

ЛИТЕРАТУРА

1. Мержанов А. Г., Шкиро В. М., Боровинская И. П. Способ синтеза тугоплавких неорганических соединений/А. с. № 255221, 1967.— Бюл. 1971, № 10.
2. Козицкий С. В., Писарский В. П., Плищук Д. Д. и др. Химический состав и некоторые свойства сульфида цинка, синтезированного в волне горения // Изв. АН СССР. Неорганические материалы.— 1990.— 26, № 12.— С. 2472—2476.
3. Молодецкая И. Э., Козицкий С. В., Плищук Д. Д. Особенности структурообразования сульфида цинка в случае синтеза методом СВС // Там же.
4. Современная кристаллография/Под ред. Б. К. Вайнштейна.— М.: Наука, 1980.— Т. 3.

г. Одесса

Поступила в редакцию 6/III 1991,
после доработки — 24/X 1991

УДК 536.46 : 541.128 : 681.3

Б. М. Хусид, Б. Б. Хина, Ву Зуи Куанг, Е. А. Баштовая

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКАЛКИ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА В ВОЛНЕ СВС ПРИ ПРОТЕКАНИИ ДВУХСТАДИЙНОЙ РЕАКЦИИ

Выполнено численное исследование закалки СВС-образца при высокой интенсивности теплоотвода от внешней поверхности. Рассмотрена двухстадийная реакция, протекающая в режимах слияния, управления и отрыва. Установлено, что в режимах управления и отрыва при закалке фиксируется значительное количество промежуточной фазы. В режиме слияния доля промежуточного продукта в закаленном образце мала. Показана возможность применения метода закалки импактной струей воды для исследования процессов фазо- и структурообразования при СВС.

Процессы самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) тугоплавких соединений, интерметаллидов и других веществ во многих системах имеют сложный многостадийный характер, протекают с образованием промежуточных соединений, метастабильных фаз, которые отсутствуют в окончательной структуре продукта. Распространение волны горения при протекании последовательных реакций типа $A_1 \xrightarrow{I} A_2 \xrightarrow{II} A_3$ широко исследовано в литературе [1—11].

В зависимости от соотношения энергий активации и тепловыделения реакций I и II реализуются три режима: управления, слияния и отрыва, которые различаются распределением концентраций промежуточного a_2 и конечного a_3 продукта в волне горения. Однако в экспериментах по СВС эти характеристики непосредственно в волне горения не фиксируются. По профилю температуры режимы управления, слияния и слабого отрыва (когда ширина области промежуточного продукта мала) незначительно отличаются друг от друга [1]. Следовательно, определяемый термометрическим методом температурный профиль волны горения не позволяет однозначно судить о режиме протекания процесса.

Для исследования макрокинетики фазо- и структурообразования в волне СВС используют методы остановки фронта горения (ОФГ) путем охлаждения образца в массивном медном клине, обжатием медными пластинами, сбрасыванием в жидкий аргон и т. п. [12]. В связи с конечной скоростью теплоотвода при ОФГ возникает вопрос об определении возможности фиксации промежуточных продуктов при протекании многостадийных реакций в волне СВС, а также об оценке скорости охлаждения в различных зонах волны горения. Кроме того, данная проблема представляет интерес с точки зрения материаловедения — оценить возможность получения новых метастабильных структур и состояний вещества, обладающих особыми свойствами.

В связи с изложенным в данной работе численно исследованы тепловые процессы при закалке вещества в волне СВС при протекании двух последовательных реакций. Согласно оценкам [13], необходимую для

фиксации высокотемпературного состояния вещества в волне СВС скорость охлаждения $\sim 10^4\text{--}10^5$ К/с можно обеспечить при использовании высокоскоростной струи воды, направленной по нормали к поверхности образца.

