

## ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СФЕРИЧЕСКИХ ВОЛН ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ГАЗА В ИНЕРТНЫХ ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

Н. А. Какуткина, В. С. Бабкин

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск

В рамках одно- и двухтемпературной моделей описано поведение сферических волн горения газа в инертных пористых средах. Получены параметрические зависимости скорости, ускорения волн и температур газа и пористой среды в волне. Показано, что в расходящемся сферическом потоке газа волны горения, инициированные на различных радиусах сферы, сходятся к координате стоячей волны  $r^*$ , а в сходящемся потоке, наоборот, расходятся от нее. Экспериментально наблюдаемые закономерности распространения сферических волн горения хорошо описываются предложенными моделями.

Теоретические и экспериментальные исследования фильтрационного горения газов в инертных пористых средах выявили существование стационарных волн горения, распространяющихся с низкими скоростями (менее 1 мм/с) [1]. Существенную роль в распространении таких волн горения в режиме низких скоростей (РНС) играют процессы межфазного теплообмена газа с пористой средой и распространения тепла по каркасу. При постоянстве тепловых и кинетических параметров газовой смеси и пористой среды ключевым параметром, определяющим характеристики волны, является скорость фильтрации газа  $v$ . В зависимости от значения  $v$  могут реализоваться спутные (по отношению к газовому потоку) или встречные волны горения. В спутной волне пористая среда разогревается до сверхадиабатических температур, во встречной волне температура пористой среды всегда ниже адиабатической температуры горения газовой смеси. Скорость волны является немонотонной функцией скорости фильтрации газа.

В случае сферической симметрии потока скорость фильтрации газа уменьшается с координатой. Это приводит к тому, что сферические волны РНС принципиально нестационарны, единственным стационарным состоянием является стоячая волна горения [2]. В [2] проведены систематические исследования стоячих волн РНС. Настоящая работа посвящена исследованию закономерностей распространения и характеристик нестационарных сферических волн РНС.

### МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА

Рассматриваются структура и характеристики тепловой волны в пористой среде, заполняющей сферу. Через пористую среду в радиальном направлении движется горючая газовая смесь, которая реагирует в зоне тепловой волны. Фильтрация газовой смеси осуществляется от центра к периферии сферы (расходящийся поток) или наоборот (сходящийся поток). Предполагаем, что пористая среда химически инертна; процессы тепло- и массопереноса в газе осуществляются в основном за счет вынужденной конвекции газа. Диффузией и теплопроводностью в газе пренебрегаем. Одномерная сферическая волна РНС описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (c_{\theta} \rho_{\theta} \theta) &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda_{\theta} r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) + \frac{\alpha_0 S_c}{1-m} (T - \theta), \\ \frac{\partial}{\partial t} (c_T \rho_T T) &= \mp \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (c_T \rho_T v r^2 T) - \\ &\quad - \frac{\alpha_0 S_c}{m} (T - \theta) + Q \rho_T W(\eta, T), \quad (1) \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho_T \eta) &= \mp \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_T v \eta) - \rho_T W(\eta, T), \\ \frac{\partial \rho_T}{\partial t} &= \mp \frac{1}{r^2} \frac{\partial (\rho_T v r^2)}{\partial r}, \quad \rho_T T = \text{const}, \end{aligned}$$

состоящей из уравнений переноса тепла в пористой среде и газе, переноса массы недостающего компонента газовой смеси, сохранения полной массы газа и уравнения состояния. Здесь  $\theta$ ,  $T$  — температуры пористой среды и газа;  $\eta$  — относительная массовая концентрация недостающего компонента;  $v$  — скорость газа;  $\rho_{\theta}$ ,

$\rho_T$  — плотности пористой среды и газа, а  $c_\theta$ ,  $c_T$  — соответствующие теплоемкости;  $\lambda_\theta$  — коэффициент теплопроводности пористой среды;  $m$  — пористость;  $\alpha_0$  — коэффициент теплообмена;  $S_c$  — удельная поверхность пористой среды;  $Q$  — тепловой эффект реакции;  $W(\eta, T)$  — скорость химической реакции,

$$W(\eta, T) = \eta k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right),$$

где  $E$  — энергия активации,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $k_0$  — предэкспонент. Двойные знаки в уравнениях относятся соответственно к расходящемуся (верхний знак) и сходящемуся потокам газа.

