamma = 0.2$ наблюдаются резкое ускорение реакции и неустойчивый режим быстрого превращения.

Стационарный режим при фиксированных параметрах $\theta_0 = 0.15$, $K_Q = 1.0$, $K_{k0} = 1.0$, $K_E = 1.0$, $A = 3 \cdot 10^{-2}$, $\xi_1 = 1000$, $\eta_{10} = 0$,

$\eta_{20} = 0.1$, $Bi = 10^{-4}$, $Bi_{rad} = 10^{-12}$ наблюдается, если $\beta = 0.2$ и $0.08 \leq \gamma < 0.2$ и если $\gamma > 0.1$ и $0.1 < \beta < 0.25$. Удастся установить критическое значение параметра β , разделяющее стационарный и колебательный режимы распространения реакции: $\beta_* = 0.1 \pm 0.01$ в широком диапазоне значений параметра $0.001 \leq \gamma \leq 0.5$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена модель синтеза композиционного материала горением с плавящимися в зоне прогрева компонентами с учетом параллельного протекания двух реакций. На примере одинаковых значений формально-кинетических параметров для обеих реакций продемонстрировано, что в определенных диапазонах других параметров модели возможно существование установившегося колебательного режима распространения фронта реакции.

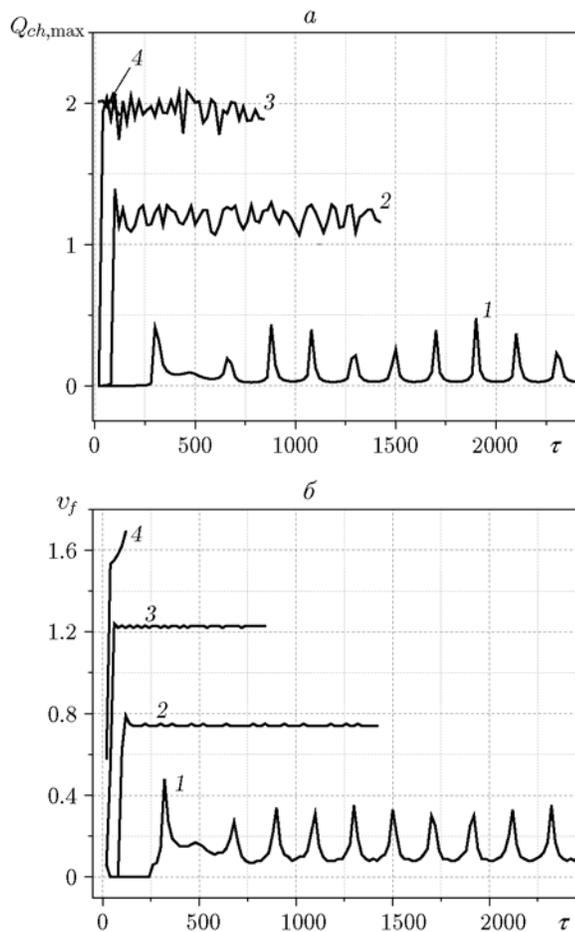


Рис. 6. Максимальное тепловыделение (а) в реакции и скорость волны (б) в зависимости от времени при $\theta_0 = 0.15$, $\theta_s = 0.65$, $\theta_l = 0.75$, $K_Q = 1.0$, $K_{k0} = 1.0$, $K_E = 1.0$; $A = 3 \cdot 10^{-2}$, $\xi_1 = 1000$, $\eta_{10} = 0$, $\eta_{20} = 0.1$, $Bi = 10^{-4}$, $Bi_{rad} = 10^{-12}$, $\beta = 0.2$; $\gamma = 0.08$ (1), 0.1 (2), 0.15 (3), 0.2 (4)