Постановка задачи

Рассматривается горение двумерного образца длиной L и шириной W . При малой толщине изменением температуры вдоль оси OZ пренебрегаем. Поджигание осуществляется нагретой до температуры $T_i = T_{ад}$ стенкой (при $X=0$) за время t_i , где $T_{ад} = T_0 + (Q_1 + Q_2)/c$ — адиабатическая температура горения; $T_0 = T(X, Y, 0)$ — начальная температура. После выхода на установившийся режим горения при $t = t_j$ начинается охлаждение высокоскоростной струей воды, направленной по нормали к стороне $Y=0$. Скорость теплоотвода от охлаждаемой поверхности образца определяется с помощью закона Ньютона. Изменение температурного поля и степеней превращения для реакций I и II описывается уравнениями теплопроводности и кинетики. В рамках тепловой теории горения конденсированных систем [1, 3, 6 и др.] предполагается аррениусовская зависимость скорости химического взаимодействия от температуры с учетом торможения реакции образовавшимся слоем продукта по закону $(1-\eta)^n$. Для двухстадийной реакции в безразмерных величинах $\Theta = (T - T_0)/\Delta T_0$, $t = t/t_0$, $x = X/X_0$, $y = Y/Y_0$ задача имеет вид

$$\bar{\rho}c \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = v_x \frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{\lambda} \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right) + v_y \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{\lambda} \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right) + \bar{\rho} S \sigma_Q \frac{\partial \eta_1}{\partial \tau} + \bar{\rho} S (1 - \sigma_Q) \frac{\partial \eta_2}{\partial \tau}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \eta_1}{\partial \tau} = r_1 (1 - \eta_1)^{n_1} \exp \left[\frac{(\Theta - 1) \xi \sigma_E}{1 + (\Theta - 1) \xi \beta} \right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial \eta_2}{\partial \tau} = r_2 (\eta_1 - \eta_2)^{n_2} \exp \left[\frac{(\Theta - 1) \xi (1 - \sigma_E)}{1 + (\Theta - 1) \xi \beta} \right]. \quad (3)$$

Начальные условия:

$$\Theta(x, y, 0) = 0, \quad \eta_1(x, y, 0) = 0, \quad \eta_2(x, y, 0) = 0. \quad (4)$$

Граничные условия: по оси OX

$$x = 0: \begin{cases} \Theta = \Theta_i = S/\bar{c} & \text{при } \tau \leq \tau_i, \\ \partial \Theta / \partial x = 0 & \text{при } \tau > \tau_i, \end{cases} \quad (5)$$

$$x = L/X_0: \quad \partial \Theta / \partial x = 0;$$

по оси OY

$$y = 0: \begin{cases} \bar{\lambda} \frac{\partial \Theta}{\partial y} = 0 & \text{при } \tau \leq \tau_j, \\ \bar{\alpha} (\Theta_{y=0} - \Theta) & \text{при } \tau > \tau_j, \end{cases} \quad (6)$$

$$y = W/Y_0: \quad \partial \Theta / \partial y = 0.$$

Здесь $\Delta T_0 = T_m - T_0$; T_m — масштаб температуры ($T_m \leq T_0$); $\bar{\rho} = \rho/\rho_0$; $\bar{c} = c/c_0$; $\bar{\lambda} = \lambda/\lambda_0$; $\bar{\alpha} = \alpha/\alpha_0$; $\rho_0, c_0, \lambda_0, \alpha_0$ — характерные значения плотности, теплоемкости, теплопроводности и коэффициента теплообмена; $\eta_1 = 1 - a_1$, $\eta_2 = a_3 = 1 - a_1 - a_2$ — степени превращения для реакций I и II; a_i — объемная доля вещества A_i ; $i = 1 \div 3$; $v_x = l_0^2/X_0^2$; $v_y = l_0^2/Y_0^2$; $l_0^2 = \lambda_0 t_0 / (c_0 \rho_0)$; X_0, Y_0, t_0 — масштабы по осям OX, OY и по времени t ; L и W — длина и ширина образца; Θ_c — безразмерная температура охлаждающей среды;

