

держит пары кремния и, возможно, газообразные соединения кремния с азотом, которые конденсируются в более холодных участках зоны прогрева и образуют в присутствии  $N_2$  зародыши новой фазы ( $\alpha-Si_3N_4$ ). Везде рост кристаллов нитрида кремния идет по механизму ПЖК: пары кремния конденсируются и гетерогенно реагируют с азотом на вершинах кристаллов  $Si_3N_4$ .

Предложенная модель в состоянии непротиворечиво объяснить имеющиеся к настоящему времени экспериментальные факты и закономерности образования  $Si_3N_4$  в волне горения. Более того, анализ причин, приводящих к реализации указанного механизма структурообразования, позволяет предположить о его возможном распространении на другие системы, где при горении наблюдается малая растворимость азота в исходном однофазном компоненте и область гомогенности конечных продуктов узка. К таким прежде всего могут быть отнесены системы бор — азот, алюминий — азот и др. Последующие исследования подтвердили применимость основных выводов, системы оценок и аргументаций для весьма широкого класса реагирующих составов с указанными выше признаками.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мержанов А. Г. // Физическая химия. Современные проблемы/Под ред. Я. М. Колотыркина.— М.: Химия, 1983.
2. Мукасян А. С., Мартыненко В. М., Мержанов А. Г. и др. ФГВ, 1986, 12, 5, 43.
3. Рыклие Э. А., Болгар А. С., Фесенко Б. В. Порошковая металлургия, 1969, 1, 92.
4. Андриевский Р. А., Спивак И. И. Нитрид кремния и материалы на его основе.— М.: Металлургия, 1984.
5. Гиваргизов Е. И. Рост нитевидных и пластинчатых кристаллов из пара.— М.: Наука, 1977.
6. Аммер С. А., Постников В. С. Нитевидные кристаллы.— Воронеж, 1974.
7. Biswas S. K. High Temperature — High Pressure, 1980, 12, 1, 81.
8. Хирс Д., Паунд Г. Испарение и конденсация.— М.: Металлургия, 1966.
9. Moulson A. J. Mater. Sci., 1979, 5, 1617.
10. Wagner R. S., Ellis W. C. Appl. Phys. Letters, 1964, 4, 89.
11. Dawson L. R. // Progress in Solid State Chem/Ed. H. Reiss.— Perg. Press, 1972.
12. Грибков В. Н., Исайкин А. С., Щетанов Б. В. и др. Физическая химия обработки металлов, 1973, 3.
13. Исайкин А. С., Грибков В. Н., Щетанов Б. В. и др. // Высокотемпературные карбиды.— Киев: Наук. думка, 1975.

*п. Чернооголовка*

*Поступила в редакцию 5/IV 1988,  
после доработки — 26/VII 1988*

УДК 536.46

*Б. С. Сеплярский, К. Ю. Воронин*

#### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ ВТОРОГО РОДА ПРИ ПРОТЕКАНИИ ДВУХ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКИХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ

В связи с проблемой получения тугоплавких соединений в волне горения методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) [1], а также для определения характеристик зажигания конценсированных систем с многостадийным превращением исследуются закономерности распространения волн горения в конденсированной среде, когда температура горения  $T_3$  заранее известна и не совпадает с адиабатической температурой горения  $T_T$  исходных компонентов. По классификации волн горения [1] это элементарная модель горения 2-го рода, для которой скорость горения определяется неполным превращением

© 1990 Сеплярский Б. С., Воронин К. Ю.

вещества в зоне реакции. Неполнота превращения связана с некоторыми физико-химическими процессами (например, плавление, диссоциация), резко уменьшающими скорость тепловыделения и препятствующими поступлению тепла от более высокотемпературных зон.

Характеристики волн горения 2-го рода необходимы также для расчетов параметров зажигания. Это следует из результатов работы [2], где предложен волновой механизм образования квазистационарной зоны химической реакции при зажигании конденсированного вещества накаленной поверхностью.

