

ются промежуточные соединения — алюминиды никеля. Максимальная температура горения определяется окислительно-восстановительной реакцией, но на скорость распространения волны горения она не влияет.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Максимов Э. И., Мержанов А. Г., Широ В. М. Безгазовые составы как простейшая модель горения нелетучих конденсированных систем // ФГВ.— 1965.— 1, № 4.— С. 24.
2. Беляев А. Ф., Комкова Л. Д. Зависимость скорости горения термитов от давления // ЖФХ.— 1950.— 24, № 11.— С. 1302.
3. Шидловский А. А., Горбунов В. В. Исследование процесса горения никелево-алюминиевых термитов // ФГВ.— 1982.— 18, № 4.— С. 40.
4. Зенин А. А., Нерсисян Г. А. Механизм и макрокинетика образования силицидов титана и циркония в волне СВС // Хим. физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем/Под ред. А. Г. Мержанова.— Черноголовка, 1980.— С. 63.
5. Филатов В. М., Найбороденко Ю. С., Иванов И. А. Термодинамический анализ горения малогазовых систем с окислительно-восстановительной стадией // ФГВ.— 1988.— 24, № 4.— С. 98.
6. Найбороденко Ю. С., Игин В. И. Исследование процесса безгазового горения смесей порошков разнородных металлов. I. Закономерности и механизм горения // ФГВ.— 1975.— 11, № 3.— С. 343.
7. Самсонов Г. В., Подергин В. А., Неронов В. А. и др. Исследование алюминотермического процесса получения сплавов никеля с алюминием // Теория и технология металлотермических процессов.— Новосибирск: Наука, 1974.— С. 128.

г. Томск

Поступила в редакцию 13/II 1991,  
после доработки — 5/VI 1991

УДК 536.46 : 621.762

*Л. М. Бучацкий, С. И. Худяев, Г. В. Шкадинская*

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ ПО ПОРОШКОВОМУ МАТЕРИАЛУ В УСЛОВИЯХ ПРЕССОВАНИЯ

Проведен теоретический анализ процесса одновременного синтеза и уплотнения порошкового материала в режиме горения. Сформулированная постановка учитывает наиболее существенные черты изучаемого процесса: различное реологическое поведение шихты и продуктов горения в различных температурных зонах, зависимость реологических свойств, теплопроводности и плотности от пористости. Анализ стационарного распространения волны горения позволил выявить возможные типы стационарных структур волны изменения пористости. Показано, что в зависимости от параметров пористость в волне может возрастать, уменьшаться или иметь экстремум.

Для получения керамических композиционных материалов с минимальной пористостью и максимальной экономичностью в последнее время практическое применение нашли процессы горения в условиях внешнего сжатия [1, 2]. Организация этих процессов предполагает сочетание достоинств самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (быстрота получения, высокая чистота продукта, отсутствие внешних энергозатрат) и горячего прессования (достижение практически беспористого состояния при невысоких удельных усилиях).

Синтез тугоплавкого материала происходит в виде бегущей по холодной смеси порошков волне горения, в которой образуется горячая пористая масса несплавленных продуктов. При приложении внешнего давления масса уплотняется, значительно изменяя свой первоначальный объем и процесс заканчивается при достижении плотности синтезированного материала значения, близкого к теоретическому [3]. Развиваемые при горении высокие температуры приводят к резкому снижению сопротивления деформированию по сравнению с холодной шихтой. В этом смысле волна горения не только генерирует новое состояние пористости, но и инициирует дальнейшее уплотнение материала.

Если уплотнение происходит быстро, то сразу за зоной реакции образуется слой предельно уплотненного продукта, толщина которого растет со скоростью, равной скорости распространения фронта химического превращения. Если процесс уплотнения растянут во времени, то образовавшийся слой нарастает со скоростью, определяемой в основном реологическими свойствами продуктов горения и величиной приложенного давления. В последнем случае можно говорить об известной самостоятельности волны уплотнения, распространяющейся вслед за волной горения.

Теоретический анализ процесса одновременного синтеза и уплотнения, предпринятый впервые в [4], должен прояснить вопросы о структуре и скорости распространения волн горения и уплотнения, механизме их взаимного влияния, условиях достижения предельной или заданной величины пористости и другие.