Воспользуемся приближением квазистационарности, чтобы аналитически рассмотреть эволюцию волны горения. Пусть  $r_c$  — мгновенное положение зоны реакции, а  $u$  — мгновенная скорость волны. В малой окрестности каждого  $r_c$  считаем волну стационарной. Перейдем в систему координат, связанную с волной:  $x = r - r_c - ut$ . Будем рассматривать только те случаи, когда значение  $r_c$  много больше тепловой толщины волны  $\Delta$ . Предполагая профиль температуры в зоне подогрева экспоненциальным, оценим, что уже при  $x = -4\Delta$  температура в волне составляет  $\sim 2\%$  максимальной. Тогда, задавшись условием  $r_c \gg 4\Delta$ , можно считать, что всё изменение температуры происходит в диапазоне  $x \ll r_c$ . Отсюда следует, что кривизна  $K = 1/r$  одинакова вдоль всей волны и равна  $1/r_c$  и что  $Kx \ll 1$ .

Преобразуя (1) и используя условия квазистационарности, получим

$$\begin{aligned} \lambda_\theta \frac{d^2\theta}{dx^2} + \frac{d\theta}{dx} (c_\theta \rho_\theta u + 2K\lambda_\theta) + \frac{\alpha_0 S_c}{1-m} (T-\theta) &= 0, \\ c_T \rho_T (u \mp v) \frac{dT}{dx} - \frac{\alpha_0 S_c}{m} (T-\theta) + Q \rho_T W &= 0, \\ \rho_T (u \mp v) \frac{d\eta}{dx} - \rho_T W &= 0, \\ \frac{d}{dx} [\rho_T (u \mp v)] &= \pm 2K \rho_T v. \end{aligned} \quad (2)$$

Проинтегрируем последнее уравнение системы, учитывая, что  $Kx \ll 1$  и  $u \ll v$ :

$\rho_T (v \mp u) \approx \text{const} = G = \rho_{T_0} (v_0 \mp u) \approx G_0 K^2$ , где  $v_0$  — скорость газа при начальной температуре  $T_0$ , а  $G_0 = \rho_0 v_0 r_c^2$  — (с точностью до коэффициента) постоянный массовый расход газа через сферу. Теперь систему (2) перепишем в виде

$$\lambda_\theta \frac{d^2\theta}{dx^2} + 2K\lambda_\theta \frac{d\theta}{dx} + c_\theta \rho_\theta u \frac{d\theta}{dx} + \frac{\alpha_0 S_c}{1-m} (T-\theta) = 0,$$

$$\mp c_T G \frac{dT}{dx} - \frac{\alpha_0 S_c}{m} (T-\theta) + Q \rho_T W = 0, \quad (3)$$

$$\mp G \frac{d\eta}{dx} - \rho_T W = 0, \quad \rho_T T = \text{const}.$$

Условие малости толщины волны по сравнению с  $r_c$  позволяет записать граничные условия на бесконечности:  $x = \mp\infty$ ,  $T = T_0$ ,  $dT/dx = 0$ ,  $\eta = 1$ ;  $x = \pm\infty$ ,  $dT/dx = 0$ ,  $\eta = 0$ .

### ОДНОТЕМПЕРАТУРНАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим сначала частный случай очень интенсивного теплообмена газа с пористой средой ( $\alpha_0 = \infty$ ), т. е. когда  $T \equiv \theta$ . После преобразований получим систему, описывающую сферическую волну в однотемпературном приближении:

$$\begin{aligned} \frac{d^2T}{dx^2} - \mu \frac{dT}{dx} + \frac{Qm}{(1-m)\lambda_\theta} \rho_T W &= 0, \\ \mp G \frac{d\eta}{dx} - \rho_T W &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $\mu = \pm a^* - u/\alpha_\theta - 2K$ , где  $a^* = c_T G m / (1-m)\lambda_\theta$ ,  $\alpha_\theta$  — коэффициент температуропроводности пористой среды. После понижения порядка получим уравнение

$$\frac{dT}{dx} - \mu(T - T_0) \mp (T_b - T_0) a^* (\eta - 1) = 0, \quad (5)$$

где  $T_b$  — адиабатическая температура горения газовой смеси в условиях ламинарного пламени. Воспользуемся представлением об узкой зоне химических реакций. Интегрируя (5), вне зоны химических реакций получим:

в зоне подогрева

$$\eta = 1, \quad T = T_0 + (T_m - T_0) \exp(\mu x), \quad (6)$$

в продуктах

$$\eta = 0, \quad T \equiv T_m = T_e.$$

Здесь  $T_m$  — максимальная, а  $T_e$  — равновесная температура. Последняя находится из (5) при  $x \rightarrow \pm\infty$ :

$$T_e - T_0 = \frac{\pm(T_b - T_0) a^*}{\mu}.$$

Из (6) получаем  $\Delta = \pm 1/\mu$ . Тогда поставленное ранее условие  $r_0 \gg 4\Delta$  выражается соотношением

$$a^* \mp \frac{u}{\alpha_\theta} \gg 2K(2 \pm 1).$$

Это соотношение позволяет опустить в выражении для  $\mu$  последний член и упростить выражение для  $T_e$ :

$$T_e - T_0 \approx \frac{T_b - T_0}{1 \mp u/a^* \alpha_\theta}. \quad (7)$$

В случае стоячей волны, т. е. волны, покоящейся в лабораторной системе координат ( $u = 0$ ),  $T_e = T_m = T_b$ .

Соотношение для скорости волны получим, проинтегрировав второе уравнение системы (4) в зоне химической реакции. Для этого воспользуемся методом встречной экстраполяции, предложенным в [1]. Суть метода состоит в том, что температурные и концентрационные профили из зоны подогрева и продуктов сгорания линейно экстраполируются в зону химической реакции и берется среднее значение. В данном случае в зоне реакции

$$\eta = 1/2,$$

$$T = T_m + \frac{T_m - T_0}{2} \mu x = T_m \pm \frac{T_b - T_0}{2} a^* x.$$

В результате интегрирования имеем

$$-\frac{E}{RT_m} = \ln \frac{Ga^* E(T_b - T_0)}{k_0 \rho_0 RT_0 T_b} + \ln \frac{T_b}{T_m}. \quad (8)$$

Для реальных экспериментальных значений параметров вторым членом в правой части (8) можно пренебречь. Подставляя в (8)  $T_m = T_b$  для случая стоячей волны и вычитая полученное соотношение из (8), находим зависимость максимальной температуры в волне от ее координаты:

$$T_m = \frac{T_b}{1 - (4RT_b/E) \ln(r^*/r)}, \quad (9)$$

где  $r^*$  — координата стоячей волны. Здесь и в дальнейшем будем опускать индекс «с» у  $r$ , подразумевая под  $r$  не текущую координату в волне, а координату волны, совпадающую с координатой зоны химических реакций. Подставляя  $T_m = T_b$  в (8), определим

$$r^* = \left( \frac{G_0^2 Q E m \exp(E/RT_b)}{k_0 \rho_0 (1-m) \lambda_\theta RT_0 T_b} \right)^{1/4}. \quad (10)$$

Это соотношение совпадает с полученным в [2] при рассмотрении стоячих волн.

Из-за сделанных упрощений соотношение (9) несправедливо при очень больших и очень малых значениях  $r$ . Согласно (9) при  $r \rightarrow \infty$  максимальная температура стремится к нулю, в то время как она не может быть меньше  $T_0$ . При малых значениях  $r$  знаменатель в (9) может стать отрицательным. Поэтому рассматриваемый диапазон  $r$  следует ограничить значениями

$$\exp\left(\frac{T_b - T_0}{T_0} \frac{E}{4RT_b}\right) > \frac{r}{r^*} > \exp\left(-\frac{E}{4RT_b}\right).$$

Например, для пропановоздушной смеси с  $T_b = 1500$  К  $1,4 \cdot 10^6 < r/r^* < 0,03$ .

Объединяя (9) и (7), получим соотношение для скорости волны

$$u = \pm \frac{4c_T G_0 m \ln(r^*/r)}{(1-m)r^2 c_\theta \rho_\theta [Z + 4(T_0/T_b) \ln(r^*/r)]},$$

$$Z = \frac{E(T_b - T_0)}{RT_b^2}. \quad (11)$$

### ДВУХТЕМПЕРАТУРНАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим случай конечных значений  $\alpha_0$ . Следуя [1], введем безразмерные величины:

$$L = \frac{(1-m)\lambda_\theta}{mc_T G}, \quad \xi = \frac{x}{L}, \quad \varepsilon = KL,$$

$$y = \frac{T - T_0}{T_m - T_0}, \quad z = \frac{\theta - T_0}{T_m - T_0}, \quad y_b = \frac{Q}{c_T(T_m - T_0)},$$