В предлагаемой работе авторами рассмотрена одномерная задача о распространении волны горения 2-го рода по нелетучему взрывчатому веществу, способному к двухстадийному последовательному превращению  $A \rightarrow B \rightarrow C$ . Считаем, что в результате реакций образуются только конденсированные продукты. Для упрощения выкладок и наглядности физического результата пренебрежем зависимостью скоростей реакции  $W$  от глубины превращения  $\eta$ , положим, что обе реакции нулевого порядка. Система уравнений, описывающая процесс с соответствующими граничными условиями, имеет вид

$$u \frac{dT}{dx} = \kappa \frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{Q_1}{c_p} W_1(T) + \frac{Q_2}{c_p} W_2(T), \quad (1)$$

$$u \frac{d\eta_a}{dx} = W_1(T), \quad (2)$$

$$u \frac{d}{dx}(\eta_a - \eta_c) = W_1(T) - W_2(T), \quad (3)$$

$$u \frac{d\eta_c}{dx} = W_2(T). \quad (4)$$

Граничные условия:

$$x = -\infty: T = T_n, \quad dT/dx = 0, \quad \eta_a = \eta_c = 0,$$

$$x = +\infty: T = T_3, \quad dT/dx = 0, \quad \eta_a = \eta_1, \quad \eta_c = \eta_2.$$

Здесь  $T$  — температура;  $x$  — координата;  $W_i(T) = k_{i0} \exp(-E_i/RT)$  — скорость  $i$ -й химической реакции;  $Q_i$ ,  $k_{i0}$  и  $E_i$  — тепловой эффект, предэкспоненциальный множитель и энергия активации  $i$ -й реакции;  $u$  — линейная скорость распространения волны;  $\eta_a$  и  $\eta_c$  — глубины превращения по реакциям 1 и 2;  $T_n$  — начальная температура исходного вещества;  $T_3$  — температура горения;  $\eta_1$  и  $\eta_2$  — конечные глубины превращения при  $T_3$ ;  $c_p$  и  $\kappa$  — теплоемкость и коэффициент температуропроводности среды;  $R$  — универсальная газовая постоянная; индексы 1 и 2 относятся к реакциям 1 и 2 соответственно.

В работах [3, 4] подробно рассмотрена задача о распространении стационарной волны горения с адиабатической температурой горения ( $T_3 = T_r = T_n + (Q_1 + Q_2)/c_p$  и  $\eta_1 = \eta_2 = 1$ ) при последовательном превращении исходного вещества. Установлено, что распространение волны горения может реализоваться в трех режимах: отрыв, управление и слияние. Сформулирован принцип средних, с помощью которого отбираются уравнения для вычисления скорости распространения волны химического превращения [3].

Основное отличие предлагаемой работы от [3, 4] состоит в том, что здесь возможно неполное превращение по реакциям 1 и 2 (в состав продукта горения могут входить сразу все три вещества). Температура горения — параметр независимый, а степени выгорания исходного вещества и промежуточного продукта находятся из решения задачи. Это приводит к тому, что результаты [3, 4] нельзя непосредственно применить к волнам горения 2-го рода, а их исследование представляет самостоятельную задачу.

Проинтегрируем исходную систему (1) — (4) по всему пространству от  $-\infty$  до  $+\infty$  и определим связь между конечными глубинами превращения  $\eta_1$  и  $\eta_2$  и температурой  $T_3$ :

$$T_3 = T_n + \frac{Q_1}{c_p} \eta_1 + \frac{Q_2}{c_p} \eta_2. \quad (5)$$

Видно, что одна и та же величина  $T_3$  может отвечать бесчисленному множеству  $\eta_1$  и  $\eta_2$ , т. е. нет однозначной связи между  $T_3$  и  $\eta_1$ ,  $\eta_2$ , как это имело место в случае одной реакции. Конкретные значения  $\eta_1$  и  $\eta_2$  можно определить только из решения системы (1) — (4).

