

женная модель дает возможность анализировать влияние условий течения на геометрию факела и распределение термогазодинамических параметров. Для дальнейшего развития модели необходимо проведение соответствующих экспериментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шрайбер А. А., Гавин Л. Б., Наумов В. А. и др. Турбулентные течения газозвеси.— Киев: Наук. думка, 1987.
2. Медведев В. А. Промышленная теплотехника, 1987, 9, 4, 50.
3. Гавин Л. Б., Наумов В. А., Шор В. В. // Физико-химические процессы в энергетических установках.— Минск: ИТМО АН БССР, 1983.
4. Гавин Л. Б., Наумов В. А. Докл. АН СССР, 1985, 283, 2, 336.
5. Гавин Л. Б., Мульги А. С., Шор В. В. ИФЖ, 1986, 50, 5, 735.
6. Шевцов В. И., Фурсов В. П., Стесик Л. И. ФГВ, 1976, 12, 6, 859.
7. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
8. Устименко Б. П., Алияров Б. К., Абубакиров Е. К. Огневое моделирование пылеугольных топок.— Алма-Ата: Наука, 1982.
9. Резняков А. Б. Горение пылеугольного факела.— Алма-Ата, 1958.
10. Grow C. T., Nicholis J. A., Morrison R. B. // Ninth Symp. on Comb.— N. Y.; London: Acad. Press, 1963.
11. Гилинский М. М., Стасенко А. Л., Толстов В. Н. // Струйные и отрывные течения.— М.: Наука, 1981.
12. Основы практической теории горения/Под ред. В. В. Померанцева.— Л.: Энергоатомиздат, 1986.
13. Зверев И. Н., Смирнов Н. Н. Газодинамика горения.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1987.
14. Андреев М. А., Степанов А. М. ФГВ, 1986, 22, 1, 103.
15. Гавин Л. Б., Наумов В. А. // Численные методы механики сплошной среды.— Новосибирск, 1986.— Т. 17, № 1.

Поступила в редакцию 24/II 1988

УДК 536.46 : 621.762

К ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ БЕЗГАЗОВЫХ СИСТЕМ В УСЛОВИЯХ ДЕЙСТВИЯ ПОСТОЯННОЙ НАГРУЗКИ

В. К. Смоляков
(Тюмень)

Наряду с традиционными методами исследования закономерностей безгазового горения и синтеза продуктов интересным представляется дополнительное воздействие на горящий образец различных физических факторов. Одним из приемов, позволяющих менять характеристики горения и регулировать структуру конечного продукта, является действие постоянной нагрузки P_0 на горящую в прессформе безгазовую смесь.

Стационарное горение безгазовой системы при одновременном прессовании в достаточно длинной абсолютно гладкой прессформе можно представить следующим образом. Предварительно равномерно спрессованный в холодном состоянии образец зажигается с одного из торцов. Изменение структуры горящего образца происходит в некоторой достаточно разогретой области, перемещающейся со скоростью горения. Исходная смесь и остывшие продукты реакции полагаются абсолютно жесткими. Для области структурных изменений в качестве модели среды используется широко распространенная в теории горячего прессования модель вязкой сжимаемой жидкости [1—4].

Такое разбиение прессовки на характерные участки можно провести в силу сильной (экспоненциальной [1, 5]) зависимости вязкости от температуры. Поэтому структурные изменения, определяемые вязким течением вещества, в низкотемпературных участках волны горения не существенны по сравнению с изменениями в области высоких темпера-

тур. Подобное предположение используется в теории горения, когда скорость химической реакции при низких температурах считается пренебрежимо малой по сравнению со значениями, которые достигаются при температурах горения [6]. В экспериментальной практике температурам, определяющим область существенного изменения структуры, часто можно придать физический смысл. Это температуры плавления и кристаллизации.

