

УДК 536.46

## К ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ И СИНТЕЗА КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ В ПОЛЕ МАССОВЫХ СИЛ

В. Г. Прокофьев<sup>1</sup>, В. К. Смоляков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Томский государственный университет, 634050 Томск, pvg@ftf.tsu.ru

<sup>2</sup>Отдел структурной макрокинетики ТНЦ СО РАН, 634021 Томск

Выполнено математическое моделирование образования композиционного материала при горении двухслойного образца в центробежной установке. Жидкие продукты горения верхнего слоя затекают под действием центробежной силы в нижний пористый слой, инициируя его горение с образованием композиционного материала. Определены критические условия перехода волны горения из верхнего в нижний слой образца в зависимости от гравитационной перегрузки и начальной пористости. Получены зависимости скорости горения и глубины пропитки нижнего слоя от его пористости и перегрузки.

Ключевые слова: самораспространяющийся высокотемпературный синтез, гравитационная перегрузка, плавление, кристаллизация, фронт горения, пористая среда, пропитка.

### ИСХОДНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Получение композиционных материалов возможно в результате пропитки пористого тугоплавкого каркаса расплавом. Применение такого способа синтеза, осуществляемого в нагревательных устройствах, имеет ограничения. Они обусловлены значительным временем процесса, большими энергетическими затратами, неравномерностью капиллярной пропитки и, соответственно, наличием структурных дефектов и пор в композиционном материале. Уменьшить влияние этих факторов можно путем интенсификации пропитки под действием электромагнитного поля, ультразвука и перегрузки. При этом соответствующие устройства для реализации этих приемов должны быть совмещены с нагревательными, что существенно усложняет такой способ синтеза композиционных материалов.

В значительной степени упростить технологию синтеза композиционных материалов с инфильтрацией расплава под действием перегрузки можно, используя метод СВС [1, 2]. Двухслойный образец формируется из смесей, способных к самостоятельному горению (рис. 1): верхняя его часть ( $y < 0$ ) состоит из смеси, образующей при горении легкоплавкий продукт, нижняя часть ( $y > 0$ ) — из

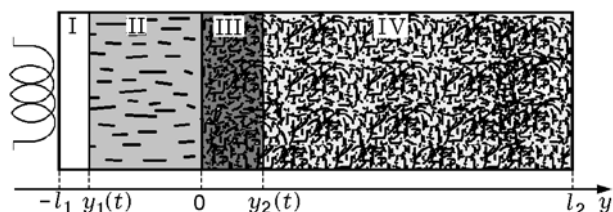


Рис. 1. Структура образца:

$l_1$  — длина части образца, содержащей легкоплавкую смесь,  $l_2$  — размер пористой части образца; характерные зоны: I — свободный объем, образованный вытеснением жидкой фазы под действием центробежной силы, II — жидкофазные продукты горения термитной смеси, III — композиционный материал, IV — пористая среда (элементарная смесь)

смеси, образующей тугоплавкий пористый продукт. В практическом эксперименте это могут быть соответственно интерметаллические расплавы и более тугоплавкие вещества — карбиды, бориды и т. п. Реакционная форма с таким двухслойным образцом помещается на вращающуюся штангу, длина которой  $Z$  существенно больше длины образца  $L$ . Таким образом, центробежная сила направлена вдоль оси симметрии образца по оси  $y$ . Зажигается смесь, образующая расплав, от нее инициируется горение нижнего слоя образца. При этом расплав под действием капиллярных сил и перегрузки затекает в поры, формируя композиционный

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 11-03-00136-а).

материал. В настоящей работе моделируется аналог описанного процесса. Результаты экспериментальной работы при горении слоевой системы «термитная смесь — смесь элементов» в центробежной установке представлены в [1].

В зависимости от объема пор  $W_m$ , объема образовавшегося расплава  $W_l$ , скорости пропитки и скорости внешнего теплообмена возможно образование следующих продуктов синтеза:

- 1) комбинация композиционного материала и пористого тугоплавкого продукта ( $W_m > W_l$ );
- 2) композиционный материал, покрытый слоем закристаллизовавшегося расплава ( $W_m < W_l$ );
- 3) только композиционный материал ( $W_m = W_l$ ).

Введем ряд упрощений.

1. Смеси в обеих частях образца стехиометрические. Реакции проходят с образованием одного продукта и описываются простыми брутто-схемами. В верхней беспористой части образца смесь А образует в реакции жидкофазный продукт В. В нижней пористой части образца смесь С при самостоятельном горении образует тугоплавкий продукт D такой же пористости.