$$S = (Q_1 + Q_2)/(c_0 \Delta T_0); \quad \sigma_Q = Q_1/(Q_1 + Q_2); \quad \sigma_E = E_1/(E_1 + E_2); \quad \sigma_k =$$

$$= k_1/(k_1 + k_2), \quad \xi = \frac{\Delta T_0 (E_1 + E_2)}{[R(T_0 + \Delta T_0)]^2};$$

$$\beta = \frac{R(T_0 + \Delta T_0)}{E_1 + E_2}; r_1 = t_0 k_1 \exp(-\sigma_E/\beta) = t_0 k_1 \exp[-E_1/(RT_M)],$$

$$r_2 = t_0 k_2 \exp[-(1 - \sigma_E)/\beta] = t_0 k_2 \exp[-E_2/(RT_M)];$$

E_1, E_2 — энергии активации; Q_1, Q_2 — тепловые эффекты; k_1, k_2 — константы скоростей реакций I и II соответственно. Величины r_1, r_2 имеют смысл отношений масштаба времени t_0 к характерному времени i -й реакции t_{pi} при $T = T_M$: $r_i = t_0/t_{pi}$. Параметр S определяет отношение адиабатического повышения температуры $\Delta T_{ад} = (Q_1 + Q_2)/c_0$ к характерному масштабу изменения температуры ΔT_0 ; l_0 — характерный размер прогреваемой области за время t_0 . Коэффициенты v_x и v_y в уравнении (1) представляют собой масштабные множители, характеризующие роль теплопроводности вдоль осей OX и OY . Для процессов горения отмечено наличие высокой энергии активации $E \gg RT$, т. е. $\beta \ll 1$ [14, 15]. Тогда $\beta \xi \ll 1$.

В конденсированных системах типа металл — углерод, металл — бор и т. д. плотности шихты стехиометрического состава и конечного продукта различаются незначительно. В связи с различием теплоемкостей и теплопроводностей шихты и продуктов в уравнении (4) использовали линейную аппроксимацию $\bar{c} = c_1(1 - \eta_1) + c_2(\eta_1 - \eta_2) + c_3\eta_2$, $\bar{\lambda} = \lambda_1(1 - \eta_1) + \lambda_2(\eta_1 - \eta_2) + \lambda_3\eta_2$.

Задачу (1) — (6) решали численно с применением конечно-разностных методов. Уравнения кинетики (2), (3) интегрировали методом Рунге — Кутты 4-го порядка. Двумерное нелинейное уравнение теплопроводности с источником (1) решили с помощью консервативной неявной разностной схемы порядка 0 ($h^2 + \Delta \tau$), используя метод расщепления по направлениям [16, 17].

Исходные данные

Как отмечено выше, по внешнему проявлению (скорость горения, температурный профиль) различные режимы горения при протекании двухстадийной реакции мало отличаются друг от друга и от одностадийной реакции. При калориметрических измерениях тепловой эффект представляет собой суммарную величину $Q = Q_1 + Q_2$, а энергия активации E относится к ведущей стадии процесса горения. Для большинства систем типа тугоплавкий металл (Ti, Zr, Ta, Nb) — бор или углерод теплота образования продукта (борида, карбида) находится в пределах 2500 — 4000 кДж/кг [18], $T_{ад} = 2500 \div 3000$ К.

При пористости исходной смеси и продукта 50 % характерны значения теплофизических параметров $\rho = 2 \cdot 10^3$ кг/м³, $c_0 \approx 10^3$ Дж/(кг · К), $\lambda_0 \approx 15$ Вт/(м · К) [13]. В связи с этим примем $T_0 = 300$ К, $T_{ад} = 3000$ К, $Q = 2700$ кДж/кг. При СВС тугоплавких соединений $E = 120 \div 300$ кДж/моль [19, 20 и др.], что совпадает с областью значений энергии активации твердофазной диффузии в слое продукта [21]. В качестве характерного значения выберем $E = 170$ кДж/моль для соединения TiB₂ [21, 22]. Типичное значение скорости горения систем металл — углерод, металл — бор $u \approx 1$ см/с.