В рамках модели вязкой сжимаемой жидкости изменение структуры порошковой прессовки определяется уравнениями неразрывности, движения и реологическими соотношениями, которые для случая абсолютно жесткой гладкой цилиндрической прессформы имеют вид [2—4]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\frac{\partial(\rho v)}{\partial z}, \\ \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} &= \rho \rho_1 \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right), \\ \sigma_z &= \left(\frac{4}{3} \eta + \zeta \right) \frac{\partial v}{\partial z}, \quad \sigma_\theta = \sigma_r = \left(-\frac{2}{3} \eta + \zeta \right) \frac{\partial v}{\partial z}. \end{aligned} \quad (1)$$

В (1) использованы следующие обозначения: $\rho = (1 - m)$, m — относительная плотность и пористость смеси; ρ_1 — плотность несжимаемой основы; v — скорость течения, $\sigma_{z,\theta,r}$ — компоненты тензора вязких напряжений; $\eta = \eta_1 \rho^2$, $\zeta = 4\eta_1 \rho^3 / 3(1 - \rho)$ — сдвиговая и объемная вязкости [2]; η_1 — вязкость несжимаемой основы. Область применения модели (1) ограничена неравенством $\rho \geq 0,5$. Несжимаемая основа в большинстве практически важных случаев представляет собой суспензию, состоящую из жидкости (или пластичного металла) и мелкодисперсных тугоплавких частиц реагента и продукта. Для зависимости вязкости концентрированной суспензии от объемной доли твердой составляющей φ использовалось соотношение [4]

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \eta_0(T) f(\varphi), \\ f(\varphi) &= \begin{cases} 1/(1 - 5\varphi/2), & \varphi \leq 0,4, \\ \infty, & \varphi > 0,4, \end{cases} \end{aligned}$$

где $\eta_0(T) = \eta_* \exp(E_*/RT)$, η_* , E_* — вязкость, предэкспонент и энергия активации вязкости текучей составляющей; T — температура; R — газовая постоянная; $f(\varphi)$ может оставаться конечной до $\varphi \approx 0,6$ [7].

В ходе реакции доля твердой составляющей изменяется. Пренебрегая различием плотностей компонентов и продуктов реакции, величину φ выразим через глубину превращения α , начальную φ_0 и конечную φ_n доли твердой составляющей

$$\varphi = \varphi_0(1 - \alpha) + \varphi_n \alpha.$$

Уравнение распространения тепла вдоль прессовки имеет вид

$$c_p \rho \rho_1 \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) - c_p \rho \rho_1 v \frac{\partial T}{\partial z} + \rho \rho_1 Q \Phi + I - \kappa(T - T_0),$$

где c_p — удельная теплоемкость; λ — теплопроводность; Q — тепловой эффект реакции; T_0 — температура окружающей среды; κ — коэффициент теплопотерь; Φ — скорость химической реакции; $I = \sigma_z \partial v / \partial z$ — скорость диссипативного тепловыделения. Уравнение химической реакции

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + v \frac{\partial \alpha}{\partial z} = k(T) F(\alpha) = \Phi,$$

где $k(T) = k_0 \exp(-E/RT)$; k_0 , E — константа, предэкспонент и энергия активации химической реакции. Кинетический закон взаимодействия, который для гетерогенных систем можно записать в виде [8]

$$F(\alpha) = \exp(-\alpha p) \alpha^{-n},$$

позволяющем путем варьирования параметров p , n моделировать силь-

ные (большие p, n) и слабые (малые p, n) зависимости скорости реакции от глубины превращения. Эффективная теплопроводность пористого тела λ является сложной функцией размеров частиц, площади межчастичных контактов, пористости и других параметров [9—11]. В процессе взаимодействия одновременно с изменением структуры прессовки меняется вклад различных составляющих в λ , что затрудняет применение известных соотношений [9—11]. Поэтому для эффективной величины теплопроводности использовано выражение $\lambda = \lambda_0(1 - m)$, отражающее главную особенность большинства пористых сред — уменьшение проводимости с ростом пористости [9, 11]; λ_0 — постоянная, не зависящая от пористости, величина. Влиянием теплофизических характеристик на остальные параметры задачи (α, T) [12] будем пренебрегать, ограничиваясь рассмотрением только структурных факторов.