Для удобства анализа исходных уравнений разобьем весь температурный интервал на низкотемпературную ( $T_3 < T_1$ ) и высокотемпературную ( $T_1 < T_3 < T_r$ ) области.

**Низкотемпературная область** ( $T_3 < T_1 = T_n + Q_1/c_p$ ). Для таких значений  $T_3$  невозможно полное выгорание исходного вещества. С другой стороны,  $T_3$  может поддерживаться теплом только реакции 1 или сразу двумя в зависимости от параметров задачи. Невозможность полного превращения исходного вещества накладывает ограничения на структуру тепловой волны — зоны химических реакций не могут разделиться в пространстве, т. е. вторая реакция может протекать только там, где идет первая.

Рассмотрим только тот случай, когда энергия активации химической реакции много больше тепловой энергии молекул ( $E/RT \gg 1$ ); функция  $\exp(-E/RT)$  заметно отлична от нуля лишь в узкой области вблизи максимальной температуры. Это позволит при решении системы (1) — (4) пользоваться методом Зельдовича — Франк-Каменецкого [5]. В соответствии с этим в зоне инертного прогрева пренебрегаем химическим источником, а в зоне тепловыделения — конвективным членом  $u \frac{dT}{dx}$ . С учетом сказанного выше нетрудно вычислить поток тепла  $q_n$  из зоны тепловыделения, где протекают сразу обе реакции ( $A \rightarrow B \rightarrow C$ ):

$$q_n^2 = \frac{2 \times Q_1 R T_3^2 W_1(T_3)}{c_p \bar{x}_1} \left[ 1 + \Phi \frac{Q_2 W_2(T_3)}{Q_1 W_1(T_3)} \right] (c_p \rho)^2.$$

Скорость распространения волны химического превращения определяется из выражения

$$u_n = q_n / [c_p \rho (T_3 - T_n)],$$

где

$$\begin{aligned} \Phi &= E_1/E_2, \text{ если } E_1 < E_2, \\ \Phi &= 1, \text{ если } E_1 > E_2. \end{aligned}$$

Такой вид функции  $\Phi$  отражает специфику последовательных реакций, т. е. ширина зоны реакции 2 не может быть шире зоны тепловыделения реакции 1.

Введем понятие ширины зоны химической реакции  $x_n$ . Для этого аппроксимируем каждый химический источник тепла эквивалентными по площади прямоугольниками, высоту которых выберем равной максимальному значению каждого источника тепловыделения при  $T_3$  [6]. Учитывая также, что химическая реакция сосредоточена в одном температурном интервале  $RT_3^2/E_i$  вблизи максимальной температуры, можно определить отношение ширин зон тепловыделения

$$x_2/x_1 = \sqrt{\Phi}.$$

Тогда размер эффективной зоны тепловыделения  $x_n$  определяется равенством

$$x_n^2 = \frac{2 \kappa c_p R T_3^2 \{1 + \Phi Q_2 W_2(T_3) / [Q_1 W_1(T_3)]\}}{Q_1 E_1 W_1(T_3) \{1 + \sqrt{\Phi} Q_2 W_2(T_3) / [Q_1 W_1(T_3)]\}^2}.$$

Аналогичные преобразования сделаем в уравнениях сохранения массы. Проинтегрируем (2) и (4) по зоне тепловыделения и разделим друг на друга. Получим связь между глубинами превращения

$$\frac{\eta_2}{\eta_1} = \sqrt{\Phi} \frac{W_2(T_3)}{W_1(T_3)}. \quad (6)$$

Подставив (6) в (5), определим степень выгорания исходного компонента

$$\eta_1 = \frac{c_p(T_3 - T_H)}{Q_1 \{1 + \sqrt{\varphi} Q_2 W_2(T_3) / [Q_1 W_1(T_3)]\}}.$$

Таким образом, величины  $u_n$ ,  $q_n$  и  $x_n$  зависят от кинетики и теплового эффекта обеих реакций. Такая волна не может быть описана ни одним из известных режимов отрыва, управления и слияния [3]. Назовем этот режим протекания процесса переходным.