2. Плотности и теплоемкости смесей и соответствующих продуктов предполагаются равными.

3. Образец находится в недеформируемой оболочке с отверстием для свободного газообмена с внешней средой, что позволяет не учитывать давление газа в порах, препятствующего пропитке.

4. Структура образца под действием перегрузки не меняется.

5. Фильтрационное течение расплава в пористых каналах ограничено температурой каркаса, равной температуре плавления. При уменьшении температуры расплава в зоне пропитки ниже температуры плавления жидкость кристаллизуется, и течение в порах прекращается.

Из приведенных упрощений к наиболее существенным относится неизменность структуры при горении каждой из смесей в отдельности. В действительности верхняя часть образца, сформованная из порошковой смеси, является пористой. Горение ее проходит с участием жидкости и сопровождается изменением пористости. Пористость меняется и в нижней части образца, где образуется тугоплавкий продукт. Об этом свидетельствуют многочисленные экс-

периментальные данные (см., например, [2] и цитируемую там литературу). Теоретическое описание таких превращений [3] основано на механике гетерогенных систем [4]. Действие перегрузки усиливает изменение пористости [1]. Проникновение расплава в нижнюю часть образца при ее деформации существенно усложняет математическое моделирование. Поэтому в рамках принятых упрощений возможно только качественное описание процесса. Цель исследования — выявление особенностей зажигания пористой безгазовой смеси продуктами горения термитной смеси при кондуктивной и конвективной теплопередаче; определение закономерностей распространения волны горения и ее устойчивости при инфильтрации расплава в реагирующую безгазовую смесь; нахождение оптимальных режимов синтеза композиционных материалов в поле массовых сил.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Математическое моделирование процесса сводится к решению уравнений теплопроводности в различных зонах образца (см. рис. 1).

В области  $y_1(t) < y < y_2(t)$  горение смеси А описывается уравнениями химической кинетики и теплового баланса:

$$\frac{d\alpha_1}{dt} = k_1(T_1)f_1(\alpha_1), \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \left[ \sum_{i=1}^2 a_{1i} H_{1i}(T_1) \right] = \text{div} (\lambda_1 \text{grad } T_1). \quad (2)$$

Здесь  $T_1$  — температура;  $t$  — время;  $f_1(\alpha_1)$  — кинетический закон, который в расчетах принимался в виде  $f_1(\alpha_1) = 1 - \alpha_1$ ;  $\alpha_1$  — глубина превращения;  $k_1(T_1) = k_{01} \exp(-E_1/RT_1)$ ,  $k_{01}$ ,  $E_1$  — константа, предэкспонент и энергия активации химической реакции;  $H_{1i}(T_1) =$

$$H_{1i}(T_0) + \int_{T_0}^{T_1} c_{1i}(T) dT \quad \text{— энтальпия вещества при температуре } T_1; H_{1i}(T_0) \text{ — энтальпия вещества при стандартной температуре; } c_{11}(T_1) \text{ — теплоемкость смеси; } c_{12}(T_1) = c_{12}^*(T_1) + Q_l \delta(T_1 - T_l) \text{ — теплоемкость продукта В; } c_{12}^*(T_1) \text{ — теплоемкость продукта В без учета фазового перехода (в силу допущения } 2 \text{ } c_{11}(T_1) = c_{12}^*(T_1) = c_1(T_1)); Q_l \text{ — теплота плавления; } \delta(T_1 - T_l) \text{ — дельта-функция Дирака;}$$

— энтальпия вещества при температуре  $T_1$ ;  $H_{1i}(T_0)$  — энтальпия вещества при стандартной температуре;  $c_{11}(T_1)$  — теплоемкость смеси;  $c_{12}(T_1) = c_{12}^*(T_1) + Q_l \delta(T_1 - T_l)$  — теплоемкость продукта В;  $c_{12}^*(T_1)$  — теплоемкость продукта В без учета фазового перехода (в силу допущения 2  $c_{11}(T_1) = c_{12}^*(T_1) = c_1(T_1)$ );  $Q_l$  — теплота плавления;  $\delta(T_1 - T_l)$  — дельта-функция Дирака;

$a_{11} = \rho_1(1 - \alpha_1)$ ,  $a_{12} = \rho_1\alpha_1$  — массовые концентрации смеси А и продукта В соответственно;  $\rho$  — плотность. Здесь и в дальнейшем индексом 1 отмечены параметры, относящиеся к веществам А, В. Для веществ С, D используются те же обозначения с индексом 2.