### Формулировка модели

Одномерное распространение зоны экзотермической реакции по порошковой смеси описывается хорошо известной системой уравнений теплопроводности и сохранения массы одного из компонентов [5, 6]:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) - c\rho v \frac{\partial T}{\partial z} + Q\Phi(a, T), \quad (1)$$

$$\frac{\partial(a, \rho)}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial z} (a\rho v) = -\Phi(a, T) \equiv -k_0 \exp\left(-\frac{E_1}{RT}\right) \Phi(a). \quad (2)$$

Во втором уравнении, записанном в отличие от [4] относительно массовой доли исходного компонента  $a$  в произвольный момент времени, учтена малость коэффициента диффузии, характерная для конденсированных систем, и зависимость скорости движения материала  $v$  и плотности  $\rho$  от координаты. В записанных уравнениях  $T$  — температура;  $\tau$  — время;  $c$ ,  $\lambda$  — коэффициенты теплоемкости и теплопроводности;  $Q$  — тепловой эффект реакции;  $E_1$  — энергия активации;  $k_0$  — предэкспонент;  $R$  — универсальная газовая постоянная. Зависимости  $v(z)$ ,  $\rho(z)$  должны быть определены совместным решением (1), (2) с системой уравнений движения и реологических соотношений.

При записи уравнений движения и неразрывности важно учесть реологическое поведение материала в различных температурных зонах. Перед фронтом горения находится исходная смесь порошков, которую далее будем считать несжимаемой. За фронтом продукты образуют горячую пористую массу, способную к макроскопическому течению. Вообще говоря, полное уравнение движения должно включать и инерционное слагаемое в левой части, и градиент силы поверхностного натяжения, обуславливающую спекание горячей пористой массы, силу межфазного трения (при наличии различных скоростей течения фаз), и т. д. Учет этих факторов был проведен в [7]. Однако в условиях внешнего сжатия, как правило, всеми силами, кроме внешнего давления, пренебрегают [8]. В виду высокого сопротивления деформированию в области предплавленных температур наблюдаются очень малые числа Рейнольдса (порядка  $10^{-5}$  [9]), поэтому вместо нестационарных уравнений движения допустимо использовать уравнения равновесия. Таким образом уравнения (1), (2) дополняются уравнениями неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v) = 0 \quad (3)$$

и равновесия в напряжениях

$$\frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

Образовавшаяся в результате горения пористая масса уже не является совокупностью отдельных порошинок или частичек, а представляет собой связный каркас из продуктов горения. С реологической точки зрения она ведет себя как вязкая или вязкопластическая сжимаемая жид-

кость, свойства которой сильно зависят от температуры и пористости. Различные модели реологического поведения пористых тел при горячем прессовании [10] можно представить в виде соотношения

$$\sigma_i = \eta(a, T, \Pi) D_i, \quad (5)$$

в котором  $\sigma_i$ ,  $D_i$  — компоненты тензоров напряжений и скоростей деформации, а  $\eta$  — некоторая эффективная вязкость, характеризующая способность образовавшейся пористой массы сопротивляться изменениям объема и формы. Величина  $\eta$  зависит от концентрации, температуры и пористости, однако в настоящем рассмотрении учтем наиболее сильные из этих зависимостей: экспоненциальное падение с ростом температуры и резкое возрастание при приближении к беспористому состоянию.

В зоне горения происходит постепенный переход к продуктам горения от разогретого до высокой температуры порошка исходной шихты, зачастую пропитанного расплавом одного из компонентов. Реологическое поведение такой сложной смеси также может быть описано соотношением (5), в котором мера сопротивления деформированию обладает перечисленными выше свойствами. Для целей качественного анализа предположим ее слабую зависимость от глубины превращения и близость ее эффективных значений в зоне горения и за ней.

Необходимо учесть также, что функцией пористости является и плотность  $\rho$ . При наличии пор с объемной долей  $\Pi$  она будет складываться из истинных плотностей  $R_i$  компонентов с соответствующими массовыми долями [11]

$$\rho = (1 - \Pi) [a/R_1 + (1 - a)/R_2]^{-1}. \quad (6)$$

В начальный момент в исходной шихте  $a = 1$ ,  $\Pi = \Pi_0$  и плотность шихты составляет  $\rho_0 = (1 - \Pi_0)R_1$ . После окончания реакции  $a = 0$ , пористость, вообще говоря, остается отличной от нуля и для пористых продуктов  $\rho = (1 - \Pi)R_2$ , т. е. меньше предельной плотности  $R_2$ . Соотношение (6) фактически определяет пористость в смеси продуктов и исходных веществ.