Нетрудно заметить, что имеют место два предельных случая в зависимости от скоростей тепловыделения реакций 1 и 2 при заданной  $T_3$ :

1. Пусть  $T_3$  такое, что  $W_2(T_3) \gg W_1(T_3)$  (компонент В расходуется сразу после своего появления). Тогда распространение тепловой волны реализуется в режиме слияния. Параметры волны зависят от кинетики реакции 1 и суммарного теплового эффекта обеих реакций:

$$q_c^2 = \frac{2\kappa(Q_1 + Q_2)RT_3^2 W_1(T_3)(c_p \rho)^2}{c_p E_1},$$

$$u_c = \frac{q_c}{c_p \rho (T_3 - T_H)}, \quad x_c^2 = \frac{2\kappa c_p RT_3^2}{(Q_1 + Q_2) E_1 W_1(T_3)},$$

$$\eta_1 = \eta_2 = \frac{c_p(T_3 - T_H)}{Q_1 + Q_2}.$$

Переход от режима слияния в переходный режим или наоборот имеет четкую границу. Определим температуру  $T_{сп}$ , разделяющую режимы, из условия  $W_1(T_3) = \varphi W_2(T_3)$ :

$$\lg \left( \varphi \frac{k_{20}}{k_{10}} \right) = \frac{E_2 - E_1}{2,3RT_{сп}}. \quad (7)$$

2. Теперь предположим, что  $W_1(T_3) \gg W_2(T_3)$ . Тепловыделение от реакции 2 практически не влияет на процесс. Тогда параметры волны зависят от кинетики и теплового эффекта реакции 1. Распространение волны химического превращения реализуется в режиме отрыва

$$q_{по}^2 = \frac{2\kappa Q_1 RT_3^2 W_1(T_3)(c_p \rho)^2}{c_p E_1},$$

$$u_{по} = \frac{q_{по}}{c_p \rho (T_3 - T_H)}, \quad x_{по}^2 = \frac{2\kappa c_p RT_3^2}{Q_1 E_1 W_1(T_3)},$$

$$\eta_1 = \frac{c_p(T_3 - T_H)}{Q_1}, \quad \eta_2 \approx 0.$$

В низкотемпературной области ( $T_3 < T_1$ ) режим отрыва имеет принципиальное отличие от такового, рассмотренного в [3], где зоны тепловыделения обеих реакций разнесены в пространстве и между ними нет теплового взаимодействия. В нашем случае обе реакции идут в общей зоне тепловыделения, только вклад тепла от второй реакции настолько мал, что это никак не сказывается на скорости распространения волны химического превращения. Чтобы отличить такую особенность, назовем этот режим псевдоотрывом.

Для всех возможных значений параметров  $u_n > u_{по}$ . Чем меньше вклад тепла от второй реакции, тем ближе значение  $u_n$  к  $u_{по}$ . Будем считать, что когда вклад тепла второй реакции будет составлять меньше 1% от общего тепловыделения, то процесс распространения тепловой волны будет происходить в режиме псевдоотрыва. Температуру  $T_{пн}$ , разделяющую режимы, определим из соотношения

$$\lg(k_{20}/k_{10}) = \lg[0,01Q_1/(\varphi Q_2)] + (E_2 - E_1)/(2,3RT_{пн}). \quad (8)$$

Таким образом, в низкотемпературной области  $T_3 < T_1$  процесс распространения волны химического превращения может протекать только в трех

режимах (псевдоотрыв, слияние и переходный). Структура волны во всех режимах одинакова и имеет одну зону тепловыделения.