Принимая независимость теплоемкости  $c_1(T_1)$  от температуры, после преобразования с учетом введенных определений в одномерном случае уравнения (1), (2) принимают вид

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + V_* \frac{\partial \alpha}{\partial y} = k_1(T_1)f_1(\alpha_1), \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \rho_1[c_1 + \alpha_1 Q_l \delta(T_1 - T_l)] \left[ \frac{\partial T_1}{\partial t} + V_* \frac{\partial T_1}{\partial y} \right] = \\ = \rho_1[Q_1 - Q_l e(T_1 - T_l)] \frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2}, \quad (4) \end{aligned}$$

где  $Q_1 = -H_{12}(T_0) + H_{11}(T_0)$  — тепловой эффект реакции;  $V_*$  — скорость течения расплава в области  $y_2 < y < y_3(t)$ ;  $e(T_1 - T_l)$  — единичная функция Хевисайда.

До начала втекания расплава в нижнюю часть образца в области  $0 < y < l_2$  в уравнениях (3), (4) необходимо положить  $V_* = 0$ .

Адиабатическая температура горения определяется по формуле

$$T_* = T_0 + (Q_1 - \nu Q_l)/c_1,$$

где  $\nu$  — доля жидкой фазы в продукте. В рассматриваемой задаче конечный продукт полагаем полностью жидким, т. е.  $\nu = 1$ . В этом случае  $Q_1 > Q_l + c_1(T_l - T_0)$ .

Уравнения теплопроводности и кинетики в пористом слое, образующем тугоплавкий продукт, имеют вид

$$\begin{aligned} (1 - m_0)\rho_2 c_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \\ = (1 - m_0)\rho_2 Q_2 \frac{\partial \alpha_2}{\partial t} + \lambda_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2}, \quad (5) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \alpha_2}{\partial t} = k_2(T_2)f_2(\alpha_2), \quad (6)$$

где  $m_0$  — пористость.

Втекание расплава — продукта реакции  $A \rightarrow B$  — в пористый слой, где проходит реакция  $C \rightarrow D$ , сопровождается межфазным теплообменом. Поэтому после того, как расплав

достигает пористого слоя, в области  $0 < y < y_2(t)$  необходимо рассматривать двухтемпературную модель. Уравнения теплопроводности имеют вид

$$\begin{aligned} (1 - m_0)\rho_2 c_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = (1 - m_0)\rho_2 Q_2 \frac{\partial \alpha_2}{\partial t} + \\ + \lambda_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} - \chi_1(T_2 - T_1), \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} m_0 \rho_1 [c_1 + \alpha_1 Q_l \delta(T_1 - T_l)] \left[ \frac{\partial T_1}{\partial t} + V \frac{\partial T_1}{\partial y} \right] = \\ = \rho_1 [Q_1 - Q_l e(T_1 - T_l)] \frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \\ + m_0 \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} - \chi_1(T_1 - T_2), \quad (8) \end{aligned}$$

где  $V$  — скорость течения пропитки. Для определения  $V$  воспользуемся законом сохранения импульса в жидкой фазе [4]. В пренебрежении инерционным членом и в отсутствие массообмена между фазами он принимает вид

$$m_0 \nabla P = -F + \rho_1 g, \quad (9)$$

где  $g = \omega^2 Z$  — центробежное ускорение, создаваемое вращением штанги длиной  $Z$  с угловой скоростью  $\omega$ ;  $F$  — сила межфазного трения, которую для прямолинейных каналов радиусом  $r_c$  можно записать в виде [4]

$$F = 8r_c^{-2} \mu m_0 (1 - m_0) V, \quad (10)$$

а для зернистых сред с размером зерен  $r_0$  [4] —

$$F = \frac{3}{16r_0} \mu m_0 (1 - m_0) V \text{Re} C, \quad (11)$$

$$C \approx \frac{4}{3m_0} \frac{150(1 - m_0)}{m_0 \text{Re}},$$

где  $\mu$  — вязкость,  $C$  — коэффициент сопротивления,  $\text{Re}$  — число Рейнольдса. Подставляя (10), (11) в (9), получаем следующие оценки скорости пропитки:

$$V = v_c \left[ 1 + \frac{g \rho_2 r_c l}{2 \sigma m_0} \right] \frac{1}{1 - m_0}, \quad (12)$$

$$V = v_c \left[ 1 + \frac{g \rho_2 r_c l}{2 \sigma m_0} \right] \frac{16r_0^2}{75r_c^2} \frac{m_0^2}{(1 - m_0)^2}. \quad (13)$$