В случае одностадийной реакции $A_1 \rightarrow A_2$ из формулы Зельдовича — Франк-Каменецкого

$$u^2 = \frac{(2-n)\lambda_0}{\rho_0 c_0} \int_{T_0}^{T_{ад}} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) dT$$

при указанных значениях параметров следует $k \approx 10^5$ 1/с, тогда $r = kt_0 \exp[-E/(RT_M)] \approx 100t_0$, т. е. $t_p = 10^{-2}$ с. Полагая $t_0 = 10t_p = 0,1$ с, $X_0 = Y_0 = 2$ мм, получим следующие значения безразмерных комплексов: $\beta = 0,147$, $\xi = 6,134$, $v_x = v_y = 0,1875$, $S = 1$.

Критерий $\mu = 9,1\gamma - 2,5\beta$ [23], характеризующий горение для одностадийной реакции, находится вблизи границы стационарного и автоколебательного режимов ($\mu = 1,1$).

Рассмотрим двухстадийную реакцию $A_1 \rightarrow A_2 \rightarrow A_3$, протекающую с примерно теми же параметрами: наблюдаемой энергией активации, тепловыделением и скоростью горения. В режиме слияния ($0,5 < \sigma_E < 1$ [3]) скорость горения определяется первой реакцией, имеющей наибольшую энергию активации, и суммарным тепловыделением [1]. При этом $E_1 = E = 170$ кДж/моль, $Q = Q_1 + Q_2 = 2700$ кДж/кг, $k_1 \sim 10^5$ 1/с, $r_1 = 10$ (при $t_0 = 0,1$ с). Приняв $\sigma_E = 0,7$, $\sigma_Q = 0,3$, $\sigma_k = 0,97$, получим $E_2 = 72,9$ кДж/моль, $\beta = 0,103$, $\xi = 8,76$, $r_2 = 15$.

В режиме управления, когда $(\sigma_Q + \sigma)/(1 + \sigma_Q + 2\sigma) < \sigma_E < 0,5$, где $\sigma = T_0/\Delta T_0$ [3], скорость горения определяется второй реакцией, протекающей с ее же тепловым эффектом при адиабатической температуре [1]. В этом случае наблюдаемая энергия активации относится ко второй реакции: $E_2 = E = 170$ кДж/моль. При $\sigma_E = 0,3$, $\sigma_Q = 0,05$, $\sigma_k = 0,5$ [1] имеем $E_1 = 72,9$ кДж/моль, $k_2 = 9 \cdot 10^4$ 1/с, $\beta = 0,103$, $\xi = 8,76$, $r_2 = 10$, $r_1 = 490$.

В режиме отрыва ($0 < \sigma_E < (\sigma_Q + \sigma)/(1 + \sigma_Q + 2\sigma)$ [3]) скорость волны горения соответствует ситуации, когда идет только первая реакция с ее температурой и тепловыделением [1]. Наблюдаемая энергия активации относится ко второй реакции, протекающей в режиме индукции: $E_2 = E = 170$ кДж/моль. Принимая $\sigma_E = 0,3$, $\sigma_Q = 0,7$ [1], $\sigma_k = 0,1$, получим $k_1 \approx 10^4$ 1/с, $r_1 = 10$, $r_2 = 2$, а значения β и ξ — те же, что и в предыдущих случаях.

При использовании высокоскоростной струи воды для охлаждения горящего образца коэффициент теплообмена α на границе $Y = 0$ достигает $\approx 10^5$ Вт/(м² · К) [13], толщина образца 2 мм.

Результаты и их обсуждение

Скорости горения для всех рассматриваемых режимов близки. Профили температуры в режимах слияния и управления для двух- и одностадийной реакций практически не отличаются друг от друга. В режиме отрыва температура в волне горения изменяется более плавно по сравнению с предыдущими случаями. Для двухстадийной реакции в режимах управления и отрыва характерно наличие заметного слоя промежуточного продукта. Среднюю толщину этого слоя ΔX_2 оценивали по размеру области промежуточного продукта, в которой его концентрация составляет 1/2 от максимальной. В режиме отрыва $\Delta X_2 \approx 1,6$ мм с максимальной концентрацией $a_2 < 0,8$. В режиме управления доля промежуточного продукта близка к единице в слое толщиной $\approx 0,85$ мм.