**Высокотемпературная область 2** ( $T_1 < T_3 < T_r$ ). В отличие от низкотемпературной области здесь тепла только от реакции 1 уже не хватает, и для поддержания  $T_3$  необходимо совместное выгорание исходного вещества и промежуточного продукта. При определенных значениях параметров возможно полное выгорание исходного вещества, а это дает возможность для существования режима управления. Структура тепловой волны имеет две зоны тепловыделения, разнесенные в пространстве и взаимодействующие между собой. В режиме управления параметры волны горения определяются кинетикой и тепловым эффектом реакции 2:

$$q_y^2 = \frac{2\kappa Q_2 RT_3^2 W_2(T_3)(c_p \rho)^2}{c_p E_2},$$

$$u_y = \frac{q_y}{c_p \rho (T_3 - T_1)}, \quad x_y^2 = \frac{2\kappa c_p RT_3^2}{Q_2 E_2 W_2(T_3)},$$

$$\eta_1 = i, \quad \eta_2 = \frac{c_p (T_3 - T_1)}{Q_2}.$$

Если при изменении параметров процесса расстояние между зонами реакций станет таким, что теплового взаимодействия между ними практически не будет, то распространение волны горения описывается режимом отрыва:

$$q_0^2 = \frac{2\kappa Q_1 RT_1^2 W_1(T_1)(c_p \rho)^2}{c_p E_1},$$

$$u_0 = \frac{q_0}{c_p \rho (T_1 - T_H)}, \quad x_0^2 = \frac{2\kappa c_p RT_1^2}{Q_1 E_1 W_1(T_1)},$$

$$\eta_1 = i, \quad \eta_2 = \frac{c_p (T_3 - T_1)}{Q_2}.$$

Температуру  $T_{y0}$ , соответствующую переходу из режима отрыва в режим управления, вычислим из условия  $u_0 = u_y$ , тогда

$$\lg \frac{k_{20}}{k_{10}} = \lg \left[ \frac{Q_1 E_2}{Q_2 E_1} \left( \frac{T_1}{T_{y0}} \right)^2 \left( \frac{T_{y0} - T_1}{T_1 - T_H} \right)^2 \right] - \frac{E_2}{2,3RT_1} + \frac{E_1}{2,3RT_{y0}}. \quad (9)$$

Аналогичным образом можно подобрать параметры процесса так, что расстояние между зонами тепловыделения будет равняться нулю.

Анализ показывает, что между режимами слияния (определяется кинетикой реакции 1) и управления (определяется кинетикой реакции 2) должен быть режим, зависящий от кинетики сразу обеих реакций. Это есть ранее введенный переходный режим протекания процесса. Температуру  $T_{уп}$ , при которой осуществляется переход из режима управления в переходный, вычислим из условия  $u_{п} = u_y$ :

$$\lg \frac{k_{20}}{k_{10}} = \lg \left\{ \frac{Q_1}{Q_2} \left[ \frac{E_1}{E_2} \left( \frac{T_{уп} - T_1}{T_{уп} - T_i} \right)^2 - \varphi \right] \right\} + \frac{E_2 - E_1}{2,3RT_{уп}}. \quad (10)$$

Таким образом, в высокотемпературной области распространение волны может протекать в режимах отрыва, управления, переходном и слияния. Возможны две структуры волны: с одной зоной тепловыделения и с двумя.

Как отмечалось выше, знание параметров волны горения 2-го рода имеет решающее значение для вычисления основных характеристик процесса зажигания при граничных условиях 1-го рода [2]. Поэтому проиллюстрируем наиболее характерные переходы из режима в режим в зави-