Здесь  $v_c = r_c \sigma / 4\mu l$  — скорость течения жидкости по одиночному капилляру длиной  $l$  при поверхностном натяжении  $\sigma$ . Дробь в квадратных скобках (13) определяет вклад массовых сил в течение расплава по отношению к поверхностным. Для типичных значений  $\sigma \approx 1$  Н/м,  $m = 0.5$ ,  $r_c = 10^{-4}$  м,  $l = 10^{-2}$  м,  $\rho = 5 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> влияние перегрузки на течение будет определяющим при ускорении  $g > 200$  м/с<sup>2</sup>.

В области  $0 < y < l_2$  распределение температуры и глубины превращения находят из уравнений (5), (6).

Координата границы  $y_1(t)$  задается скоростью втекания расплава в нижний слой:  $y_1(t) = -l_1 + Vm_0(t - t_0)$ , где  $t_0$  — время с момента втекания расплава в поры. Положение фронта пропитки  $y_2(t)$  определяется равенством  $y_2(t) = V(t - t_0)$ , а скорости течения расплава  $V_*$  и пропитки  $V$  связаны соотношением  $V_* = Vm_0$ . Считаем, что течение расплава прекращается ( $V = 0$ ), если температура пористого каркаса  $T_2$  в зоне пропитки  $0 < y < y_2(t)$  становится меньше температуры плавления  $T_l$ .

Представленные уравнения теплопроводности с помощью символических функций можно записать в компактном виде:

$$M(y)\rho_1[c_1 + \alpha_1 Q_l \delta(T_1 - T_l)] \times \\ \times \left[ \frac{\partial T_1}{\partial t} + Z(y) \frac{\partial T_1}{\partial y} \right] = M(y)\lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} + \\ + \rho_1 [Q_1 - Q_l e(T_1 - T_l)] \frac{\partial \alpha_1}{\partial t} - H(y)\chi_1(T_1 - T_2), \\ y_1(t) \leq y \leq y_2(t), \quad (14)$$

$$(1 - m_0)\rho_2 c_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = (1 - m_0)\rho_2 Q_2 \frac{\partial \alpha_2}{\partial t} + \\ + \lambda_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} + H(y)\chi_1(T_1 - T_2), \quad 0 \leq y \leq l_2. \quad (15)$$

Здесь символические функции

$$H(y) = \begin{cases} 1, & 0 \leq y \leq y_2(t), \\ 0, & \end{cases} \\ M(y) = \begin{cases} m_0, & 0 \leq y \leq y_2(t), \\ 1, & y < 0, \end{cases} \\ Z(y) = \begin{cases} V, & 0 \leq y \leq y_2(t), \\ Vm_0, & y_1(t) \leq y < 0, \end{cases}$$

определяют соответственно межфазный теплообмен в области втекания расплава в нижнюю часть составного образца, объемную долю веществ (исходной смеси или продукта) в верхней части и скорости течения расплава в нижней и верхней частях.

На верхней границе образца  $y = -l_1$  моделируется действие источника зажигания — накаливаемой стенки до момента времени  $t_w$ :  $T_1 = T_w$  ( $t < t_w$ ),  $\frac{\partial T_1}{\partial y} - \chi_0(T_1 - T_0) = 0$  ( $t \geq t_w$ ). На подвижной границе  $y_1(t)$  задается условие теплообмена с внешней средой:  $\frac{\partial T_1}{\partial y} - \chi_0(T_1 - T_0) = 0$ . На межслоевой границе  $y = 0$  ( $y_1(t) < 0$ ,  $T_1 < T_l$ ) до начала течения расплава в порах нижней части образца приняты условия сопряжения:  $T_1 = T_2$ ,  $\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} = (1 - m_0)\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y}$ . Во время течения расплава через границу  $y = 0$  условие на границе отражает межфазный теплообмен:  $\frac{\partial T_2}{\partial y} - \chi_1(T_2 - T_1) = 0$ . В случае полного впитывания расплава пористым слоем ( $y_1(t) > 0$ ) на границе  $y = 0$  задается условие теплообмена с внешней средой  $\frac{\partial T_2}{\partial y} - \chi_0(T_2 - T_0) = 0$ . На подвижной границе  $y_2(t)$  — фронт пропитки — задается условие межфазного теплообмена  $\frac{\partial T_1}{\partial y} + \chi_1(T_1 - T_2) = 0$ , на неподвижной границе  $y = l_2$  — условие внешнего теплообмена:  $\frac{\partial T_2}{\partial y} + \chi_0(T_2 - T_0) = 0$ . Начальные условия —  $t = 0$ :  $T_1 = T_2 = T_0$ ,  $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ .

