

## ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ ГАЗА НА ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН ПРИ ФИЛЬТРАЦИОННОМ ГОРЕНИИ

Т. П. Ивлева, А. Г. Мержанов

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН, 142432 Черноголовка  
tanja@ism.ac.ru

Рассматривается математическая модель фильтрационного горения в трехмерной постановке, фронт которого распространяется по цилиндрическому образцу, спрессованному из порошка твердого реагента и помещенному в окислитель. Исследуются характеристики спиновых волн в зависимости от давления окружающего образец газа. Показано, что при низких давлениях по образцу распространяются стационарные волны поверхностного горения, при более высоких давлениях — спиновые волны, характеристики которых с ростом давления могут меняться немонотонно, а точка с максимальной температурой может находиться в глубине образца.

Ключевые слова: пористые материалы, фильтрация окислителя, трехмерные спиновые волны.

### ВВЕДЕНИЕ

Сущность фильтрационного горения (ФГ) изложена в [1]: это горение при фильтрационном подводе окислителя в зону взаимодействия твердого и газообразного реагентов. До работы [1] ФГ металлов в газе не было известно. Особый интерес к ФГ металлических порошков объясняется и тем, что ФГ является эффективным способом получения тугоплавких соединений в процессе самораспространяющегося высокотемпературного синтеза. В [1] было показано, что при фильтрационном горении фронт может занимать весь поперечник образца или распространяться по приповерхностному слою. Первый случай, названный послойным горением, может реализоваться как при высоких давлениях газа, так и при хорошей проницаемости образца. Во втором случае, названном поверхностным горением, интенсивная реакция идет в приповерхностной зоне, где подвод газообразного окислителя не лимитирует взаимодействия реагентов. Если образующиеся продукты не теряют проницаемости, то внутри образца возникает зона догорания, где взаимодействие реагентов происходит по мере фильтрации газа в эту область. В обоих случаях на поверхности образца наблюдается высокотемпературное кольцо, которое движется от торца, на котором инициировалось зажигание, вдоль образца. Численно послойные и поверхностные режимы ФГ исследовались в [2, 3], где было показано, что при поверхностном ФГ пористых

металлических образцов существуют три зоны взаимодействия реагентов. В близком к боковой поверхности образца слое, где фильтрация не лимитирует взаимодействия реагентов, горение протекает в кинетическом режиме. В более удаленной от этой поверхности зоне реакция идет по мере подвода газа фильтрацией. Это — зона горения, лимитируемого фильтрацией. Поскольку газ фильтруется сквозь горячие продукты, реакция в этой зоне может протекать при сверхадиабатических температурах. В еще более глубокой зоне, включающей и ось образца, горение протекает в основном за счет газа, изначально имевшегося в порах. Это — зона неполного превращения.

При лабораторном исследовании поверхностного горения было обнаружено, что при определенных условиях проведения эксперимента кольцо фронта разрывается, на поверхности образца возникает высокотемпературная зона в виде очага, которая движется по поверхности образца по винтовой траектории [4–8]. Волны горения такого типа названы спиновыми. Позже спиновые волны были обнаружены и при «безгазовом» горении [9, 10]. Результаты их численного исследования представлены в [11–13]. В данной работе впервые численно рассматривается распространение спиновых волн при ФГ.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается цилиндрический обра-

зец, спрессованный из смеси порошка металла и инертного наполнителя, в качестве которого в экспериментах обычно используются продукты реакции. Образец помещен в камеру, заполненную газообразным окислителем. Зажигание производилось на одном из торцов, волна горения распространялась вдоль образца.

Для исследования трехмерных нестационарных режимов фильтрационного горения использована математическая модель ФГ, меняющаяся ранее при изучении одномерных [14, 15] и двумерных процессов [2, 3]. В этой модели сделан ряд предположений, упрощающих описание процесса. Поскольку объем образца существенно (на 3 порядка) меньше объема заполненной окислителем камеры, можно считать, что давление газа вне образца  $p_{g,0}$  и его температура  $T_0$  не меняются при горении образца. Это дает возможность рассматривать только процессы, происходящие в самом образце, используя данные о неизменном состоянии газа вне образца в качестве граничных условий. Предположение, что пористую среду с газом, находящимся в порах, можно считать однородной в тепловом отношении, позволяет рассматривать однотемпературную модель, включающую следующие уравнения: теплопроводности

$$\frac{\partial}{\partial t}(c_V T) = + \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) - \operatorname{div}(c_g \rho_g \bar{V} T) + Q \rho_{s,0} \frac{\partial \eta}{\partial t},$$

где  $c_V = c_g \rho_g + c_s \rho_s + c_p \rho_p + c_d \rho_d$ ,  $\rho_p = \rho_{s,0}(1 + \mu)\eta$ ,  $\rho_s = \rho_{s,0}(1 - \eta)$ , неразрывности

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} = -\operatorname{div}(\rho_g \bar{V}) - \mu \rho_{s,0} \frac{\partial \eta}{\partial t},$$

кинетики

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \begin{cases} k_0(1 - \eta) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) & \text{при } \eta < 1 \text{ и } p_g > 0, \\ 0 & \text{при } \eta \geq 1 \text{ или } p_g = 0, \end{cases} \quad (1)$$