Обнаружены два вида колебательных режимов горения: режим горения с периодическими колебаниями температуры во фронте волны горения; автоколебательный режим с постоянной амплитудой колебаний массовых концентраций продуктов реакции. В первом режиме структура композита является неоднородной, но неперидической. Во втором режиме происходит формирование композита с периодической структурой — с изменением доли частиц в матрице в каждом периоде. Найдено критическое значение $\beta_* = 0.1 \pm 0.01$, разделяющее стационарные и колебательные режимы распространения фронта в широком диапазоне изменения параметра γ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Liu G., Chen K., Li J. Combustion synthesis: An effective tool for preparing inorganic materials // Scripta Materialia. — 2018. — V. 157. — P. 167–173. — DOI: 10.1016/j.scriptamat.2018.08.022.
2. Patil K. C., Aruna S. T., Mimani T. Combustion synthesis: an update // Curr. Opin. Solid State Mater. Sci. — 2002. — V. 6, N 6. — P. 507–512. — DOI: 10.1016/S1359-0286(02)00123-7.
3. Levashov E. A., Mukasyan A. S., Rogachev A. S., Shtansky D. V. Self-propagating high-temperature synthesis of advanced materials and coatings // Int. Mater. Rev. — 2017. — V. 62, N 4. — P. 203–239. — DOI: 10.1080/09506608.2016.1243291.
4. Vorotilo S., Levashov E. A., Kurbatkina V. V., Kovalev D. Yu., Kochetov N. A. Self-propagating high-temperature synthesis of nanocomposite ceramics TaSi₂—SiC with hierarchical structure and superior properties // J. Eur. Ceram. Soc. — 2018. — V. 38, N 2. — P. 433–443. — DOI: 10.1016/j.jeurceramsoc.2017.08.015.
5. Liu G. H., Li J. T., Chen K. Combustion synthesis of refractory and hard materials: A review // Int. J. Refract. Met. Hard Mater. — 2013. — V. 39. — P. 90–102. — DOI: 10.1016/j.ijrmhm.2012.09.002.
6. Merzhanov A. G. Self-propagating high-temperature synthesis: twenty years of research and findings // Combustion and Plasma Synthesis of High-temperature Materials / Z. Munir, J. B. Holt (Eds). — New York: VCH, 1990. — P. 1–53.
7. Мержанов А. Г., Хайкин Б. И. Теория волн горения в гомогенных средах. — Черногловка: ИСМАН, 1992.
8. Мержанов А. Г. Процессы горения и синтез материалов. — Черногловка: ИСМАН, 1998.
9. Мержанов А. Г., Мукасьян А. С. Твердопламенное горение. — М.: Торус пресс, 2007.
10. Алдушин А. П. К вопросу о стационарном распространении фронта экзотермической реакции в конденсированной среде // ПМТФ. — 1974. — Т. 15, № 3. — С. 96–105.
11. Mukasyan A. S., Rogachev A. S. Discrete reaction waves: Gasless combustion of solid powder mixtures // Prog. Energy Combust. Sci. — 2008. — V. 34, N 3. — P. 377–416. — DOI: 10.1016/j.pecs.2007.09.002.
12. Околович Е. В., Мержанов А. Г., Хайкин Б. И., Шкадинский К. Г. Распространение зоны горения в плавящихся конденсированных смесях // Физика горения и взрыва. — 1977. — Т. 13, № 3. — С. 326–335.
13. Алдушин А. П., Мержанов А. Г., Хайкин Б. И. О некоторых особенностях горения конденсированных систем с тугоплавкими продуктами реакции // Докл. АН СССР. — 1972. — Т. 204, № 5. — С. 1139–1142.