От величины  $\Pi$  могут зависеть также коэффициент теплопроводности  $\lambda$  и теплоемкость  $c$ . С целью выяснить вклад зависимости реологических свойств и теплопроводности от пористости в протекание изучаемого процесса, принимаются следующие степенные зависимости [12]:

$$\begin{aligned} \lambda &= \lambda_0 \psi(\Pi), \quad \psi(\Pi) = (1 - \Pi + \Pi_0)^\alpha - \Pi_0, \\ \eta &= \eta_0 \exp\left(\frac{E_2}{RT}\right) j(\Pi), \quad j(\Pi) = \frac{(1 - \Pi + \Pi_0)^m - \Pi_0}{(1 - \Pi)(\Pi/\Pi_0)^k}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $\lambda_0$  — теплопроводность материала в беспористом состоянии;  $\eta_0$  — константа;  $E_2$  — энергия активации высокотемпературного деформирования. Константы  $\alpha$ ,  $m$ ,  $k$  ниже в расчетах будем полагать целыми числами. Нулевые значения какой-либо из них означают отсутствие зависимости от  $\Pi$ . Выражения (7) подобраны таким образом, чтобы величины  $\lambda$  и  $\eta_0$  не зависели от значений  $\alpha$ ,  $m$ ,  $k$  при  $\Pi = \Pi_0$ .

Систему уравнений (1) — (7) предполагается решать при следующих начальных и граничных условиях ( $H$ ,  $H_0$  — текущая и начальная высота образца):

$$\begin{aligned} t = 0: & \quad H = H_0, \quad \Pi = \Pi_0, \quad a = 1, \quad T = T_0, \\ z = 0: & \quad a = 1, \quad T = T_0, \quad v = 0, \\ z = H: & \quad a = 0, \quad \partial T / \partial z = 0, \quad \sigma = -N. \end{aligned} \quad (8)$$

Сформулированная задача (1) — (8) позволяет рассчитать поля температуры, концентрации, пористости, скорости и напряжений в зоне горения и за ней, исследовать особенности распространения и структуру одномерных волн горения и уплотнения при различных кинетических законах протекания реакции.

### Квазистационарное приближение

Для выявления основных качественных закономерностей процесса достаточно ограничиться анализом стационарного распространения волны горения со скоростью  $w$  в направлении действия силы. При этом не будем накладывать каких-либо ограничений на величину скорости течения  $v$  материала и скорости перемещения самого крайнего его слоя. Поскольку сжатие пористой массы является существенно нестационарным процессом [9], то надо пояснить, в каких условиях правомерна постановка задачи о существовании стационарного решения в виде бегущих волн горения и уплотнения. В обычных представлениях об узкой по сравнению с размерами образца зоне горения стационарная волна должна реализовать промежуточную асимптотику [13] для такой стадии процесса, когда фронт достаточно отдален от границ образца, чтобы их тепловым влиянием можно было пренебречь.

Другими словами, исследуется возможность стационарного протекания процесса горения порошковой заготовки в условиях, когда фронт реакции уже сформировался и достаточно отделился от ее торцов. Со стороны продуктов к заготовке приложено неизменное во времени давление, вызывающее их уплотнение. Сочетание горения и давления внешних сил приводит к появлению продольных градиентов не только температуры и концентрации, но и пористости. Определение указанных профилей и оценка скорости их распространения составляет предмет дальнейшего качественного анализа.

Будем искать решение в виде бегущей волны и перейдем к координатам, связанным с движущейся волной ( $y = z + w\tau$ ,  $w = \text{const}$ ). Уравнения (1) — (4) принимают вид

$$\frac{d}{dy} \left( \lambda \frac{dT}{dy} \right) - c\rho(v+w) \frac{dT}{dy} + Q\Phi = 0, \quad (9)$$

$$\frac{d}{dy} [a(v+w)] + \Phi = 0, \quad \Phi = k_0 \exp\left(-\frac{E_1}{RT}\right) \varphi(a), \quad (10)$$

$$w \frac{d\rho}{dy} + \frac{d}{dy} (\rho v) = 0, \quad (11)$$

$$\frac{d\sigma_z}{dy} = 0. \quad (12)$$

В силу сделанных предположений тензор скоростей деформаций, как и вектор скорости, содержит только один ненулевой компонент  $\frac{dv}{dy}$ , поэтому уравнение (5) запишется в виде