состояния

$$p_g = \frac{\rho_g RT}{\mu_g m_p},$$

закон Дарси

$$\bar{V} = -K_f^d \operatorname{grad}(p_g). \quad (2)$$

Начальные и граничные условия:

$$t = 0: \quad p_g = p_{g,0}, \quad T = T_0, \quad \eta = 0;$$

$$t > 0:$$

$$h = 0: \quad \frac{\partial p_g}{\partial h} = 0, \quad \begin{cases} T = T_{ign} & \text{при } t \leq t_{ign}, \\ \frac{\partial T}{\partial h} = 0 & \text{при } t > t_{ign}, \end{cases}$$

$$h = h_0: \quad p_g = p_{g,0}, \quad \frac{\partial T}{\partial h} = 0,$$

$$r = r_0: \quad p_g = p_{g,0}, \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial r} =$$

$$= \begin{cases} (c_g \rho_g v_f - \alpha^d)(T - T_0), & v_f < 0, \\ -\alpha^d(T - T_0), & v_f \geq 0; \end{cases} \quad (3)$$

$$T(r, 0, h, t) = T(r, 2\pi, h, t),$$

$$\frac{\partial T(r, 0, h, t)}{\partial \varphi} = \frac{\partial T(r, 2\pi, h, t)}{\partial \varphi},$$

$$p(r, 0, h, t) = p(r, 2\pi, h, t),$$

$$\frac{\partial p(r, 0, h, t)}{\partial \varphi} = \frac{\partial p(r, 2\pi, h, t)}{\partial \varphi}.$$

Здесь  $r_0$  — радиус образца;  $T$  — температура;  $\eta$  — глубина превращения по конденсированному компоненту;  $p_g$  — давление газа в порах образца;  $t$  — время;  $r, \varphi, h$  — пространственные координаты:  $r$  — радиальная,  $\varphi$  — угловая,  $h$  — продольная;  $c_g, c_s, c_p, c_d$  — теплоемкости газа, шихты, продуктов реакции и конденсированного инертного разбавителя (считается, что они не меняются во время распространения волны);  $\rho_g, \rho_{s,0}, \rho_s, \rho_p, \rho_d$  — массы газа, конденсированной фазы (начальная и текущая), продуктов и разбавителя в единице объема образца;  $m_p, K_f^d$  — пористость и коэффициент фильтрации (предполагается, что их значения сохраняются при образовании продуктов);  $\mu_g$  — молярная масса газа;  $\mu_s$  — молярная масса конденсированного компонента;  $\mu$  — стехиометрическое соотношение компонентов реакции;  $Q$  — тепловой эффект реакции на единицу массы смеси (полагается не зависящим от температуры, т. е.  $c_p(1 + \mu) = \mu c_g + c_s$ );  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $E, k_0$  — энергия активации реакции и предэкспоненциальный множитель (считаются не зависящими от

температуры);  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности (полагается постоянным и одинаковым для всех компонентов состава);  $T_0$  — начальная температура образца, совпадающая с температурой окружающего образца газа;  $h_0$  — длина образца;  $T_{ign}$  — температура зажигания;  $t_{ign}$  — время действия зажигающего импульса;  $T_*$ ,  $t_*$ ,  $h_*$  — характеристические температура, время и длина;  $\vec{V} = (v_f, u_f, w_f)$  — скорость фильтрации;  $\alpha^d$  — коэффициент теплоотдачи от поверхности образца.

Кинетический закон (1) характеризуется реакцией первого порядка по концентрации конденсированного компонента и нулевым порядком по давлению газа в порах. В зоне реакции (из-за потребления окислителя при его взаимодействии с твердым реагентом) давление понижается, возникает перепад давлений, который приводит к течению газа по порам в соответствии с законом Дарси (2). Рассматривается достаточно длинный образец, чтобы фильтрация газа через торцы образца не отражалась на структуре волны горения. Как видно из граничного условия (3), давление газа на поверхности образца постоянно и равно начальному давлению, которое совпадает с давлением окислителя вне образца. Граничное условие (3) описывает также прогрев газа, фильтрующегося внутрь образца сквозь его поверхность, и теплотери от поверхности образца. В (4) представлены условия периодичности функций и их производных по угловой координате.

Безразмерные параметры:

$$\text{Ar} = \frac{RT_*}{E}, \quad \text{Td} = \frac{RT_*^2}{E(T_* - T_0)}, \quad \theta_0 = -\frac{1}{\text{Td}},$$

$$t_* = \frac{\text{Td}}{k_0} \exp \frac{1}{\text{Ar}}, \quad h_*^2 = \frac{\lambda t_*}{c_s \rho_{s,0}}, \quad R_0 = \frac{r_0}{h_*},$$

$$Z_0 = \frac{h_0}{h_*}, \quad \alpha = \alpha^d \frac{h_*}{\lambda}, \quad \theta_{ign} = \frac{T_{ign}}{T_*},$$

$$\tau_{ign} = \frac{t_{ign}}{t_*}, \quad k_Q = \frac{Q}{c_s(T_* - T_0)}, \quad k_c = \frac{c_g}{c_s},$$

$$k_d = \frac{c_d \rho_d}{c_s \rho_{s,0}}, \quad \mu = \frac{\mu_g}{\mu_s},$$

и переменные:

$$P = \frac{p_g}{p_{g,0}}, \quad K_f = K_f^d \frac{p_{g,0} t_*}{h_*^2} = K_f^d \frac{c_s \rho_{s,0}}{\lambda} p_{g,0},$$

$$k_P = \frac{\rho_{s,0} RT_*}{m_p \mu_g p_{g,0}},$$

где

$$\tau = \frac{t}{t_*}, \quad x = \frac{r}{h_*}, \quad z = \frac{h}{h_*},$$

$$\theta = \frac{E(T - T_*)}{RT_*^2}, \quad \eta = \frac{\rho_{s,0} - \rho_s}{\rho_{s,0}}, \quad v = v_f \frac{t_*}{h_*},$$

$$u = u_f \frac{t_*}{h_*}, \quad w = w_f \frac{t_*}{h_*}, \quad \rho = \frac{\rho_g}{\rho_{s,0}},$$