В режиме слияния вещество A_2 наблюдается в небольшом количестве ($a_2 \leq 0,2$) в зоне шириной $\approx 0,5$ мм. Это обусловлено тем, что в режиме слияния, в отличие от режимов управления и отрыва, реакция II протекает быстрее реакции I, поскольку она имеет меньшую энергию активации и большее тепловыделение. Результаты численного исследования закалки горящего образца при протекании двухстадийной реакции приведены на рис. 1—3 (указанное на рисунках время отсчитывается от момента начала охлаждения образца). Изменение положения и формы фронта реакций I и II при закалке удобно описывать величинами

$$\omega_{1,2}(Y, t) = \int_0^L \eta_{1,2}(X, Y, t) dX, \text{ имеющими размерность длины (см. рис. 1).}$$

Режим слияния. Установлено, что при закалке образца, горящего в режиме слияния при протекании двухстадийной реакции, расстояние между фронтами реакций I и II уменьшается в ≈ 4 раза на неохлаждаемой поверхности (рис. 1, а). На охлаждаемой поверхности (при $Y = 0$) фиксируется первоначальное положение фронтов реакций. В глубине образца продолжается горение. Первая реакция останавливается быстрее,

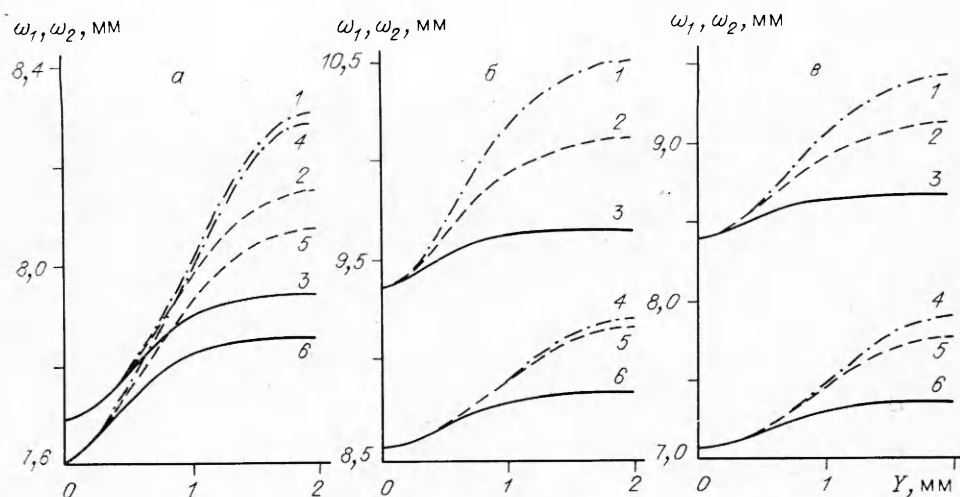


Рис. 1. Положение фронтов реакций I (ω_1) и II (ω_2) при закалке для режимов слияния (а), управления (б) и отрыва (в).
1—3 — ω_2 , 4—6 — ω_1 ; t, c : 3, 6 — 0,025; 2, 5 — 0,05 (а, б) и 0,075 (в); 1, 4 — 0,6.

чем вторая, и при этом промежуточный продукт расходуется. На рис. 2, а видно, что на охлаждаемой поверхности объемная доля промежуточного продукта уменьшается — от 0,194 до 0,18. По мере удаления от охлаждаемой поверхности концентрация промежуточного продукта резко уменьшается до 0,04 при $Y=2$ мм. Средняя ширина области, содержащей продукт A_2 , составляет $\approx 0,4$ мм. Следовательно, обнаружить промежуточный продукт после закалки весьма трудно — его концентрация в 5 раз меньше, чем было в волне горения до гашения.