14. **Алдушин А. П., Каспарян С. Г., Шкадинский К. Г.** Распространение фронта экзотермической реакции в конденсированных смесях, образующих двухфазные продукты // Горение и взрыв: материалы IV Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. — М.: Наука, 1977. — С. 207–212.
15. **Некрасов Е. А., Максимов Ю. М., Алдушин А. П.** Расчет критических условий теплового взрыва систем гафний — бор и тантал — углерод на основе диаграмм состояния // Физика горения и взрыва. — 1980. — Т. 16, № 3. — С. 113–120.
16. **Некрасов Е. А., Смоляков В. К., Максимов Ю. М.** Математическая модель горения системы титан — углерод // Физика горения и взрыва. — 1981. — Т. 17, № 5. — С. 39–46.
17. **Андреев В. А., Левашов Е. А., Мальцев В. М., Хавский Н. Н.** Особенности капиллярного массопереноса в волне горения многокомпонентных систем // Физика горения и взрыва. — 1988. — Т. 24, № 2. — С. 73–77.
18. **Шульц Д. С., Крайнов А. Ю.** Численное моделирование безгазового горения с учетом гетерогенности структуры и зависимости диффузии от температуры // Физика горения и взрыва. — 2012. — Т. 48, № 5. — С. 142–147.
19. **Крайнов А. Ю., Шульц Д. С.** Математическое моделирование СВС процесса в гетерогенных реагирующих порошковых смесях // Компьютерные исследования и моделирование. — 2011. — Т. 3, № 2. — С. 147–153.
20. **Ковалев О. Б., Неронов В. А.** Металлохимический анализ реакционного взаимодействия в смеси порошков никеля и алюминия // Физика горения и взрыва. — 2004. — Т. 40, № 2. — С. 52–60.
21. **Khina V. B., Formanek V., Solpan I.** Limits of applicability of the «diffusion-controlled product growth» kinetic approach to modeling SHS // Physica B: Condens. Matter. — 2005. — V. 355, N 1-4. — P. 14–31. — DOI: 10.1016/j.physb.2004.09.104.
22. **Khina V. B.** Interaction kinetics in SHS: is the quasi-equilibrium solid-state diffusion model valid? // Int. J. Self-Propag. High-Temp. Synth. — 2005. — V. 14, N 1. — P. 21–31.
23. **Khina V. B.** Modeling nonisothermal interaction kinetics in the condensed state: A diagram of phase formation mechanisms for the Ni—Al system // J. Appl. Phys. — 2007. — V. 101, N 6. — 063510. — DOI: 10.1063/1.2710443.
24. **Anisimova M. A., Knyazeva A. G.** Influence of the kinetics of transition zone formation between the particle and the matrix on effective properties of the composite // AIP Conf. Proc. — 2019. — V. 2167. — 020018. — DOI: 10.1063/1.5131885.
25. **Anisimova M. A., Knyazeva A. G., Sevostianov I. B.** Evolution of the effective elastic properties of metal matrix composites during the synthesis // Int. J. Eng. Sci. — 2020. — V. 153. — 103307. — DOI: 10.1016/j.ijengsci.2020.103307.
26. **Прокофьев В. Г., Смоляков В. К.** Влияние плавления инертного компонента и растекания расплава на нестационарные режимы горения безгазовых систем // Физика горения и взрыва. — 2018. — Т. 54, № 1. — С. 27–32. — DOI: 10.15372/FGV20180105.
27. **Dimitrienko Y.** Mathematical modelling of ceramic composite processing based on combustion // Math. Comput. Model. — 1995. — V. 21, N 8. — P. 69–83. — DOI: 10.1016/0895-7177(95)00040-9.
28. **Боровиков М. Б., Буровой И. А., Гольдшлегер У. И.** Распространение волны горения в системах последовательных реакций с эндотермической стадией // Физика горения и взрыва. — 1984. — Т. 20, № 3. — С. 3–10.
29. **Берман В. С., Рязанцев Ю. С., Шевцова В. М.** Нестационарное распространение двухстадийной последовательной реакции в к-фазе // Физика горения и взрыва. — 1981. — Т. 17, № 6. — С. 72–76.
30. **Боровиков М. Б., Гольдшлегер У. И.** Об особенностях развития теплового взрыва при протекании последовательных реакций с эндотермической стадией // Физика горения и взрыва. — 1981. — Т. 17, № 5. — С. 106–112.
31. **Некрасов Е. А., Тимохин А. М.** К теории теплового распространения волн многостадийных реакций, описываемых простыми брутто-схемами // Физика горения и взрыва. — 1986. — Т. 22, № 4. — С. 48–55.
32. **Мержанов А. Г., Руманов Э. Н., Хайкин Б. И.** Многозонное горение конденсированных систем // ПМТФ. — 1972. — Т. 13, № 6. — С. 99–105.
33. **Шкадинский К. Г., Хайкин Б. И., Мержанов А. Г.** Распространение пульсирующего фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // Физика горения и взрыва. — 1971. — Т. 7, № 1. — С. 19–28.
34. **Хайкин Б. И., Худяев С. И.** О неединственности стационарной волны горения. — Черноголовка, 1981. — (Препр. / АН СССР; Отд-е Ин-та хим. физики).
35. **Некрасов Е. А., Тимохин А. М.** К теории стадийного горения с эндотермической реакцией // Физика горения и взрыва. — 1984. — Т. 20, № 4. — С. 21–28.
36. **Боровинская И. П., Мержанов А. Г., Новиков Н. П., Филоненко А. К.** Безгазовое горение смесей порошков переходных металлов с бором // Физика горения и взрыва. — 1974. — Т. 10, № 1. — С. 4–15.
37. **Юхвид В. И., Милосердов П. А., Сачкова Н. В., Горшков В. А.** Закономерности горения и химического превращения в системах термитного типа с двумя активными