введены в соответствии с [16]. Безразмерные величины:  $\theta$  — температура;  $\theta_0$  — начальная температура образца и газа вне образца;  $\tau$  — время;  $\tau_{ign}$  — время действия теплового импульса;  $x, \varphi, z$  — цилиндрические координаты:  $x$  — радиальная,  $\varphi$  — угловая,  $z$  — продольная;  $R_0$  — радиус цилиндра;  $Z_0$  — длина цилиндрического образца;  $\text{Td}$  и  $\text{Ar}$  — малые параметры в теории горения (числа Тодеса и Аррениуса);  $P$  и  $\rho$  — давление газа в порах образца и плотность газа в образце;  $K_f$  — коэффициент фильтрации;  $\mu$  — стехиометрическое соотношение компонентов реакции;  $v, u, w$  — составляющие вектора скорости фильтрации;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи от поверхности образца.

После введения безразмерных параметров и переменных математическая модель приобретает вид:

$$(1 + k_c \rho + k_c \mu \eta + k_d) \frac{\partial \theta}{\partial \tau} =$$

$$= \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left( x \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{1}{x^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} -$$

$$- k_c \rho \left( v \frac{\partial \theta}{\partial x} + u \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + \frac{k_Q}{\text{Td}} \frac{\partial \eta}{\partial \tau},$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = -\frac{1}{x} \frac{\partial (x \rho v)}{\partial x} - \frac{1}{x} \frac{\partial (\rho u)}{\partial \varphi} - \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} - \mu \frac{\partial \eta}{\partial \tau},$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \begin{cases} \text{Td}(1 - \eta) \exp \frac{\theta}{1 + \text{Ar}\theta} & \text{при } \eta < 1 \text{ и } P > 0, \\ 0 & \text{при } \eta \geq 1 \text{ или } P = 0, \end{cases}$$

$$P = k_P \rho (1 + \text{Ar}\theta),$$

$$v = -K_f \frac{\partial P}{\partial x}, \quad u = -K_f \frac{1}{x} \frac{\partial P}{\partial \varphi}, \quad w = -K_f \frac{\partial P}{\partial z},$$

$$\tau = 0: \quad P = 1, \quad \theta = \theta_0, \quad \eta = 0;$$

$$z = 0: \quad \frac{\partial P}{\partial z} = 0, \quad \begin{cases} \theta = \theta_{ign} & \text{при } \tau \leq \tau_{ign}, \\ \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 & \text{при } \tau > \tau_{ign}, \end{cases}$$

$$z = Z_0: \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0, \quad P = 1,$$

$$x = R_0: \quad P = 1,$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} = \begin{cases} (k_c \rho v - \alpha)(\theta - \theta_0), & v < 0, \\ -\alpha(\theta - \theta_0), & v \geq 0, \end{cases}$$

$$\theta(x, 0, z, \tau) = \theta(x, 2\pi, z, \tau),$$

$$\frac{\partial \theta(x, 0, z, \tau)}{\partial \varphi} = \frac{\partial \theta(x, 2\pi, z, \tau)}{\partial \varphi},$$

$$P(x, 0, z, \tau) = P(x, 2\pi, z, \tau),$$

$$\frac{\partial P(x, 0, z, \tau)}{\partial \varphi} = \frac{\partial P(x, 2\pi, z, \tau)}{\partial \varphi}.$$

## МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Задача решалась методом конечных разностей по неявной схеме. Для сокращения времени расчетов использовалась трехмерная, с переменным шагом по всем пространственным координатам, адаптирующаяся к решению расчетная сетка, обеспечивающая сгущение узлов в зоне больших градиентов температуры, давления и глубины превращения. При построении сетки использовались те же принципы, что и при решении одномерной и двумерной задач [17]. Но в данном случае, для того чтобы была возможность рассматривать состояние образца в продольном осевом сечении, предусматривалось введение дополнительных расчетных точек по угловой координате, таких что для каждой точки должна существовать другая, симметричная ей относительно оси образца. Значения температуры и глубины превращения в этих точках определялись линейной интерполяцией по значениям функций в соседних точках.

При исследовании спиновых волн при ФГ, как и при «безгазовом» горении, интерес представляют:  $\bar{u}$  — средняя скорость движения волны вдоль образца,  $\bar{v}$  — средняя окружная скорость очага (направление движения очага по часовой стрелке или против нее равновероятно, поэтому ниже показан модуль скорости  $|\bar{v}|$ ),  $\Delta z$  — шаг винтовой траектории очага,  $\Delta \tau$  — время оборота очага вокруг оси цилиндра,  $\theta_{\max}$  — значение максимума температуры в очаге,  $\theta_{\max}(R_0)$  — значение максимума температуры на поверхности образца.