В режимах управления и отрыва первая реакция имеет меньшую энергию активации и протекает быстрее реакции II. В связи с этим при

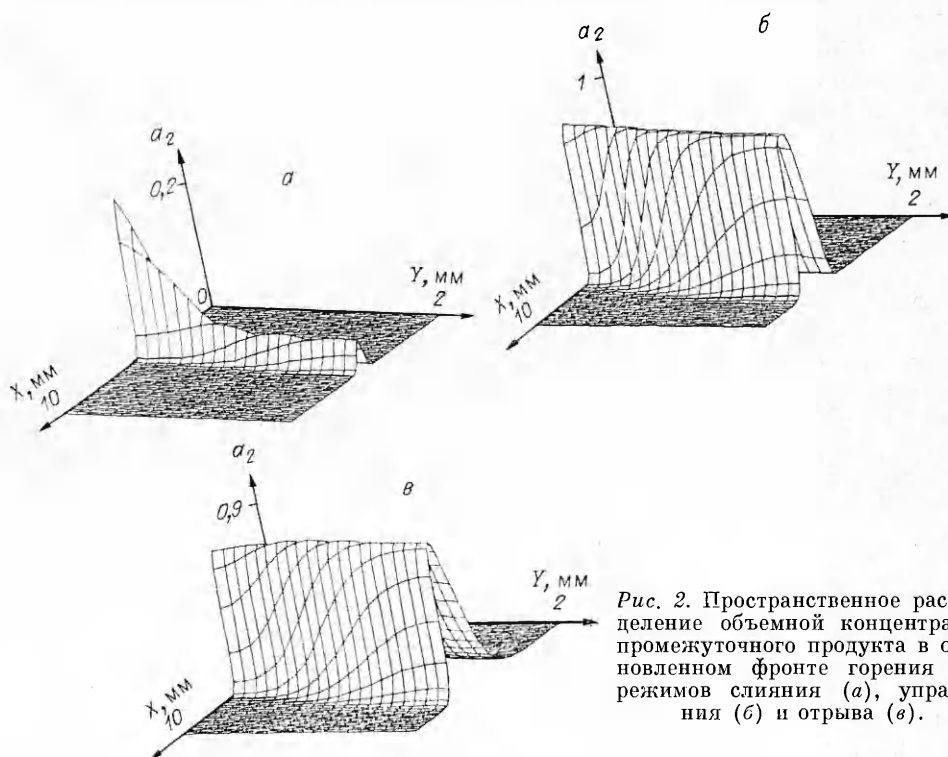


Рис. 2. Пространственное распределение объемной концентрации промежуточного продукта в остановленном фронте горения для режимов слияния (а), управления (б) и отрыва (в).