$$\sigma_z = \eta(\Pi, T) \frac{dv}{dy}. \quad (13)$$

Пористость  $\Pi$  и зависимость от нее заданы соотношениями (6) и (7). Стационарная задача предполагает переход от условий на границах образца  $z = 0$  и  $z = H$  к условиям на бесконечности (ср. (8)):

$$\begin{aligned} y = -\infty: T = T_0, a = 1, \Pi = \Pi_0, v = 0, \\ y = +\infty: \frac{dT}{dy} = 0, a = 0, \sigma_z = -N. \end{aligned} \quad (14)$$

В этом, собственно, и состоит приближение «промежуточной асимптотики», в основе которой лежит предположение об узости зоны реакции.

Система (9) — (12) имеет три первых интеграла

$$\lambda \frac{dT}{dy} + c\rho_0 w (T_* - T_0) - Qc\rho_0 w a = 0, \quad (15)$$

$$\rho(v+w) = \rho_0 w, \quad T_* = T_0 + Q/c, \quad (16)$$

$$\sigma_z = -N, \quad (17)$$

которые в дальнейшем будут рассматриваться вместо уравнений (9),

(11), (12). Для дальнейшего анализа по аналогии с [14] удобно ввести следующие переменные и параметры:

$$t = \frac{T_* - T}{T_* - T_0}, \quad p = \frac{\lambda}{c\rho_0 w (T_* - T_0)} \frac{dT}{dy}, \quad r = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad \gamma = \frac{RT_*}{bE_1},$$

$$b = \frac{T_* - T_0}{T_*}, \quad \omega = \frac{c\rho_0 w^2}{\gamma\lambda_0 k_*}, \quad \delta = \frac{E_2}{E_1}, \quad \kappa = \frac{N\rho_0}{\eta_* k_*}, \quad (18)$$

$$\mu = \frac{R_0}{R_1} - 1, \quad \eta_* = \eta_0 \exp\left(\frac{E_2}{RT_*}\right) f(\Pi), \quad k_* = k_0 \exp\left(-\frac{E_1}{RT_*}\right).$$

Соотношение (15) принимает вид  $p = a - t$ ,  $0 < a < 1$ ,  $0 < t < 1$ . Принимая безразмерную температуру  $t$  в качестве независимой переменной и учитывая равенство  $dv = -w dr/r^2$ , вытекающее из (16) и (18), приходим к следующей системе уравнений:

$$\gamma\omega \frac{da}{dt} = \frac{\varphi(a)\psi(\Pi)}{a-t} \exp\left[-\frac{t}{\gamma(1-bt)}\right], \quad a(0) = 0, \quad a(1) = 1,$$

$$\gamma\omega \frac{dr}{dt} = -\frac{\kappa\psi(\Pi)r^2}{f(\Pi)(a-t)} \exp\left[-\frac{\delta t}{\gamma(1-bt)}\right], \quad r(1) = 1. \quad (19)$$

Лишнее граничное условие для  $a$  позволяет определить искомую скорость распространения волны  $w$ . Соотношение (6) для пористости в новых переменных примет вид

$$\Pi = 1 - r(1 - \Pi_0)(1 + \mu a)/(1 + \mu). \quad (20)$$

Дальнейшее упрощение системы (19), (20) основано на близости значений энергии активации химической реакции  $E_1$  и высокотемпературной ползучести  $E_2$  величине энергии активации самодиффузии [8, 15], а следовательно, и между собой. Полагая  $\delta = 1$ , систему (19) легко свести к одному уравнению на фазовой плоскости  $(a, r)$

$$\frac{da}{dr} = -\frac{\varphi(a)f(\Pi)}{\kappa r^2}, \quad a = 1, \quad r = 1. \quad (21)$$

Уравнения (20), (21) в рамках сделанных допущений описывают стационарное распространение по находящемуся под действием внешней силы порошkovому материалу зоны горения, в которой происходит полное изменение температуры и глубины превращения и частичное изменение пористости. При выходе из этой зоны остаточная пористость под действием внешней силы продолжает уменьшаться, однако этот процесс, как известно [9], носит нестационарный характер и не может быть описан в рамках стационарного подхода. Волна горения в стационарном режиме «генерирует» новое состояние пористости, которое оказывается начальным значением для последующего высокотемпературного изотермического уплотнения продуктов реакции.