симости от значения  $T_3$ . Для удобства введем безразмерные величины:

$$\theta_H = \frac{E_1(T_H - T_3)}{RT_3^2}, \quad \omega_i = \frac{x_p}{\kappa} u_i, \quad x_p^2 = \frac{c_p \kappa RT_3^2}{Q_1 E_1 W_1(T_3)}, \quad \beta = \frac{RT_3}{E_1},$$

$$P = \frac{Q_2}{Q_1}, \quad L = \frac{E_2}{E_1}, \quad K = \frac{W_2(T_3)}{W_1(T_3)}, \quad \gamma = \frac{c_p RT_3^2}{Q_1 E_1}, \quad \zeta_1 = \frac{E_1(T_1 - T_3)}{RT_3^2}.$$

Тогда выражения для скоростей распространения волны в режимах псевдоотрыва, переходном, слияния, управления и отрыва соответственно примут вид:

$$\omega_{по} = \sqrt{2}/|\theta_H|, \quad (11)$$

$$\omega_H = \sqrt{2(1 + \varphi PK)}/|\theta_H|, \quad (12)$$

$$\omega_c = \sqrt{2(1 + P)}/|\theta_H|, \quad (13)$$

$$\omega_y = \sqrt{2PK/L}/|\theta_1|, \quad (14)$$

$$\omega_o = \sqrt{2} \frac{1 + \beta\theta_1}{\theta_1 - \theta_H} \exp\left[\frac{\theta_1}{2(1 + \beta\theta_1)}\right]. \quad (15)$$

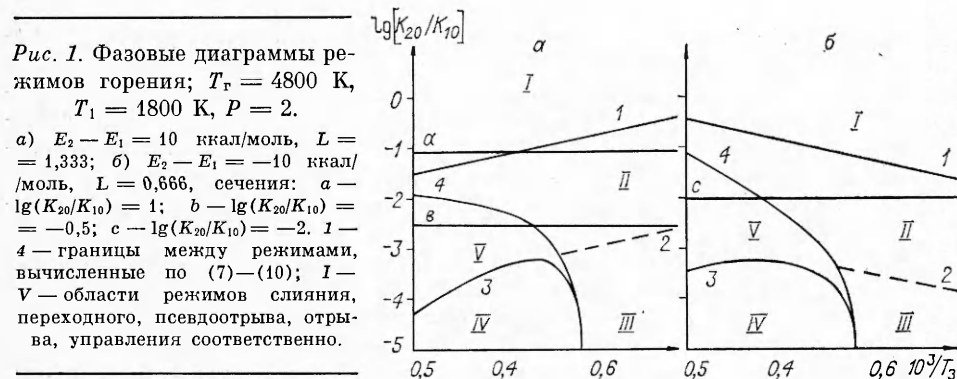
Анализ удобно проводить при помощи фазовой диаграммы режимов горения, представленной на рис. 1, а, б. Видно, что существуют области  $I-V$ , где реализуется определенный режим протекания процесса распространения тепловой волны. Варьирование тепловыми эффектами и энергиями активаций химических реакций не приводит к качественному изменению местоположения областей, а только количественно влияет на их размеры. Если во всем диапазоне изменения температур параметр  $K$  остается много больше единицы  $K - 1 > 0$ , то реализуется только режим слияния; при  $K - 1 < 0$  режимы отрыва ( $T_3 > T_1$ ) и псевдоотрыва ( $T_3 < T_1$ ). Наибольший интерес представляет случай, когда при изменении температуры горения неравенство меняет свой знак. Тогда возможны переходы из одного режима горения в другой. Это означает, что кривые скоростей реакций при изменении  $T_3$  пересекаются. Направления переходов с ростом температуры горения однозначно определяются соотношением энергий активаций первой и второй реакций.

При  $E_2 > E_1$  с ростом  $T_3$  параметр  $K$  увеличивается ( $\frac{dK}{dT_3} > 0$ ). Поэтому необходимым и достаточным условием для смены режимов является выполнение следующих неравенств:

$$T = T_*: W_1(T_*) > W_2(T_*),$$

$$T = T_r: W_1(T_r) < W_2(T_r),$$

где  $T_*$  — минимальная температура, при которой возможна стационарная волна горения [7].