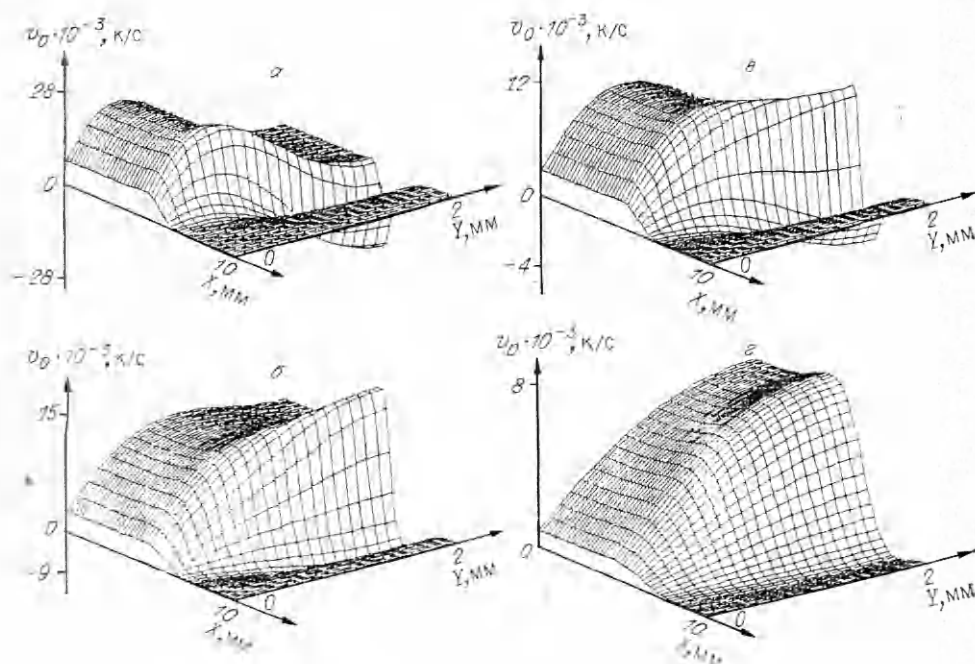


Рис. 3. Пространственное распределение скорости падения температуры v_0 при закалке образца, горящего в режиме управления.
 t, c : а — 0,025, б — 0,05, в — 0,075, г — 0,15.

закалке СВС-образца распределение промежуточного продукта качественно изменяется.

Режим управления. При закалке на охлаждаемой стороне образца ($Y=0$) фиксируется положение фронтов реакций I и II в волне горения. На неохлаждаемом краю ($Y=2$ мм) от момента начала закалки до полного прекращения горения фронт первой реакции проходит расстояние в $\approx 2,5$ раза большее, чем фронт реакции II (рис. 1, б). Это связано с тем, что вторая реакция прекращается быстрее первой из-за большей величины E . Установлено, что концентрация промежуточного продукта $a_2 \approx 1$ и постоянна по ширине образца, средняя толщина слоя промежуточного продукта на неохлаждаемом краю образца $\Delta X_2 \approx 1,3$ мм (рис. 2, б).

Скорость падения температуры $v_0 = -\partial T / \partial t$ уменьшается с увеличением времени охлаждения образца — от $2,75 \cdot 10^4$ при $t=0,025$ с до $8 \cdot 10^3$ К/с при $t=0,15$ с (см. рис. 3). При этом область с максимальным значением скорости охлаждения смещается в глубь образца и достигает неохлаждаемого края при $t \approx 0,05$ с от момента начала закалки. Отрицательное значение v_0 соответствует нагреву вещества в областях, где еще продолжается тепловыделение из-за протекания химических реакций. В режимах слияния и отрыва эволюция пространственного распределения v_0 и значения температуры в различные моменты времени близки к наблюдаемым в режиме управления.

Таким образом, при закалке СВС-образца с двухстадийным взаимодействием компонентов, протекающим в режиме управления, фиксируется заметное количество промежуточного вещества A_2 .

В режиме отрыва имеется относительно толстый слой промежуточного продукта. При закалке этого режима незначительно увеличивается толщина слоя промежуточного продукта на неохлаждаемом краю образца по сравнению с охлаждаемой поверхностью. Две реакции прекращаются почти одновременно (см. рис. 1, в). На рис. 2, в видно, что концентрация промежуточного продукта на неохлаждаемой поверхности несколько растет от 0,8 до 0,9, и его легко зафиксировать микроструктурным, рентгенофазовым и другими методами анализа.