Поскольку предметом исследования являются установившиеся режимы, т. е. режимы, «забывшие» этап зажигания, величины  $\tau_{ign}$  и  $\theta_{ign}$  не играют роли, а вопрос инициирования горения в данной работе не рассматривается. Предполагается, что влиянием теплопотерь на прогрев газа вне образца можно пренебречь, т. е. рассматривается случай  $\alpha = 0$ .

В данной работе закономерности распространения спиновых волн при ФГ демонстрируются на примере горения одинаковых образцов, помещенных в газ, давление которого варьируется. Ряд безразмерных параметров не зависит от размерного давления  $p_{g,0}$ . Эти параметры одинаковы во всех описываемых ниже случаях:  $R_0 = 25$ ;  $Td = 0.08$ ;  $Ar = 0.07$ ;  $\alpha = 0$ ;  $\mu = 0.29$ ;  $k_c = 1$ ;  $k_d = 1$ ;  $k_Q = 2.29$ . (В качестве характеристической выбрана температура, типичная при проведении самораспространяющегося высокотемпературного синтеза,  $T_* = 2200$  К.) От размерного давления зависят безразмерные параметры  $K_f$  и  $k_P$ , в то время как безразмерное давление всегда равно  $P = 1$  вне образца. Предполагая, что  $K_f^d \frac{c_s \rho_{s,0}}{\lambda} = \text{const} = 3.6$  1/атм и  $\frac{\rho_{s,0} RT_*}{m_p \mu g} = \text{const} = 14000$  атм, можно определить

$$K_f = K_f^d \frac{c_s \rho_{s,0}}{\lambda} p_{g,0}, \quad k_P = \frac{\rho_{s,0} RT_*}{m_p \mu g p_{g,0}} \quad (5)$$

при каждом значении размерного давления газа вне образца  $p_{g,0}$ , атм. Очевидно, что при таком подходе произведение  $K_f k_P$  — величина постоянная.

Решение приведенной выше модели исследовалось на образцах большой длины (порядка тысяч безразмерных единиц). Но для наглядности на графиках приведены небольшие зоны образца, располагающиеся в области, включающей в себя фронт горения.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

При низких давлениях окружающего образец газа и коэффициентах фильтрации зона кинетического горения практически отсутствует. Поэтому фронт по образцу распространяется, как при стационарном поверхностном горении. На рис. 1 показано распределение параметров  $\theta$ ,  $P$  и  $\eta$  на части одного продольного осевого сечения образца. Направление движения фронта указано стрелкой. Распределение  $\theta$ ,  $P$  и  $\eta$  по угловой координате отсутствует. Волны подобного типа получены при исследовании двумерной задачи и подробно описаны в [2]. При экспериментальном изучении ФГ также получены подобные режимы и названы «тлеющим горением» [6] или низкотемпературными низкоскоростными режимами [8].

При повышении давления окружающего образец газа  $p_{g,0}$  толщина зоны кинетического горения увеличивается. В этой зоне возникают трехмерные нестационарные явления. Сначала это слабые спиновые режимы. Но при дальнейшем росте давления  $p_{g,0}$  температура в очаге возрастает, а спиновый режим приобретает ярко выраженный характер. На рис. 2, *a* отчетливо виден высокотемпературный очаг ( $\theta_{\max}$ ), движущийся против часовой стрелки, который находится на незначительном удалении от по-

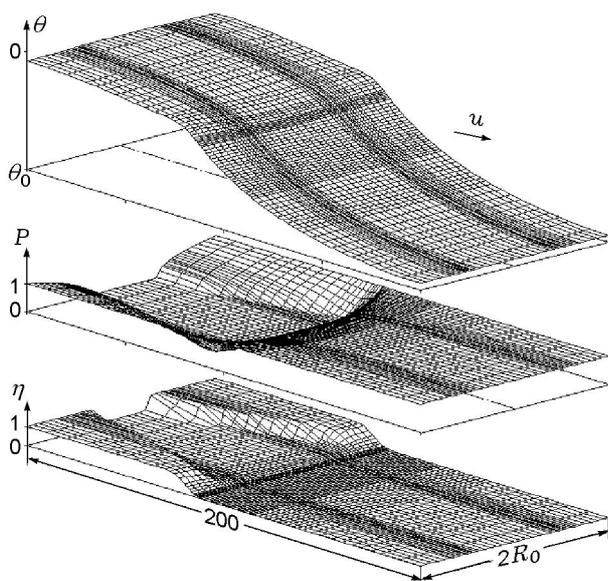


Рис. 1. Распределение температуры, давления и глубины превращения на участке длины продольного осевого сечения образца:

$$p_{g,0} = 5 \text{ атм} (K_f = 18, k_P = 2800)$$

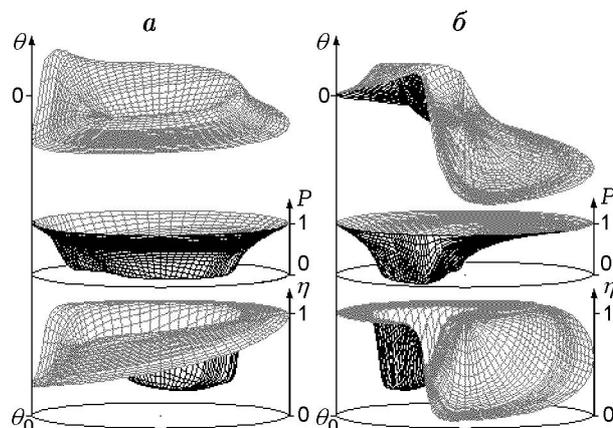


Рис. 2. Распределение температуры, давления и глубины превращения в поперечном сечении, проходящем через точку с максимальной температурой:

$$a - p_{g,0} = 14 \text{ атм} (K_f = 42, k_P = 1000), \quad b - p_{g,0} = 18 \text{ атм} (K_f = 64.8, k_P = 778)$$