Переходя в систему координат, движущуюся со скоростью горения u_* , определенную относительно беспористой смеси в направлении $-z$, и вводя безразмерные переменные $\xi = zu_*c_p\rho_1/\lambda_0$, $W = v/u_*$, $\omega^2 = u_*^*c_p\rho_1/k(T_r)\lambda_0$, $s_z = 3\sigma_z/4\eta_0(T_r)k(T_r)$, $\Theta = E(T - T_r)/RT_r^2$, получим систему уравнений

$$\frac{d\rho}{d\xi} = -\frac{d(\rho W)}{d\xi}, \quad (2)$$

$$\frac{ds_z}{d\xi} = (1 + W)\rho\omega^2 \text{Pr}^{-1} \frac{dW}{d\xi}, \quad (3)$$

$$s_z = \frac{\rho^2}{1 - \rho} f(\varphi) \exp\left(-\frac{\sigma\Theta}{1 + \beta\Theta}\right) \omega^2 \frac{dW}{d\xi}, \quad (4)$$

$$s_\Theta = s_r = \frac{2\rho^2(3\rho - 1)}{3(1 - \rho)} f(\varphi) \exp\left(-\frac{\sigma\Theta}{1 + \beta\Theta}\right) \omega^2 \frac{dW}{d\xi}, \quad (5)$$

$$\frac{d}{d\xi} \left(\rho \frac{d\Theta}{d\xi} \right) - \rho(1 + W) \frac{d\Theta}{d\xi} + \frac{\rho}{\gamma} (1 + W) \frac{d\alpha}{d\xi} + js_z \frac{dW}{d\xi} - \mu \frac{(\Theta - \Theta_0)}{\omega^2} = 0, \quad (6)$$

$$(1 + W) \frac{d\alpha}{d\xi} = \frac{1}{\omega^2} \exp\left(\frac{\Theta}{1 + \beta\Theta}\right) F(\alpha), \quad (7)$$

которая вместе с соотношениями для $f(\varphi)$ и $F(\alpha)$ и граничными условиями

$$\begin{aligned} \xi = -\infty: \Theta = \Theta_0, W = 0, \rho = \rho_0, \alpha = 0, \\ \xi = \infty: \Theta = \Theta_0, s_{zh} = -N \end{aligned} \quad (8)$$

описывает распространение волны горения в прессформе в случае совпадающих по направлению $-\xi$ усилия прессования N и скорости фронта ω . Безразмерные параметры в (2) — (8) имеют следующий вид: $\text{Pr} = 4\nu(T_r)/3a$ — критерий Прандтля; $a = \lambda_0/c_p\rho_1$ — температуропроводность; $\nu(T_r) = \eta_0(T_r)/\rho_1$ — кинематическая вязкость; $\sigma = E_*/E$; $\gamma = c_p \times RT_r^2/QE$; $j = 4\eta_0(T_r)k(T_r)E/3RT_r^2c_p\rho_1$; $\beta = RT_r/E$; $\mu = \kappa/k(T_r)c_p\rho_1$; $N = 3P_0/4\eta_0(T_r)k(T_r)$; $\Theta_0 = E(T_0 - T_r)/RT_r^2$. В качестве масштаба температуры выбрана адиабатическая температура горения в отсутствие нагрузки $T_r = T_0 + Q/c_p$. Оценку определяющих параметров можно получить, подставляя в приведенные выражения разумные по порядку величины значения: $a \approx 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, $\rho_1 \approx 10^4 \text{ кг/м}^3$, $\eta_0(T_r) \approx 10^6 \div 10^{10} \text{ Па} \cdot \text{с}$. Считая кинетику реакции диффузионной ($k(T_r) \sim D(T_r)/R_0^2$, $D(T_r) \approx 10^{-9} \div 10^{11} \text{ м}^2/\text{с}$ — коэффициент гетеродиффузии, $R_0 \sim 10^{-4} \text{ м}$ — размер частиц), получим $k(T_r) \approx 10^{-1} \div 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, $j \approx 10^{-3} \div 10^{-1}$, безразмерная величина усилия прессования $N \approx 10 \div 10^3$. Остальные параметры, использованные в расчетах: $\sigma = 0,3 \div 2$, $\Theta_0 = -10 \div -5$, $\gamma = 0,1$, $\beta = 0,05$, $m_0 = 0,5$.