Структура перехода от начальной пористости шихты  $\Pi_0$  к «начальной» пористости продуктов  $\Pi$  ( $a = 0$ ) на фоне изменения концентрации  $a$  может быть определена из уравнений (20), (21). Нетрудно видеть, что само существование и структура стационарной волны изменения пористости зависит от кинетических особенностей протекания реакции и реологических свойств продуктов горения. С учетом их зависимости от  $\Pi$  (выберем  $m = k = 1$ ) уравнение (21) удобно представить в следующем виде:

$$\frac{dr}{da} = -\frac{\kappa r(1 + \mu)}{\psi(a)\Pi_0(1 + \mu a)} + \frac{\kappa r^2(1 - \Pi_0)}{\varphi(a)\Pi_0}. \quad (22)$$

Из выражений (20) и (22) видно, что структуру волны изменения пористости и ее величину определяют помимо кинетического закона  $\varphi(a)$  такие параметры как  $\Pi_0$ , отношение истинных плотностей продуктов и исходных компонентов  $\mu$  и параметр  $\kappa$ , который по физическому смыслу

представляет собой отношение характерных времен протекания реакции  $t_1 = \rho_0/k_*$  и уплотнения  $t_2 = \eta_*/N$  при температуре окончания реакции  $T_*$ :  $\kappa = t_1/t_2$ .

Случай  $\kappa \rightarrow 0$  отвечает горению порошка в отсутствие внешних сил, обратное соотношение ( $\kappa \rightarrow \infty$ ) отвечает горению в условиях быстрого уплотнения. В этих предельных случаях несложно определить связь между безразмерной плотностью  $r$  и концентрацией  $a$ . При этом, согласно (22), никаких изменений плотности не происходит, и она не отличается от первоначальной:  $r = 1$ . Пористость, однако, не остается неизменной и, согласно выражению (20), в процессе реакции она либо возрастает при  $\mu > 0$  (продукты плотнее исходной шихты), либо падает при  $\mu < 0$ . При  $\kappa \rightarrow \infty$  из (22) несложно получить, что плотность быстро достигает своей предельной величины

$$r = (1 + \mu) (1 - \Pi_0)^{-1} (1 + a\mu)^{-1}$$

и далее не меняется. Отметим, что в данном случае не меняется также и пористость:  $\Pi = 0$ . Аналогичный результат получается и при выборе других значений параметра  $m$  в зависимости  $f(\Pi)$  (см. (7)).

### Структура и скорость волны

На рис. 1 приведены результаты расчетов по уравнениям (20), (22) изменения пористости и плотности на фоне изменения концентрации продуктов  $(1 - a)$ . В силу того, что в зоне горения изменение концентрации происходит монотонно [1], полученные кривые качественно соответствуют пространственной структуре волны изменения пористости.

Отметим, что плотность и пористость в зоне горения могут вести себя качественно различным образом. Плотность (при выбранном в расчетах значении параметра  $\mu > 0$ ) всегда возрастает — больше или меньше в зависимости от  $\kappa$  (цифры у кривых). Пористость в зависимости от  $\kappa$  и  $\mu$  в волне может возрастать, уменьшаться или ее поведение может быть немонотонным. Неизменность  $\Pi$  или немонотонность объясняется одновременным протеканием в волне горения двух процессов: возрастанием пористости за счет образования в результате реакции более плотных продуктов горения и ее уменьшением за счет внешнего сжатия. На рис. 1 сплошные линии относятся к результатам расчета для реакции нулевого порядка, штриховые — для реакции порядка  $n = 1/2$ .

Из выражений (20), (22) можно получить соотношение между параметрами  $\kappa$  и  $\mu$ , определяющее возрастание или убывание пористости вдоль зоны горения. Для этого следует проанализировать знак производной  $\frac{d\Pi}{d(1-a)}$  в точке  $a = 1$ ,  $\Pi = \Pi_0$ . После несложных вычислений можно убедиться, что условие

$$\kappa < \mu / (1 + \mu) \quad (23)$$

определяет область параметров, где реализуется волна горения с возрастающей ( $n = 0$ ) или немонотонной ( $n > 0$ )