верхности образца (график  $\theta$ ). За очагом тянется высокотемпературный «хвост», в котором температура снижается плавно. В отличие от «безгазового» горения, где «хвост» располагается в непосредственной близости от поверхности, здесь он охлаждается потоком фильтрующегося от поверхности газа и тем самым «сдвигается» в глубь образца. Наибольшие градиенты давления (график  $P$ ) расположены в зоне очага. В центральной зоне этого сечения газ израсходовался полностью на превращение до некоторого уровня (в центральной зоне  $\eta < 1$  на графике  $\eta$ ).

Графики на рис. 2, *b* соответствуют несколько большему значению  $p_{g,0}$  и существенно отличаются от представленных на рис. 2, *a*. Прежде всего, бросается в глаза, что высокотемпературный «хвост», тянувшийся за очагом, резко обрывается, температура перед очагом, также движущимся против часовой стрелки, ниже, чем на рис. 2, *a*. Понять ситуацию можно, анализируя распределение давления газа в рассматриваемом сечении. На рис. 2, *a* фильтрация поставляет газ в слои, лежащие около поверхности образца. Увеличение фильтрующейся массы газа приводит к тому, что окислитель течет в зону интенсивного потребления газообразного реагента даже от удаленной поверхности образца. На рис. 2, *b* (график  $P$ ) видно, что поток газа пересекает осевую часть образца. В результате фильтрации газа часть «хвоста» и зона перед очагом охлаждаются и происходит

торможение реакции в этих зонах. На рис. 2, б глубина превращения (график  $\eta$ ) в охлаждаемых зонах меньше, чем на рис. 2, а.

На рис. 3 для тех же двух значений давления показано распределение температуры на части образца — развернутой поверхности и соответствующем продольном осевом сечении, проходящем через точку с максимальной температурой. При более низком давлении  $p_{g,0}$  шихта перед очагом хорошо прогрета, в то время как при несколько большем давлении  $p_{g,0}$  очаг двигается по значительно более холодной шихте. Существенные отличия распределения температуры можно видеть и на продольном осевом сечении. На рис. 3, а распределение температуры напоминает картину, полученную при исследовании поверхностного горения, при котором в зоне горения, лимитируемого фильтрацией, возникает область сверхадиабатических температур. На рис. 3, а максимальная температура на оси превышает значение  $\theta = 1$ , в то время как на рис. 3, б она меньше нуля.

Различия в поведении спиновой волны видны и на структуре фронта (рис. 4). Как обычно, в данном случае за фронт горения принимается множество точек с половинной глубиной превращения. При более низких значениях  $p_{g,0}$  существует протяженная зона горения в режиме, лимитируемом фильтрационным подводом окислителя (рис. 4, а), в то время как при более высоких значениях  $p_{g,0}$  фронт сосредоточен в узком диске (рис. 4, б). Стоит обратить внимание на особенность структуры трехмер-

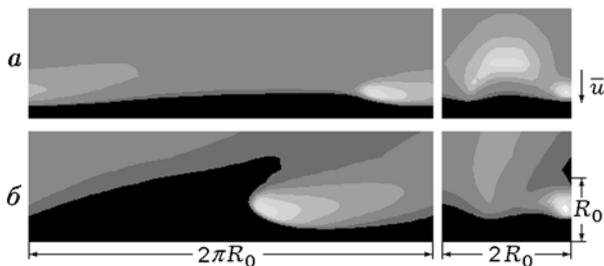


Рис. 3. Распределение температуры на части развернутой поверхности и соответствующего продольного осевого сечения образца, проходящего через точку с максимальной температурой:

а —  $p_{g,0} = 14$  атм ( $K_f = 42$ ,  $k_P = 1000$ ), б —  $p_{g,0} = 18$  атм ( $K_f = 64.8$ ,  $k_P = 778$ ); самая светлая область — зона, где  $\theta > 1.5$ , следующие изотермы идут с интервалом 0.5 в сторону уменьшения температуры

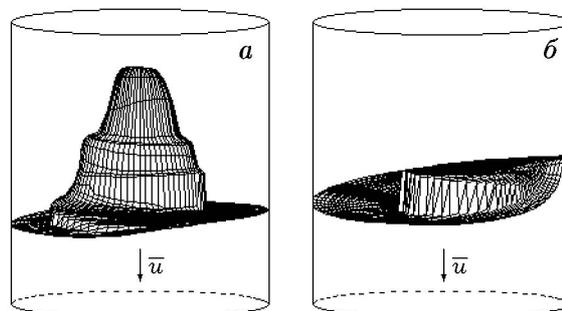


Рис. 4. Структура фронта горения:

а —  $p_{g,0} = 14$  атм ( $K_f = 42$ ,  $k_P = 1000$ ), б —  $p_{g,0} = 18$  атм ( $K_f = 64.8$ ,  $k_P = 778$ )

ного фронта горения при фильтрационном подводе газа. Как видно на рис. 2, а, за высокотемпературным очагом тянется «хвост». При этом на рис. 2, а показано распределение температуры в поперечном сечении образца. На самом деле «хвост» отстает от очага и по вертикальной координате. Отодвигаемая от поверхности образца фильтрующимся газом протяженная высокотемпературная зона, в которой идет наиболее интенсивное взаимодействие металла с окислителем, и создает такую спиралеобразную структуру фронта.