Характерная особенность задачи (2) — (8) — два варьируемых параметра. Один из них обычный для теории горения — скорость фронта ω , второй — значение напряжения в исходной непрореагировавшей части

прессовки s_{z0} , которое из-за релаксации напряжения в области структурных изменений может отличаться от усилия прессования. В этом случае расчет параметров фронта и структуры образца при использовании методики [13] осуществляли следующим образом. Для пробного значения s_{z0} находили скорость горения, вычисленную величину напряжения s_v в остывшей части образца сравнивали с усилием прессования, после чего вносилась поправка в s_{z0} и вновь определялась скорость фронта. Критерием окончания вычислений служило неравенство $|(N - s_v)/N| < 10^{-2}$. Проведенные расчеты показали, что заметная релаксация вязких напряжений происходит при $Pr^{-1} > 10^{-2}$, что существенно больше реально возможных значений. Поэтому, используя малость параметра Pr^{-1} , можно вместо уравнения движения (3) применять условие равновесия

$$ds_z/d\xi = 0. \quad (9)$$

Интегрируя (6) с учетом граничных условий и равенства $\rho(1+W) = \text{const}$, следующего из уравнения неразрывности, найдем адиабатическую ($\mu = 0$) температуру горения

$$\Theta_k = \Theta_0 + \frac{\alpha_k}{\gamma} - j \frac{NW_k}{\rho_0},$$

где $W_k = \rho_0/\rho_k - 1$ — скорость движения пуансона. Для беспористого конечного продукта ($\rho_k = 1$) и при полном химическом превращении вещества ($\alpha_k = 1$)

$$\Theta_k = \Theta_0 + 1/\gamma - jN(\rho_0 - 1)/\rho_0.$$

Доля диссипативного тепла по отношению к химическому определяется величиной $P_0(1 - \rho_0)/Q\rho_0$, которая для усилия прессования ~ 100 т и диаметра образца $\sim 0,02$ м может достигать $\sim 10\%$.

Некоторые закономерности распространения фронта горения в прессформе и особенности формирования структуры конечного продукта представлены на рис. 1—3. На рис. 1 за масштаб скорости горения ($\omega_* = 0,78$) принята скорость фронта в отсутствие теплотерь и внешнего давления. Для малых усилий прессования скорость фронта и конечная пористость системы зависят от отношения энергий активации вязкого течения и химической реакции. Структурные изменения происходят во всем разогретом участке прессовки. При достижении некоторой величины усилия (для параметров, соответствующих рис. 1, $N > 100$) скорость горения перестает зависеть от энергии активации вязкого течения, а конечный продукт становится беспористым. В этом случае структурные превращения успевают полностью завершиться в зоне прогрева. Повышение давления прессования сопровождается расширением разогретой области прессовки, связанным с ростом диссипативного тепловыделения, которое наряду с увеличением теплопроводности вследствие уплотнения прессовки приводит к возрастанию скорости фронта. Преимущественный вклад в этот процесс при $j > 10^{-4}$ вносит рост температуры от тепла вязкой диссипации.