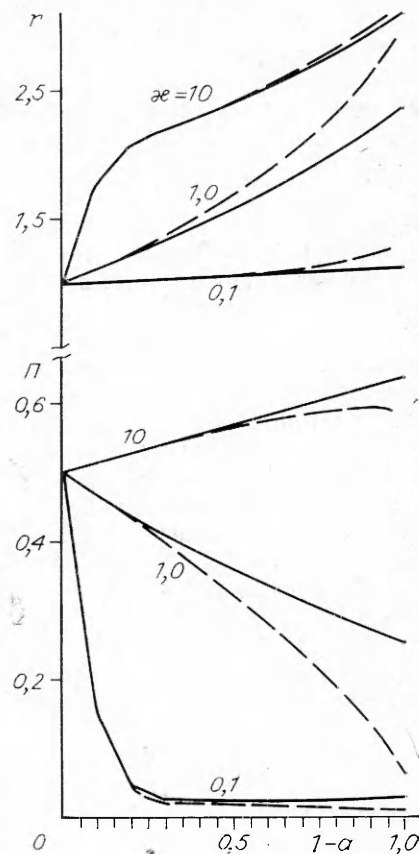


Рис. 1.

пористостью. Нарушение этого условия всегда характеризует падение пористости уже в зоне горения.

Отметим, что набор параметров  $\kappa$  и  $\mu$ , определяющих тот или иной тип пространственного распределения  $\Pi$ , вообще говоря зависит от значений  $n$  и  $\alpha$ ,  $m$ ,  $k$ . Некоторые предположения, например о независимости объемной вязкости от пористости ( $k = 0$ ), могут привести к неоправданным ограничениям на величину  $\kappa$ , как это оказалось в [4].

Еще одним из вопросов, ответ на который может быть получен в рамках квазистационарного рассмотрения, является расчет величины скорости горения. Она может быть определена интегрированием первого уравнения в (19). В предположении узости зоны химической реакции ( $\gamma \ll 1$ ) необходимо перейти к «внутренней» переменной  $\Theta = t/\gamma$  и по аналогии с [14] получим следующее соотношение:

$$\omega \frac{da}{d\Theta} = \varphi(a)\psi(\Pi) \exp(-\Theta)/a,$$

$$\Theta = 0: a = 0,$$

$$\Theta = 1: a = 1.$$

В соответствии с (20), (22), можно считать  $\Pi = \Pi(a)$ , так что переменные в полученном уравнении разделяются, и это дает

$$\frac{1}{\omega} = \int_0^1 \frac{ada}{\varphi(a)\psi(\Pi(a))}. \quad (24)$$

С помощью (24) путем несложных расчетов, а в некоторых случаях и аналитически, можно проследить зависимость скорости горения от величины приложенного давления  $\kappa$ , соотношения истинных плотностей продуктов и исходной шихты  $\mu$ , порядка реакции  $n$ , учесть при этом зависимость реологических свойств от пористости.

Отметим некоторые частные решения (24). Если отсутствует зависимость коэффициента теплопроводности от пористости ( $\alpha = 0$ ), то скорость горения является величиной постоянной при любом давлении и выражение для ее расчета принимает вид

$$\omega_0 = (2 - n)(1 - \Pi_0), \quad (25)$$

что совпадает с результатами [14, 16] с точностью до множителя  $(1 - \Pi_0)$ , который в явном виде ранее не учитывался. Однако если представить используемую в указанных работах плотность материала как  $\rho = R_1(1 - \Pi_0)$ , то получим в точности соотношение (25). Тот же самый результат (25) может быть получен, если одновременно равны нулю параметры  $\kappa$  и  $\mu$ , т. е. отсутствуют внешнее давление и различие в плотностях продукта и исходной шихты. В рамках сформулированной квазистационарной модели протекания процесса это означает, что приложенное давление влияет на скорость распространения волны горения не непосредственно, а только через теплофизические параметры, зависящие от пористости. При этом изменение пористости за счет внутренних сил и процессов (спекание, например) также должно влиять на скорость горения.