Уравнения кинетики химического превращения имеют вид

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial t} = k_1(T_1)f_1(\alpha_1), \quad (16)$$

$$\frac{\partial \alpha_2}{\partial t} + Z(y) \frac{\partial \alpha}{\partial y} = k_2(T_2)f_2(\alpha_2). \quad (17)$$

Таким образом, определены все уравнения и соотношения. Необходимо отметить, что из представленной математической модели следуют более простые, имеющие самостоятельный интерес. Так, если нет реакции в нижнем слое, модель описывает пропитку инертного пористого каркаса. Если реакции нет в верхнем слое, модель описывает пропитку пористой реагирующей смеси жидкостью. Наконец, если нет реакций в обеих частях, модель описывает

пропитку инертной пористой среды инертной жидкостью.

Для удобства вычисления и анализа результатов математическая постановка приводилась к безразмерному виду с помощью следующих величин:

$$\begin{aligned}\gamma_1 &= \frac{c_1 RT_*^2}{Q_1 E_1}; \quad \gamma_2 = \frac{K_2(T_*)}{K_1(T_*)} \gamma_1; \quad \text{Ar} = \frac{RT_*}{E_1}; \\ \theta_i &= \frac{(T_i - T_*)E_1}{RT_*^2}; \quad \theta_0 = \frac{(T_0 - T_*)E_1}{RT_*^2}; \\ \theta_w &= \frac{(T_w - T_*)E_1}{RT_*^2}; \quad \theta_l = \frac{(T_l - T_*)E_1}{RT_*^2}; \\ \Omega &= \frac{Q_2 K_2(T_*) c_1}{Q_1 K_1(T_*) c_2} \gamma_2; \quad \bar{\chi}_0 = \frac{\chi_0 x_*}{\lambda_1}; \\ \bar{\chi}_1 &= \frac{\chi_1 x_*}{\lambda_1}; \quad \sigma_{ch} = \frac{E_2}{E_1}; \quad A_{cap} = \frac{c_1 \rho_1 r_c \sigma}{4\mu \lambda_1}; \\ A_{grav} &= \frac{4g\rho_1 r_0^2}{75\mu r_c}; \quad t_* = \frac{c_1 RT_*^2}{Q_1 E_1 k_{01}} \exp\left(\frac{E_1}{RT_*}\right); \\ \tau &= \frac{t}{t_*}; \quad \tau_w = \frac{t_w}{t_*}; \quad x_* = \sqrt{\frac{\lambda_1 t_*}{c_1 \rho_1}}; \quad \xi = \frac{y}{x_*}; \\ L_1 &= \frac{l_1}{x_*}; \quad L_2 = \frac{l_2}{x_*}; \quad \text{Ph} = \frac{Q_l}{Q_1}; \\ \Lambda &= \frac{\lambda_2}{\lambda_1}; \quad C = \frac{c_2 \rho_2}{c_1 \rho_1}.\end{aligned}$$

Параметры  $A_{cap}$  и  $A_{grav}$ , характеризующие скорость и глубину пропитки, представляют собой отношение характерного времени капиллярного и гравитационного течения ко времени кондуктивного теплопереноса. Величины  $A_{cap}$  и  $A_{grav}$  могут изменяться в широких пределах. В предельном случае  $A_{cap} = 0$ ,  $A_{grav} = 0$  отсутствует затекание расплава в поры. Если  $A_{grav} \rightarrow \infty$ , глубина пропитки пористого слоя расплавом ограничена только скоростью формирования прогретого слоя и температурой стенок пор. В расчетах скорость пропитки выбрана в виде (12), что соответствует цилиндрической геометрии поровых каналов. Большое число безразмерных параметров не позволяет провести полное параметрическое исследование задачи. К определяющим отнесем те параметры, от которых зависит структура композиционного материала:  $A_{grav}$ ,  $m_0$ ,  $L_1$ ,