Важным фактором, влияющим на характеристики горения и структуру конечного

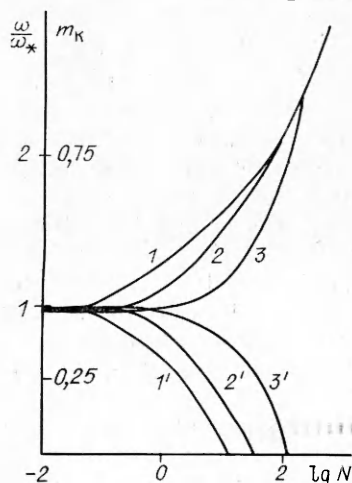


Рис. 1. Зависимости скорости горения (1—3) и конечной пористости (1'—3') от усилия прессования для $\varphi_0 = 0,15$, $\varphi_k = 1$, $j = 10^{-3}$, $\mu = 10^{-3}$, $p = 0$, $n = 1$, $\sigma = 0,5$ (1, 1'), 1 (2, 2') и 2 (3, 3').

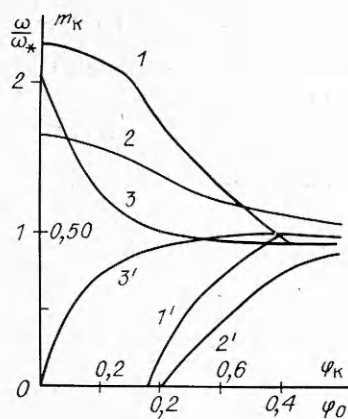


Рис. 2. Влияние доли твердой составляющей в исходной смеси (1, 3) и конечном продукте (2) на скорость горения (1-3) и конечную пористость (1'-3') при $j = 10^{-3}$, $\mu = 10^{-3}$, $\sigma = 1$, $p = 0$, $n = 1$, $N = 100$ (1) и 1 (2, 3), $\varphi_0 = 0,15$ (2), $\varphi_k = 1$ (1, 3).

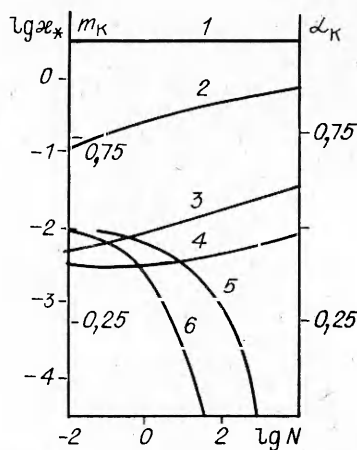


Рис. 3. Зависимости глубины превращения (1, 2), критического коэффициента теплопотерь (3, 4) и конечной пористости на пределе горения (5, 6) от усилия прессования для $j = 10^{-3}$, $\varphi_0 = 0,15$, $\varphi_k = 1$, $\sigma = 1$.
1, 3, 6 - $p = 0$, $n = 1$; 2, 4, 5 - $p = 5$, $n = 5$.

продукта, является доля твердой составляющей и ее изменение в ходе взаимодействия. Увеличение доли тугоплавкой составляющей в исходной смеси φ_0 сопровождается уменьшением текучести основы, недопрессовки продуктов и падению скорости горения (см. рис. 2). Аналогичный процесс наблюдается и при росте доли твердой составляющей в конечном продукте φ_k . Полного компактирования продуктов в этих случаях можно достичь, повышая давление прессования, чтобы структурные изменения успевали завершиться в зоне прогрева. В меньшей степени эффект зависимости текучести от глубины превращения при образовании тугоплавкого продукта проявляется для сильных зависимостей скорости реакции от глубины превращения, особенно на пределе горения, когда $\alpha_k < 1$. Практическим приемом, позволяющим компактировать продукты горения при высоком содержании тугоплавкой составляющей, может быть разбавление исходной смеси легкоплавкой добавкой, доля которой, однако, ограничена энергетикой смеси.

Увеличение давления прессования приводит к расширению пределов горения (см. рис. 3). Для реакций с сильным кинетическим торможением рост N сопровождается увеличением глубины превращения α на пределе горения. Указанные изменения α и α_k — следствие более высокой температуры и скорости фронта, обусловленных диссипативным тепловыделением и увеличением теплопроводности прессовки. Компактирование продуктов горения легче осуществляется в системах, реагирующих с меньшим кинетическим торможением.