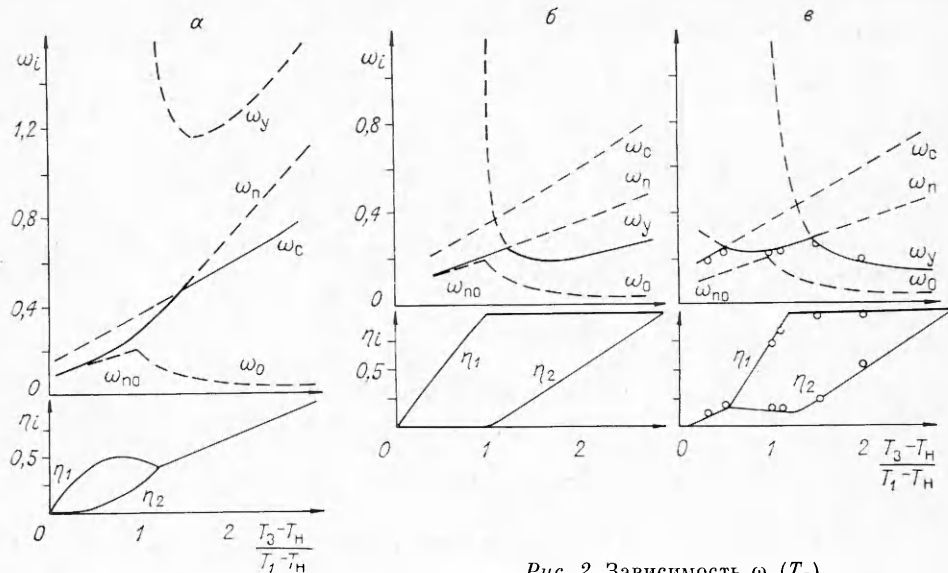


Рис. 2. Зависимость  $\omega_i(T_3)$ .

На рис. 2, а сплошной линией показано изменение скорости фронта для параметров процесса, отвечающих сечению а на рис. 1, а. Здесь реализуется переход: псевдоотрыв ( $\omega = \omega_{no}$ ) → переходный ( $\omega = \omega_n$ ) → слияние ( $\omega = \omega_c$ ). Штриховыми линиями показаны пять возможных скоростей волны, вычисленных по формулам (11)–(15). Здесь же приведено изменение глубины превращения по каждой из реакций. Следует отметить, что значение  $\eta_1$  имеет максимум. Это связано с тем, что при повышении  $T_3$  все большее влияние оказывает вторая реакция. Далее глубины превращения выравниваются вплоть до  $T_r$ .

На рис. 2, б для параметров процесса, отвечающих сечению б на рис. 1, а, построены зависимости  $\omega(T_3)$  и  $\eta_1(T_3)$ ,  $\eta_2(T_3)$  (сплошная линия). В данном случае имеет место переход: псевдоотрыв ( $\omega = \omega_{no}$ ) → переходный ( $\omega = \omega_n$ ) → управление ( $\omega = \omega_y$ ). Зависимость скорости фронта от температуры в безразмерных переменных носит немонотонный характер. Во всем диапазоне температур  $\eta_1 > \eta_2$  и только при  $T_r$  наступает полное выгорание исходного вещества и промежуточного продукта,  $\eta_1 = \eta_2 = 1$ .

При  $E_2 < E_1$  с ростом  $T_3$  параметр  $K$  уменьшается ( $\frac{\partial K}{\partial T_3} < 0$ ), поэтому необходимым и достаточным условием для смены режимов является выполнение следующих условий:

$$T = T_*: W_1(T_*) < W_2(T_*),$$

$$T = T_r: W_1(T_r) > W_2(T_r).$$

Изменение скорости распространения тепловой волны и глубин превращения  $\eta_1$  и  $\eta_2$  с увеличением  $T_3$  для параметров процесса, отвечающих сечению с на рис. 1, б, изображены на рис. 2, в сплошной линией. В данном случае реализуется следующая последовательность переходов: слияние ( $\omega = \omega_c$ ) → переходный ( $\omega = \omega_n$ ) → управление ( $\omega = \omega_y$ ). Следует отметить немонотонный характер изменения скорости фронта при изменении  $T_3$ . Глубины превращения вначале равны между собой (но меньше 1), затем  $\eta_1 > \eta_2$  и только при  $T_3 = T_r$   $\eta_1 = \eta_2$ .