На рис. 5 дана сводная картина зависимости характеристик волн трехмерного ФГ от давления окружающего газа (при постоянной проницаемости образца). Для простоты на горизонтальной оси отложены значения размерного давления окружающего образца газа  $p_{g,0}$ . Соответствующие меняющиеся безразмерные параметры  $K_f$  и  $k_P$  легко рассчитать по формуле (5).

При низких давлениях  $p_{g,0}$  по образцу распространяется стационарная двумерная волна (как приведенная на рис. 1), поэтому на рис. 5 в зоне малых значений  $p_{g,0}$  приведена только скорость волны вдоль образца. При увеличении  $p_{g,0}$  скорость движения волны вдоль образца растет. Также монотонно растут максимальная температура на поверхности образца и максимальная температура в очаге. При низких давлениях  $p_{g,0}$  абсолютный максимум температуры в образце может находиться не в очаге, а на оси образца в зоне сверхадиабатических температур. Изменение окружной скорости очага, времени его оборота вокруг оси и шага «винта» происходит немонотонно. В зоне I значение  $|\bar{v}|$  растет, а  $\Delta\tau$  и  $\Delta z$  уменьшаются. В точке, соответствующей  $p_{g,0} = 18$  атм,

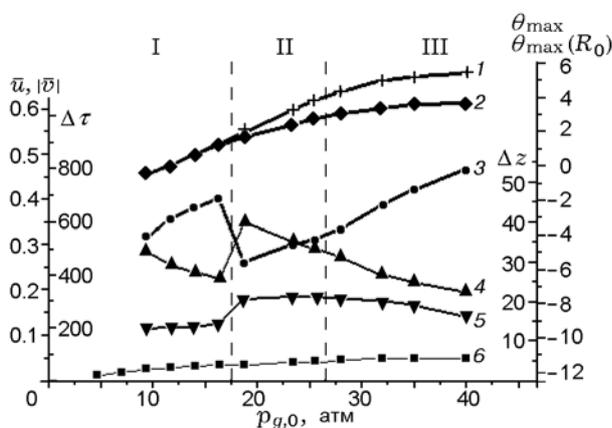


Рис. 5. Зависимость характеристик трехмерных волн горения от давления:

1 — максимальная температура в очаге ( $\theta_{\max}$ ); 2 — максимальная температура на поверхности образца ( $\theta_{\max}(R_0)$ ); 3 — окружная скорость очага ( $|\bar{v}|$ ); 4 — время оборота очага вокруг оси ( $\Delta\tau$ ); 5 — шаг винтовой траектории очага ( $\Delta z$ ); 6 — средняя скорость движения волны вдоль образца ( $\bar{u}$ )

скорость  $|\bar{v}|$  падает, а  $\Delta\tau$  и  $\Delta z$  увеличиваются. Объяснение этого факта следует из описания рис. 2 и 3: снижение температуры в зоне перед очагом ведет к уменьшению окружной скорости и, соответственно, времени оборота очага вокруг оси. За большее время оборота прогревается более широкая зона шихты, что ведет к увеличению шага «винта».

При дальнейшем увеличении  $p_{g,0}$  окружная скорость начинает расти (зоны II и III), поскольку увеличивается максимальная температура. Однако структура волны изменяется. Если при малых значениях  $p_{g,0}$  точка с максимальной температурой находилась на незначительном удалении от поверхности образца, то теперь она смещена в хвостовую часть высокотемпературной зоны. Так, при  $p_{g,0} = 25$  атм точка с максимальной температурой находится на расстоянии трети радиуса образца от оси. При этом на поверхности образца также наблюдается высокотемпературный очаг. В зоне II спиновая волна распространяется в нестационарном режиме. Это связано с тем, что внутренний очаг, поглощающий фильтрующийся через прогретые продукты газ, может опередить приповерхностный очаг. После этого движение внутреннего очага, попавшего в более холодную зону, замедляется, пока он снова не оказывается в более благоприятных усло-

виях. Из-за такого характера распространения волны движение наблюдаемого на поверхности очага происходит с переменной скоростью.

В зоне III спиновая волна опять становится стационарной, поскольку точка с  $\theta_{\max}$  при распространении волны уже постоянно несколько опережает по направлению вдоль образца точку с  $\theta_{\max}(R_0)$ . Это обусловлено тем, что газа, фильтрующегося через зону прогрева в приповерхностной области, становится достаточно, чтобы обеспечить авангардное положение точки с  $\theta_{\max}$ . При дальнейшем росте  $p_{g,0}$  происходит не только рост  $\theta_{\max}$ , но и смещение точки, в которой достигается  $\theta_{\max}$ , к поверхности образца. Так, в показанной на рис. 6 волне температура  $\theta_{\max}$  находится в точке, удаленной от оси образца более чем на половину его радиуса (рис. 6, в). В сечении, изображенном на рис. 6, б (оно находится на величину  $\Delta z = 5$  ближе к торцу, на котором произведено зажигание, чем сечение, проходящее через точку с  $\theta_{\max}$ ), точка с максимальной в данном сечении температурой находится вблизи поверхности образца. По рис. 6 можно судить о том, насколько сложную конфигурацию имеет высокотемпературная зона. Но она вращается вокруг оси образца не меняясь. В волнах, распространяющихся по образцу при дальнейшем увеличении  $p_{g,0}$ , точка с  $\theta_{\max}$  все больше приближается к поверхности образца, а спиновая волна приобретает черты, аналогичные спиновым волнам, полученным при «безгазовом» горении.