$\Omega$ ,  $\bar{\chi}_0$ . Значения других параметров принимали следующими:  $\gamma_1 = 0.14$ ;  $\gamma_2 = 0.1$ ;  $\text{Ar} = 0.12$ ;  $\text{Ph} = 0.2$ ;  $\theta_0 = -7$ ;  $\theta_l = -3$ ;  $\theta_w = 0$ ;  $\bar{\chi}_1 = 0.2$ ;  $\sigma_{ch} = 1.3$ ;  $L_2 = 600$ ;  $\Lambda = 0.1$ ;  $C = 1$ .

Задача решалась численно с использованием итерационной схемы и метода прогонки с переменным шагом по времени. До момента начала течения расплава ( $t = t_0$ ) через границу  $y = 0$  решалась сопряженная задача с уравнениями (14)–(17).

## РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате численного исследования математической модели найдены критические условия зажигания нижней части образца в зависимости от перегрузки  $A_{grav}$ , пористости  $m_0$  и параметра внешнего теплообмена  $\bar{\chi}_0$  (рис. 2). Область зажигания лежит выше кривых 1, 2. При уменьшении пористости или центробежной силы ниже критического значения горение верхнего слоя образца не переходит в горение нижнего слоя. В докритическом режиме в условиях сильного межфазного и внешнего теплообмена на левой границе образца расплав успевает затвердеть на стадии формирования волны химической реакции в пористом каркасе. При этом при  $A_{grav} \approx 0$  расплав проникает в поры на незначительную глубину, определяемую капиллярными силами. Увеличение внешнего теплообмена существенно сужает область устойчивого зажигания (см. рис. 2). Наоборот, увеличением объема верхнего слоя можно до-

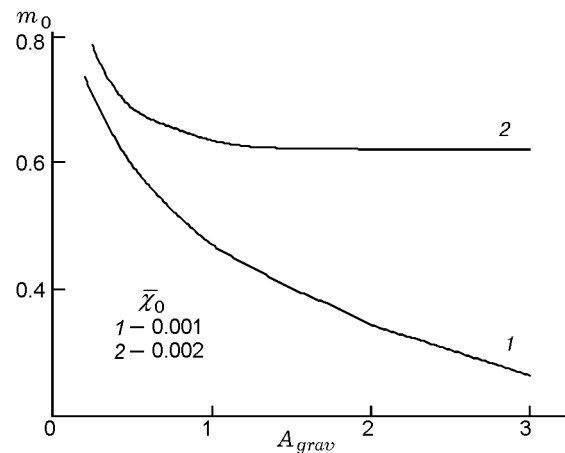


Рис. 2. Критические условия зажигания в зависимости от перегрузки, пористости и параметра внешнего теплообмена ( $L_1 = 150$ ,  $\Omega = 0.1$ )

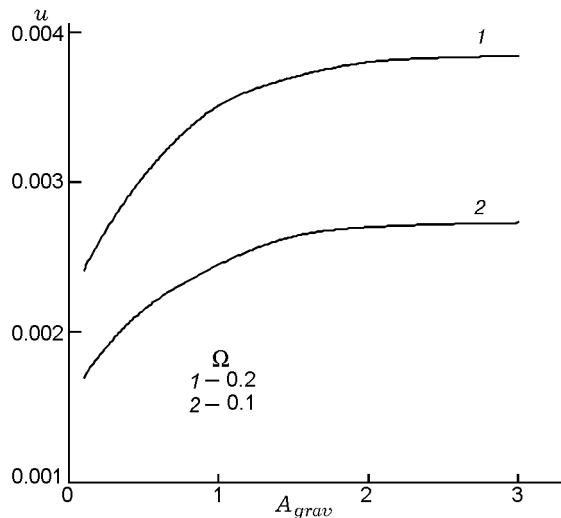


Рис. 3. Зависимость скорости горения от перегрузки и химической активности нижнего слоя ( $m_0 = 0.5$ ,  $\bar{\chi}_0 = 0$ ,  $L_1 = 150$ )