Все полученные выше результаты можно обобщить в принципе средних для волны горения 2-го рода при протекании двух последовательных реакций. При  $T_3 < T_1$  вычисляются скорости в режимах псевдоотрыв, переходный и слияние по (11)–(13). Реализуется средняя скорость из трех скоростей. При  $T_3 > T_1$  вычисляются скорости в режимах отрыв,

управление, переходный и слияние по (12)–(15). Реализуется средняя скорость из трех меньших скоростей.

Параллельно с приближенным решением задачи велось численное интегрирование нестационарной системы уравнений. Интегрирование проводилось на неравномерной пространственной сетке по неявной схеме на четырехточечном  $T$ -образном шаблоне методом прогонки. Счет велся методом «установления» [8], т. е. до полного формирования стационарного фронта. Результаты численных расчетов представлены на рис. 2, в точками. Видно полное качественное и хорошее количественное соответствие между численным счетом и приближенным решением задачи. Следует отметить, что имеет место совпадение не только по скоростям горения и глубинам превращения (погрешность  $\sim 7\%$ ), но и по внутренней структуре волны горения. При  $T_2 < T_1$  независимо от параметров задачи химическое превращение идет в единой зоне тепловыделения.

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. В дополнение к уже известным режимам слияния, управления и отрыва для волны горения 2-го рода получено два новых режима — переходный и псевдоотрыв.

2. Найдены выражения для определения конечной глубины превращения при заданной температуре горения.

3. Вычислены границы параметрических областей, где существует тот или иной режим горения.

4. Определены необходимые и достаточные условия, при которых наблюдается смена режимов с увеличением температуры горения.

5. Сформулирован обобщенный принцип средних для волны горения 2-го рода при протекании двух последовательных реакций.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мержанов А. Г. СВС-процесс: теория и практика горения/АН СССР. ОИХФ.— Препр.—Черноголовка, 1980.
2. Сеплярский Б. С. // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем.—Черноголовка, 1986.
3. Хайкин Б. И., Филоненко А. К., Худяев С. И. ФГВ, 1968, 4, 591.
4. Берман В. С., Рязанцев Ю. С. ПМТФ, 1973, 1, 75.
5. Зельдович Я. Б., Франк-Каменецкий Д. А. ЖФХ, 1938, 12, 100.
6. Хайкин Б. И., Мержанов А. Г. ФГВ, 1966, 3, 38.
7. Мержанов А. Г. // Тепломассообмен в процессах горения.—Черноголовка, 1980.
8. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.—М.: Наука, 1980.

г. Куйбышев

Поступила в редакцию 9/VI 1988,  
после доработки — 21/II 1989

УДК 536.46

Э. А. Штессель, И. Н. Дорожевец

#### ГОРЕНИЕ ГЕТЕРОГЕННЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ ПРИ НАЛИЧИИ ХИМИЧЕСКИХ ТРАНСПОРТНЫХ РЕАКЦИЙ

Один из перспективных в настоящее время способов создания новых неорганических материалов — самораспространяющийся высокотемпературный синтез (СВС). Основа СВС — горение порошковых систем [1]. Основные лимитирующие стадии такого процесса — смешение реагентов и способ их доставки друг к другу. Поэтому влияние на эти стадии дает возможность управлять горением гетерогенных конденсированных систем. Одним из способов такого управления могут служить химические транспортные реакции. Их сущность заключается в том, что конденсированное