На рис. 7 приведена структура волн в виде распределения температуры в сечениях, проходящих через точку с  $\theta_{\max}$  (кроме рис. 7, а). При низких давлениях  $p_{g,0}$  (рис. 7, а) имеет место стационарная волна поверхностного горения. Увеличение  $p_{g,0}$  приводит к возникнове-

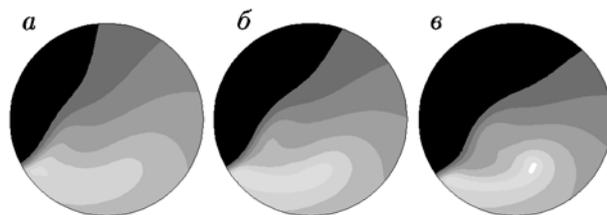


Рис. 6. Распределение температуры в один и тот же момент времени в различных поперечных сечениях, удаленных друг от друга на 2.5 безразмерных единицы длины:

$p_{g,0} = 14$  атм; самая светлая область — зона, где  $\theta > 4$ , изотермы идут с шагом  $\theta = 1$

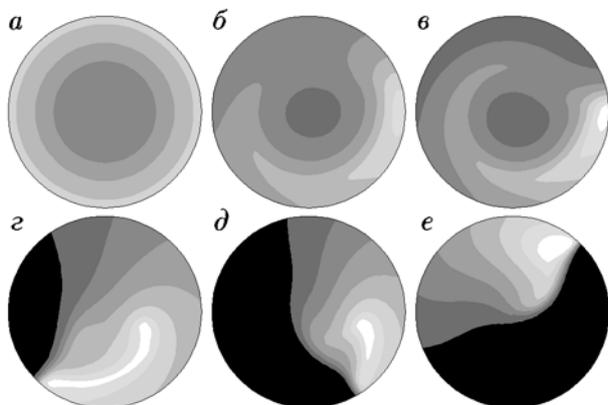


Рис. 7. Зависимость структуры спиновых волн от давления:

*a* — распределение температуры в сечении, проходящем через точки с  $\eta(R_0) = 0.5$  при  $p_{g,0} = 5$  атм, изотермы:  $-2, -2.25, -2.5$ ; *b* —  $p_{g,0} = 9$  атм, изотермы с шагом 0.5, максимальная соответствует  $\theta = 0$ ; *в* —  $p_{g,0} = 14$  атм, изотермы с шагом 0.5, максимальная соответствует  $\theta = 0.5$ ; *г* —  $p_{g,0} = 25$  атм, изотермы с шагом 1, максимальная соответствует  $\theta = 3$ ; *д* —  $p_{g,0} = 32$  атм, изотермы с шагом 1, максимальная соответствует  $\theta = 4$ ; *е* —  $p_{g,0} = 40$  атм, изотермы с шагом 1, максимальная соответствует  $\theta = 4$ ; сечения *б-е* проходят через точку с максимальной температурой

нию сначала слабых спиновых поверхностных волн (рис. 7, *б*), а затем и сильных (рис. 7, *в*). После того как фильтрационный поток газа станет достаточно мощным, чтобы фильтрующийся окислитель мог достичь зоны интенсивной реакции даже от противоположной поверхности образца, «хвост», тянущийся за очагом, укорачивается (рис. 7, *г*), а затем точка с  $\theta_{\max}$  оказывается на удаленной от поверхности образца стороне «хвоста». При дальнейшем увеличении  $p_{g,0}$  точка с  $\theta_{\max}$  сдвигается к поверхности образца (рис. 7, *д*), а спиновый режим все более напоминает спиновые волны, полученные при «безгазовом» горении (рис. 7, *е*).

### СОПОСТАВЛЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

На рис. 8 приведена схема структуры образца, сгоревшего в спиновом режиме, из работы [7]. Показана часть половины продольного осевого сечения цилиндрического образца. В [7] сделано предположение, что очаг двигался по слою А, поскольку он более открыт проникновению азота извне. Однако в [7] также отмечено, что А — легко отделяемый слой порошка, Б — «нарезка» из спеченного сгоревшего по-

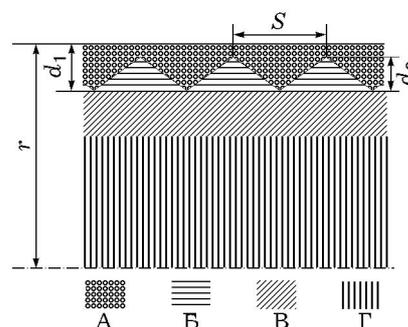


Рис. 8. Схема разреза фрагмента образца, сгоревшего в спиновом режиме [7]

рошка, В — слой, находящийся под «нарезкой» и заканчивающийся там, где желтый цвет сгоревшего порошка становится серым, Г — слой серого порошка, примыкающий к оси образца; во всех слоях содержится непрореагировавший титан — от 20 до 65 % по мере приближения к оси образца.