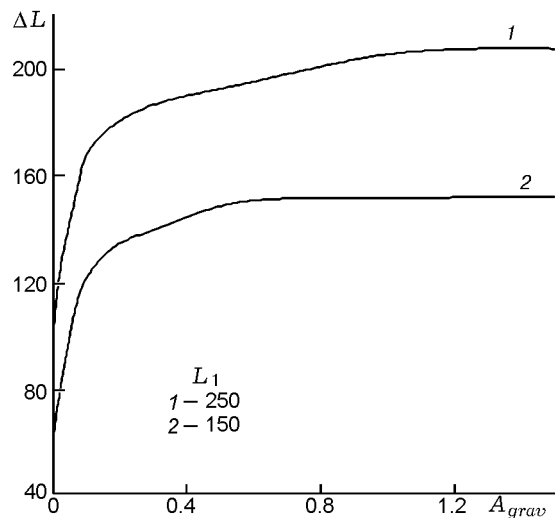


Рис. 4. Зависимость глубины пропитанного слоя в нижней части образца от перегрузки и высоты верхнего слоя ( $m_0 = 0.6$ ,  $\bar{\chi}_0 = 0.001$ ,  $\Omega = 0.1$ )

биться устойчивого зажигания и горения нижнего слоя.

Скорость фронта горения определялась только для нижней части образца по перемещению поверхности глубины превращения  $\alpha_2 = 0.5$ . Результаты численных расчетов скорости горения  $u$  в адиабатических условиях ( $\bar{\chi}_0 = 0$ ) в зависимости от величины перегрузки и пористости представлены на рис. 3. Влияние перегрузки объясняется конвективным переносом тепла расплавом из зоны продуктов реакции в зону прогрева пористого слоя в направлении распространения волны горения. Подобный эффект увеличения скорости горения, связанный с рекуперацией тепла, имеет место при горении безгазовых составов с теплопроводящим элементом [5]. При больших значениях центробежной силы ( $A_{grav} \approx 3$ ) зависимость вырождается:  $u(A_{grav}) = \text{const}$ , что объясняется кристаллизацией расплава в низкотемпературной зоне волны горения и остановкой течения теплоносителя-расплава в порах. Максимальное увеличение скорости горения под действием перегрузки в рассматриваемом диапазоне параметров составило 1.9 раза. Аналогичная зависимость получена в экспериментах для двухслойного образца Ti—В [1] и однородного образца Ti—В [6].

При горении образца в неадиабатических условиях ( $\bar{\chi}_0 \neq 0$ ) зависимость глубины пропитки от величины перегрузки  $\Delta L(A_{grav})$  (рис. 4) аналогична зависимости  $u(A_{grav})$ . Глубина

пропитки, помимо перегрузки, зависит от темпа охлаждения продуктов горения и массы ( $L_1$ ) термитной смеси. Как только температура жидкой фазы на границе  $y = 0$  становится меньше температуры плавления, течение расплава прекращается. При этом слева от границы остается слой затвердевших продуктов горения термитной смеси. Качественно аналогичная зависимость получена в экспериментах для двухслойного образца [1]. Следует отметить, что в адиабатических условиях глубина пропитки ограничена только размером образца ( $\Delta L \leq L$ ) и объемом жидкофазных продуктов горения верхнего слоя.

Полученные результаты, определяющие влияние массовых сил на закономерности горения и формирование продуктов, полезны для оптимизации синтеза композиционных материалов, а разработанная математическая модель может служить основой для создания более полной математической модели высокотемпературного синтеза композиционных материалов в центробежных установках.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Санин В. Н., Юхвид В. И. Инфильтрация расплава под действием центробежной силы в высокотемпературных слоевых смесях // Неорг. материалы. — 2005. — Т. 41, № 3. — С. 305–313.
2. Мержанов А. Г., Мукасян А. С. Твердопламенное горение. — М.: Торус пресс, 2007.

3. Прокофьев В. Г., Смоляков В. К. Влияние структурных факторов на нестационарные режимы горения безгазовых систем // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 2. — С. 56–66.
4. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. — М.: Мир, 1987. — Т. 1.
5. Прокофьев В. Г., Писклов А. В., Смоляков В. К. Влияние теплопроводящего элемента на безгазовое горение образцов цилиндрической формы в неадиабатических условиях // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 42, № 1. — С. 66–71.
6. Кирдяшкин А. И., Максимов Ю. М., Некрасов Е. А. Влияние массовых сил на горение гетерогенных систем с конденсированными продуктами реакции // Физика горения и взрыва. — 1986. — Т. 22, № 1. — С. 23–26.

*Поступила в редакцию 5/VI 2013 г.*

---