Далее рассмотрим случай, когда зависимость  $\lambda(\Pi)$  задана выражением (7), а полученные результаты будем относить к величине  $\omega_0$  (см. (25)). Несложно получить зависимость относительной скорости горения  $\Omega = \omega/\omega_0$  от соотношения между плотностями продуктов и исходной шихты, когда никакие силы не действуют ( $\kappa \rightarrow 0$ ):

$$1/\Omega = 2(1 + \mu) [\mu - \ln(1 + \mu)]/\mu^2. \quad (26)$$

На рис. 2 представлена зависимость относительной скорости горения от соотношения истинных плотностей исходной шихты  $R_1$  и продуктов  $R_2$  в наиболее характерном диапазоне изменений, когда одна превосходит другую не более, чем в 2 раза, чему соответствует  $-0,5 < \mu < 1$ . Из гра-

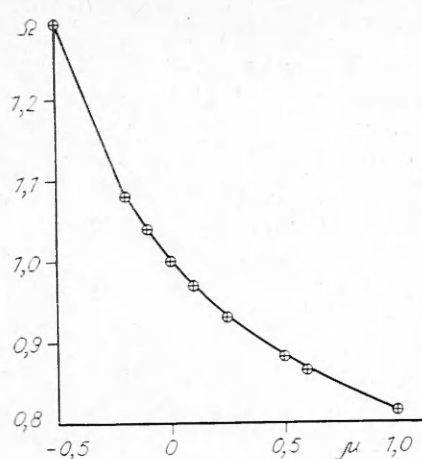


Рис. 2.

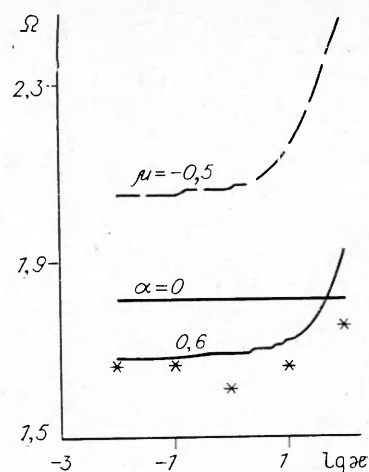


Рис. 3.

фика видно, что в случае образования более плотных продуктов ( $\mu > 0$ ), возрастание  $\Pi$  в зоне горения снижает скорость горения. Если продукты менее плотные, чем шихта, уменьшение пористости приводит к росту величины  $\Omega$ .

На рис. 3 приведена зависимость  $\Omega(\kappa)$ , рассчитанная по (24) для реакции нулевого порядка при  $m = k = 1$ ,  $\delta = 1$ . Точками представлены результаты численных расчетов по полной постановке (1)–(8) для случая отсутствия зависимости теплопроводности от пористости. Видно, что квазистационарное приближение с хорошей точностью позволяет рассчитать искомую зависимость. Некоторое расхождение с численным экспериментом при  $\alpha = 0$  в области  $\kappa > 1$  объясняется, по-видимому, наличием по крайней мере еще одного, кроме рассмотренного выше, механизма взаимодействия волн горения и уплотнения, который не может быть описан в рамках квазистационарного подхода.

Проведенный анализ стационарного распространения волны горения с различными типами стационарной волны изменения пористости может быть, конечно, дополнен изучением влияния таких факторов, как различие в энергиях активации  $\delta$ , порядка реакции или типа кинетического закона ее протекания, реологических параметров  $m$ ,  $k$  и т. д. Однако, на взгляд авторов, более интересен анализ нестационарных характеристик процесса, которым посвящена отдельная статья.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мержанов А. Г. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез // Физическая химия. Современные проблемы/Под ред. Я. М. Колотыркина.— М.: Химия, 1983.— С. 2—442.
2. Richardson G. Y., Rice R. W., McDonough W. J. Hot pressing and rolling of ceramics using self-propagating synthesis // Ceram. Eng. Sci.— 1986.— 7, N 7—8.— P. 751—770.
3. Miamoto Y., Koizumi M. et al. Simultaneous synthesis and densification of ceramic components by the self-combustion sintering process under gas pressure // A. Cer. Bull.— 1988.— 67, N 9.— P. 1506.
4. Бучацкий Л. М., Худяев С. И., Шкадинская Г. В. Распространение фронта горения и уплотнения в порошковом материале в условиях прессования // Химическая физика горения и взрыва. Проблемы горения и взрыва: Материалы IX Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Черноголовка, 1989.— С. 15—18.
5. Алдущин А. П., Мержанов А. Г., Хайкин Б. И. Режимы послойного фильтрационного горения пористых металлов // Докл. АН СССР.— 1974.— 215, № 3.— С. 612—615.
6. Алдущин А. П., Мартемьянова Т. М., Мержанов А. Г. и др. Распространение фронта экзотермической реакции в конденсированных смесях при взаимодействии компонент через слой тугоплавкого продукта // ФГВ.— 1972.— 8, № 2.— С. 202—212.
7. Смоляков В. К. Макроструктурные превращения в процессах безгазового горения // Там же.— 1990.— 26, № 3.— С. 55—61.