Поскольку максимум температуры достигается в очаге, стоит усомниться в сделанном в [7] предположении, что очаг двигался по слою А. Несомненно, что очаг двигался по слою Б. Подтверждением этому является то, что в слое Б продукты спеклись, а связанного азота больше, чем в слое А. Учитывая это, можно утверждать, что есть качественное соответствие между численными и экспериментальными результатами. Неполное превращение в зоне А можно объяснить не только замедлением в ней реакции из-за охлаждения зоны А фильтрующимся сквозь нее газом, втекающим в образец из окружающей его среды, как показано выше на рис. 2, но также влиянием теплоотвода от поверхности образца (пример такого рода приведен в [18] для «безгазового» горения). По зоне Б прошел высокотемпературный очаг, что привело к спеканию продуктов. Слой В — зона горения, лимитируемого фильтрационным подводом окислителя, а слой Г — зона неполного превращения. Однако не все экспериментальные данные можно объяснить. В частности, не удалось реализовать ситуацию, полученную экспериментально, при которой во всех слоях содержится непрореагировавший титан. Видимо, для большего соответствия численных и экспериментальных данных следует определить и рассмотреть какие-то факторы, которые не учитывает классическая модель фильтрационного горения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

• С использованием классической модели фильтрационного горения проведено исследование трехмерных волн горения, распространяющихся по пористому цилиндрическому образцу.

• Описаны специфические особенности спиновых волн при фильтрационном горении, отличающие их от спиновых волн, полученных при «безгазовом» горении.

• Объяснено, почему характеристики фильтрационных спиновых волн могут меняться немонотонно.

• Показано, что увеличение давления может вести к дестабилизации спиновой волны.

• Проведено качественное сопоставление с экспериментальными результатами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Мержанов А. Г., Боровинская И. П., Володин Ю. Е. О механизме горения пористых металлических образцов в азоте // Докл. АН СССР. — 1972. — Т. 206, № 4. — С. 905–908.
2. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г., Шкадинский К. Г. Поверхностное горение пористых конденсированных веществ с конденсированными продуктами // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных и гетерогенных систем. — Черноголовка, 1980. — С. 63–67.
3. Грачев В. В., Ивлева Т. П. Двумерные режимы фильтрационного горения // Физика горения и взрыва. — 1999. — Т. 35, № 2. — С. 16–22.
4. Мержанов А. Г., Филоненко А. К., Боровинская И. П. Новые явления при горении конденсированных систем // Докл. АН СССР. — 1973. — Т. 208, № 4. — С. 892–894.
5. Филоненко А. К., Вершинников В. И. Закономерности спинового горения титана в азоте // Физика горения и взрыва. — 1975. — Т. 11, № 3. — С. 353–362.
6. Филоненко А. К., Барзыкин В. В. Влияние плотности на пределы и закономерности спинового горения титана в азоте // Физика горения и взрыва. — 1996. — Т. 32, № 1. — С. 53–57.
7. Филоненко А. К. Некоторые характеристики спинового очага горения и процессов, происходящих в нем // Физика горения и взрыва. — 1998. — Т. 34, № 3. — С. 46–49.
8. Mukasyan A., Marasia J. A., Filimonov I. A., Varma A. Role of infiltration in spin combustion in gas-solid systems // Combust. Flame. — 2000. — V. 122. — P. 368–374.
9. Максимов Ю. М., Пак А. Т., Лавренчук Г. В., Найборошенко Ю. С., Мержанов А. Г. Спиновое горение безгазовых систем // Физика горения и взрыва. — 1979. — Т. 15, № 3. — С. 156–159.
10. Максимов Ю. М., Мержанов А. Г., Пак А. Т., Кучкин М. Н. Режимы неустойчивого горения безгазовых систем // Физика горения и взрыва. — 1981. — Т. 17, № 4. — С. 51–58.
11. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Математическое моделирование трехмерных спиновых режимов волн безгазового горения // Докл. АН. — 1999. — Т. 369, № 2. — С. 186–191.
12. Ivleva T. P., Merzhanov A. G. Structure and variability of spinning reaction waves in three-dimensional excitable media // Phys. Rev. E. — 2001. — V. 64, N 3. — 036218.
13. Ivleva T. P., Merzhanov A. G. Three-dimensional modes of unsteady solid-flame combustion // Chaos. 13. — 2003. — V. 1 — P. 80–85.
14. Алдушин А. П., Ивлева Т. П., Мержанов А. Г., Хайкин Б. И., Шкадинский К. Г. Распространение фронта горения в пористых металлических образцах при фильтрации окислителя // Процессы горения в химической технологии и металлургии: Сб. — Черноголовка, 1975. — С. 245–252.
15. Алдушин А. П., Мержанов А. Г., Сепляровский Б. С. К теории фильтрационного горения металлов // Физика горения и взрыва. — 1976. — Т. 12, № 3. — С. 323–332.
16. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. — М.: Наука, 1987.
17. Ивлева Т. П., Шкадинский К. Г. Алгоритм построения подвижной, неравномерной, адаптирующейся к решению расчетной сетки // Информ. бюл. Госфонда алгоритмов и программ СССР. — 1979. — № 1 (27). — С. 18–19.
18. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Моделирование трехмерных неадиабатических режимов неустойчивого твердопламенного горения // Докл. АН. — 2002. — Т. 386, № 2. — С. 215–219.

Поступила в редакцию 2/VII 2008 г.