Таким образом, численные исследования показали, что метод высокоскоростного охлаждения СВС-образца позволяет зафиксировать заметное количество промежуточного продукта при наличии в волне СВС двухстадийной реакции, протекающей в режиме управления или отрыва. Следовательно, метод ОФГ, обеспечивающий $\alpha \geq 10^5$ Вт/(м² · К) на охлаждаемой поверхности (импактная струя воды), дает возможность определить механизм фазо- и структурообразования при СВС. В режиме слияния количество промежуточного продукта, фиксируемого при закалке, незначительно. В этом случае определение механизма взаимодействия в волне СВС с использованием ОФГ зависит от чувствительности методов анализа закаленного образца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хайкин Б. М., Филоненко А. К., Худяев С. И. Распространение пламени при протекании в газе двух последовательных реакций // *ФГВ.*— 1968.— 4, № 4.— С. 591—600.
2. Korman H. F. Theoretical modelling of coal flames // *Combust. Sci. Technol.*— 1970.— 2, N 2, 3.— P. 149—159.
3. Берман В. С., Рязанцев Ю. С. Асимптотический анализ стационарного распространения фронта двухстадийной последовательной экзотермической реакции // *ПМТФ.*— 1973.— № 1.— С. 75—88.
4. Joulín G., Clavin P. Asymptotic analysis of a premixed laminar flame governed by a two-step reaction // *Combust. Flame.*— 1975.— 25, N 3.— P. 389—392.
5. Kapila A. K., Ludford G. S. Two-step sequential reactions for large activation energies // *Ibid.*— 1977.— 29, N 2.— P. 167—176.
6. Хайкин Б. М., Филоненко А. К., Худяев С. И. и др. Стадийное горение пелетующих легкодиспергирующих веществ // *ФГВ.*— 1973.— 9, № 2.— С. 169—185.
7. Берман В. С., Рязанцев Ю. С., Шевцова В. М. Нестационарное распространение двухстадийной последовательной реакции в ж-фазе // Там же.— 1981.— 17, № 6.— С. 72—77.
8. Ивлева Т. П., Кришеник П. М., Мержанов А. Г. и др. О неединственности установившегося режима горения разбавленных безгазовых составов // *Хим. физика.*— 1983.— № 9.— С. 1259—1265.
9. Вольперт В. А., Кришеник П. М. Устойчивость распространения двухстадийной волны горения в режиме управления // *ФГВ.*— 1986.— 22, № 2.— С. 24—31.
10. Некрасов Е. А., Тимохин А. М. Неединственность стационарного режима горения при протекании последовательной реакции с эндотермической стадией // Там же.— 1984.— 20, № 3.— С. 17—23.
11. Боровиков М. Б., Бутовой И. А., Гольдшлегер У. И. и др. Неединственность стационарных режимов распространения волны горения в системах с последовательными экзо- и эндотермическими реакциями // *Докл. АН СССР.*— 1983.— 272, № 2.— С. 327—331.
12. Мержанов А. Г., Рогачев А. С., Мукасян А. С. и др. МакрокINETИКА структурных превращений при безгазовом горении смесей порошков титана и углерода // *ФГВ.*— 1990.— 26, № 1.— С. 104—119.
13. Хусид Б. М., Хина Б. Б., Баштовая Е. А. Численное исследование тепловых процессов при закалке вещества в волне СВС // Там же.— 1991.— 27, № 6.
14. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
15. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1987.
16. Самарский А. А. Введение в численные методы.— М.: Наука, 1987.
17. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем.— М.: Наука, 1971.
18. Кубашевский О., Олжок С. Б. Металлургическая термехимия.— М.: Металлургия, 1980.
19. Кирдяшкин А. И., Максимов Ю. М., Некрасов Е. А. О механизме взаимодействия титана с углеродом в волне горения // *ФГВ.*— 1981.— 17, № 4.— С. 33—36.
20. Зенин А. А., Мержанов А. Г., Нерсисян Г. А. Исследование структуры тепловой волны в СВС-процессах (на примере синтеза боридов) // Там же.— 1981.— 17, № 1.— С. 79—90.
21. Самсонов Г. В., Виницкий И. М. Тугоплавкие соединения.— М.: Металлургия, 1976.
22. Некрасов Е. А. Теория диффузионного горения гетерогенных систем с конденсированными продуктами: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук.— Томск, 1990.
23. Шкадинский К. Г., Хайкин Б. И., Мержанов А. Г. Распространение пульсирующего фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // *ФГВ.*— 1971.— 7, № 1.— С. 19—28.

г. Минск

Поступила в редакцию 28/VIII 1991