Таким образом, приложение внешней нагрузки к горячей безгазовой смеси, сопровождающееся ростом теплопроводности прессовки и дополнительным тепловыделением, приводит к расширению пределов горения, увеличению скорости фронта и лучшему компактированию продуктов. Существенное влияние на закономерности горения и структурообразования оказывают количество твердой составляющей и ее изменение в ходе взаимодействия. Предложенная методика расчетов применима к анализу горения конкретных систем в прессформах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Скороход В. В. Реологические основы теории спекания.— Киев: Наук. думка, 1972.
2. Ковальченко М. С. Теоретические основы горячей обработки пористых материалов давлением.— Киев: Наук. думка, 1980.

3. Горохов В. М., Ковальченко М. С. // Реологические модели и процессы деформирования пористых порошковых и композиционных материалов.— Киев: Наук. думка, 1985.
4. Буцацкий Л. М., Столин А. М., Худяев С. И. Уплотнение порошкового материала при неоднородном распределении плотности для различных режимов горячего прессования/АН СССР. ОИХФ.— Препр.— Черноголовка, 1986.
5. Вилсон Д. Р. Структура и свойства жидких металлов и сплавов.— М.: Металлургия, 1973.
6. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
7. Chong T. S., Christiansen E. B., Baer A. D. Polim. Sci., 1971, 15, 2007.
8. Хайкин Б. И. // Процессы горения в химической технологии и металлургии.— Черноголовка, 1975.
9. Чудновский А. Ф. Теплофизические характеристики дисперсных материалов.— М.: Физматгиз, 1962.
10. Дульнев Г. Н., Заричняк Ю. П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов.— Л.: Энергия, 1974.
11. Миснар А. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций.— М.: Мир, 1968.
12. Александров В. В., Давыденко А. А., Коваленко Ю. А. и др. ФГВ, 1984, 20, 1, 27.
13. Шкадинский К. Г., Лебедева М. И. ФГВ, 1975, 11, 4, 530.

*Поступила в редакцию 5/1 1988,
после доработки — 12/IV 1988*

УДК 536.46 : 533.6 + 534.222.2

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ФРОНТА ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ В СПОНТАННОМ РЕЖИМЕ И ВОЗМОЖНОСТЯХ МОДЕЛИРОВАНИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

Н. И. Кидин, В. Б. Либрович, И. А. Филимонов
(Москва)

1. Вопрос о спонтанном режиме распространения экзотермической реакции рассмотрен в [1, 2] для плоского, движущегося с постоянной скоростью фронта при линейной зависимости скорости реакции от температуры и начальном распределении экспоненциального вида. В [3] исследовано асимптотическое решение задачи для общего случая нестационарного, искривленного фронта с линейной по температуре скоростью химического тепловыделения. При некоторых условиях решение может быть найдено и в точном виде, если известно начальное распределение концентрации $a_0(\vec{x})$ и температуры $T_0(\vec{x})$ в среде.

Пусть функция скорости тепловыделения химической реакции удовлетворяет соотношению

$$\left| \frac{\text{grad } T_b}{\Phi(T_b)} - \frac{\text{grad } T_0}{\Phi(T_0)} \right| \gg \left| \frac{c}{Q} \text{grad } T_t \int_{T_0(\vec{x})}^{T_b(\vec{x})} \frac{1}{\Phi^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial a} \right)_T (dT) \right|, \quad (1)$$

т. е. считаем, что влиянием концентрации реагента на $\Phi(a[T, \vec{x}], T)$ можно пренебречь по сравнению с температурной зависимостью (это часто имеет место на практике) или что температура кажущегося фронта спонтанной волны T_b постоянна ($\text{grad } T_b = 0$). В соответствии с определением спонтанной скорости фронта [1, 2]

$$u_{sp} = \frac{\text{grad } t_i}{(\text{grad } t_i)^2}, \quad t_i = \int_{T_a(\vec{x})}^{T_b(\vec{x})} \frac{cdT'}{\Phi(T', a)}; \quad (2)$$

дифференцируя выражение для периода индукции t_i по пространствен-