8. Ковальченко М. С. Теоретические основы горячей обработки пористых материалов давлением.— Киев: Наук. думка, 1980.— 240 с.
9. Бучацкий Л. М., Столин А. М., Худяев С. И. Кинетика изменения распределения плотности при горячем прессовании вязкого пористого тела // Порошковая металлургия.— 1986.— № 9.— С. 37—42.
10. Скороход В. В., Штерн М. Б., Мартынова И. Ф. Теория нелинейно-вязкого и пластического поведения пористых материалов // Там же.— 1987.— № 8.— С. 23—31.
11. Дубровский С. М. К вопросу о строении неединичных диаграмм состав — свойство // ЖФХ.— 1957.— 31, № 12.— С. 2613—2618.
12. Миснар А. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций.— М.: Мир, 1962.
13. Баренлатт Г. И., Зельдович Я. Б. Промежуточные асимптотики в математической физике // УМН.— 1971.— 26. вып. 2.— С. 115—129.
14. Худяев С. И. К асимптотической теории стационарной волны горения // Хим. физика.— 1987.— 6, № 5.— С. 681—691.
15. Андриевский А. Р., Синвак И. И. Прочность тугоплавких соединений и материалов на их основе: Справочное издание.— Челябинск: Металлургия, 1989.— 368 с.
16. Новожилов Б. В. Скорость распространения фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // Докл. АН СССР.— 1961.— 141, № 1.— С. 151—154.

*п. Черноголовка*

*Поступила в редакцию 13/II 1991*

УДК 533.6.011

*В. Н. Дурнев, В. С. Власов*

### ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСНОСТИ ПОРОШКОВ А1 И С НА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПЛАЗМЫ В ИМПУЛЬСНОМ МГД-ГЕНЕРАТОРЕ НА ПОРОШКООБРАЗНОМ ТОПЛИВЕ

Представлены результаты численных исследований псевдоплотности горящих монодисперсных частиц А1 и С в зависимости от их начальных радиусов, а также плотности окислителя при движении двухфазной смеси в генераторе плазмы импульсного МГД-генератора на порошкообразном топливе типа «Памир». Показана степень влияния выбора начального размера частиц на температуру газа и электропроводность в генераторе плазмы. Установлено, что выбор начального размера частиц углерода, в отличие от алюминия, существенно влияет на рост электропроводности плазмы.

Представленные в [1, 2] результаты численных исследований показали, что на электрофизические характеристики импульсного геофизического МГД-генератора большое влияние оказывают модели горения частиц алюминия и углерода. Цель настоящей работы — дальнейшая детализация этих исследований, а именно численное исследование влияния выбора начального размера частиц алюминия и углерода на электропроводность плазмы в МГД-генераторе на порошкообразном топливе.

Смесь частиц алюминия и углерода широко используется в качестве топлива в импульсных генераторах плазмы. В работах [1, 2] приводится физико-математическая модель процессов, происходящих в импульсном геофизическом генераторе плазмы типа «Памир» с расходом 25 кг/с, причем частицы карбоната калия (легко ионизирующаяся присадка), алюминия и углерода составляют 10, 15 и 75 % от массы горючего соответственно. Коэффициент избытка окислителя  $\alpha = 0,9$ . Скорости горения частиц А1 и С определялись согласно [3, 4], а электропроводность плазмы  $\sigma$  — по упрощенной методике Фроста [5]. Считается, что в результате горения в канале генератора плазмы образуются частицы оксида алюминия  $Al_2O_3$ , а также газы  $K_2CO_3$  и  $CO_2$ .

Примем, что частицы углерода горят чисто гетерогенно, а алюминия — в парофазном режиме, т. е. в тонком слое микропламени (с температурой  $T_F$ ), окружающем частицу [6], причем  $T_F$  выше температуры частицы  $T_p$  и газа  $T_1$ . Парофазный режим также предполагает, что пары топлива покидают каплю жидкого алюминия с энтальпией, соответствующей насыщенным парам топлива; окислитель (кислород) покидает газо-