- восстановителями // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 4. — С. 46–50. — DOI: 10.15372/FGV20150406.
38. **Радишевский В. Л., Лепаква О. К., Афанасьев Н. И.** Синтез, структура и свойства МАХ-фаз Ti_3SiC_2 и Nb_2AlC // Вестн. Том. гос. ун-та. Химия. — 2015. — № 1. — С. 33–38.
39. **Khohtiar Y., Gotman I.** Synthesis of dense Ti_3SiC_2 -based ceramics by thermal explosion under pressure // J. Eur. Ceram. Soc. — 2003. — V. 23, N 1. — P. 47–53. — DOI: 10.1016/S0955-2219(02)00076-6.
40. **Shan D., Yan G., Zhou L., Li Ch., Li J., Liu G., Feng J.** Synthesis of Ti_3SiC_2 bulks by infiltration method // J. Alloys Compd. — 2011. — V. 509, N 8. — P. 3602–3605. — DOI: 10.1016/j.jallcom.2010.12.092.
41. **Sambasivan S., Petuskey W. T.** Phase relationships in the Ti—Si—C system at high pressures // J. Mater. Res. — 1992. — V. 7, N 6. — P. 1473–1479. — DOI: 10.1557/JMR.1992.1473.
42. **Вадченко С. Г., Сычев А. Е., Ковалев Д. Ю., Щукин А. С., Коновалихин С. В.** Особенности структурообразования в системе Ti—Si—C в процессе самораспространяющегося высокотемпературного синтеза // Рос. нанотехнологии. — 2015. — Т. 10, № 1-2. — С. 61–65.
43. **Yeh C. L., Chen Y. C.** Effects of PTFE activation and carbon sources on combustion synthesis of Cr_2AlC/Al_2O_3 composites // Ceram. Int. — 2018. — V. 44, N 1. — P. 384–389. — DOI: 10.1016/j.ceramint.2017.09.187.
44. **Yeh C. L., Chen Y. C.** Combustion synthesis of NbB_2 -spinel $MgAl_2O_4$ composites from MgO -added thermite-based reactants with excess boron // Crystals. — 2020. — V. 10, N 3. — P. 210. — DOI: 10.3390/cryst10030210.
45. **Ковалев И. Д., Милосердов П. А., Горшков В. А., Ковалев Д. Ю.** Синтез МАХ-фазы Nb_2AlC методом СВС-металлургии // Изв. вузов. Порошковая металлургия и функциональные покрытия. — 2019. — № 2. — С. 42–48. — DOI: 10.17073/1997-308X-2019-2-42-48.
46. **Miloserdov P. A., Gorshkov V. A., Kovalev I. D., Kovalev D. Yu.** High-temperature synthesis of cast materials based on Nb_2AlC MAX phase // Ceram. Int. — 2019. — V. 45, N 2. — P. 2689–2691. — DOI: 10.1016/j.ceramint.2018.10.198.
47. **Yeh C. L., Chen Y. C.** Fabrication of $MoSi_2$ — $MgAl_2O_4$ in situ composites by combustion synthesis involving intermetallic and aluminothermic reactions // Vacuum. — 2019. — V. 167. — P. 207–213. — DOI: 10.1016/j.vacuum.2019.06.014.
48. **Sheng L. Y., Yang F., Xi T. F., Guo J. T., Ye H. Q.** Microstructure evolution and mechanical properties of Ni_3Al/Al_2O_3 composite during self-propagation high-temperature synthesis and hot extrusion // Mater. Sci. Eng. A. — 2012. — V. 555. — P. 131–138. — DOI: 10.1016/j.msea.2012.06.042.
49. **Riyadi T. W. B., Zhang T., Marchant D., Zhu X.** $NiAl$ — TiC — Al_2O_3 composite formed by self-propagation high-temperature synthesis process: Combustion behaviour, microstructure, and properties // J. Alloys Compd. — 2019. — V. 805. — P. 104–112. — DOI: 10.1016/j.jallcom.2019.04.349.
50. **Хайкин Б. И., Мержанов А. Г.** К теории теплового распространения фронта химической реакции // Физика горения и взрыва. — 1966. — Т. 2, № 3. — С. 36–46.
51. **Князева А. Г., Зарко В. Е.** Иницирование разложения полупрозрачной смеси энергетических материалов импульсом лазерного излучения // Физика горения и взрыва. — 2018. — Т. 54, № 1. — С. 108–117. — DOI: 10.15372/FGV20180114.
52. **Бабичев А. П., Бабушкина Н. А., Братковский А. М. и др.** Физические величины: справочник / под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
53. **Poletika I. M., Krylova T. A., Tetyutskaya M. V., Makarov S. A.** Formation of the structure of wear-resisting coatings in electron beam deposition of tungsten carbide // Welding Int. — 2013. — V. 27, N 7. — P. 508–515. — DOI: 10.1080/09507116.2012.715946.
54. **Poletika I. M., Krylova T. A., Ivanov Yu. F., Golkovskiy M. G., Kitler V. D., Teresov A. D., Makarov S. A.** Fabrication of reinforcing nanostructured coatings by electron beam processing // Prot. Met. Phys. Chem. Surf. — 2012. — V. 48, N 2. — P. 221–232. — DOI: 10.1134/S2070205112020153.
55. **Poletika I. M., Ivanov Yu. F., Golkovskii M. G., Krylova T. A., Teresov A. D., Makarov S. A.** Development of a new class of coatings by double electron-beam surfacing // Inorg. Mater.: Appl. Res. — 2011. — V. 2, N 5. — P. 531–539. — DOI: 10.1134/S2075113311050169.
56. **Алдушин А. П., Мартемьянова Т. М., Мержанов А. Г., Хайкин Б. И., Шкадинский К. Г.** Автоколебательное распространение фронта горения в гетерогенных конденсированных средах // Физика горения и взрыва. — 1973. — Т. 9, № 5. — С. 613–626.

Поступила в редакцию 22.05.2020.

После доработки 15.12.2020.

Принята к публикации 19.02.2021.