$$\alpha = \frac{\alpha_0 S_c L}{mc_T G}, \quad \sigma_m = \frac{(1-m)c_\theta \rho_\theta}{mc_T \rho T_m},$$

$$\omega = \frac{v_m \mp (1 + \sigma_m)u}{v_m \mp u}, \quad \beta = \frac{RT_m}{E}, \quad \delta = \frac{T_m - T_0}{T_m},$$

$$\gamma = \frac{\beta}{\delta}, \quad \tau = \frac{L \rho T_m k_0 e^{-1/\beta}}{G},$$

$$w(\eta, y) = \eta \exp\left[\frac{1}{\gamma} \frac{y-1}{1 + \delta(y-1)}\right].$$

Тогда система (3) преобразуется в систему вида

$$\frac{d}{d\xi} \left( \frac{dz}{d\xi} \right) - \frac{dz}{d\xi} [\pm(\omega - 1) - 2\alpha\theta\varepsilon] + \alpha(y - z) = 0,$$

$$\mp \frac{dy}{d\xi} - \alpha(y - z) + y_b \tau w = 0, \quad \mp \frac{d\eta}{d\xi} = \tau w$$

с граничными условиями

$$\xi = \mp\infty: y = z = 0, \quad \frac{dz}{d\xi} = 0, \quad \frac{dy}{d\xi} = 0, \quad \eta = 1;$$

$$\xi = \pm\infty: \frac{dy}{d\xi} = \frac{dz}{d\xi} = 0, \quad \eta = 0.$$

Порядок системы можно понизить, сложив все три уравнения с соответствующими коэффициентами и проинтегрировав от  $\mp\infty$  до  $\xi$ . Тогда первое уравнение системы модифицируется:

$$\frac{dz}{d\xi} - z[\pm(\omega - 1) - 2\varepsilon] \mp y \mp y_b(\eta - 1) = 0.$$

Вне зоны химических реакций  $\eta = 1$  при  $\xi < (>) 0$  и  $\eta = 0$  при  $\xi > (<) 0$ . Корни характеристического уравнения системы —

$$\mu_1 = \pm \frac{1}{2} [(\omega - 1 - \alpha \mp 2\varepsilon) + \sqrt{(\omega - 1 - \alpha \mp 2\varepsilon)^2 + 4\alpha(\omega \mp 2\varepsilon)}],$$

$$\mu_2 = \pm \frac{1}{2} [(\omega - 1 - \alpha \mp 2\varepsilon) - \sqrt{(\omega - 1 - \alpha \mp 2\varepsilon)^2 + 4\alpha(\omega \mp 2\varepsilon)}],$$

и решение представляется в виде: в зоне подогрева

$$z_- = a_1 \exp(\mu_1 \xi), \quad y_- = r_1 a_1 \exp(\mu_1 \xi), \quad \eta = 1,$$

в продуктах

$$z_+ = y_e - a_2 \exp(\mu_2 \xi), \quad y_+ = y_e - r_2 a_2 \exp(\mu_2 \xi), \quad \eta = 0.$$

Пользуясь далее методом, предложенным в [1] при рассмотрении плоских волн РНС, легко получить аналогичные [1] выражения для определения скорости волны и температуры пористой среды и газа. Эти уравнения решали численно. Расчеты проводили для пропановоздушных смесей с использованием следующих численных параметров:  $\rho_T = 1,3 \text{ кг/м}^3$ ,  $\rho_\theta = 2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ,  $c_T = 1,3 \cdot 10^3 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$ ,  $c_\theta = 10^3 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$ ,  $k_0 = 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ,  $E = 170 \text{ кДж/моль}$ ,  $\lambda_T = 0,1 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$ ,  $\lambda_\theta = 4 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$ . Результаты расчетов обсуждаются ниже.

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Сферические волны РНС изучали в кварцевом конусе, заполненном пористой средой. Если отвлечься от пристеночных эффектов, в конусе сохраняются сферическое распределение потоков и, следовательно, сферическая симметрия волны горения. В то же время в конусе технически проще решить проблему ввода и вывода газовой смеси. Угол раствора конуса  $14^\circ$ , высота 40 см, диаметр меньшего основания 2 см. С помощью сменных фланцев газовую смесь можно было вводить со стороны меньшего или большего основания конуса, при этом формировался сферически расходящийся или сходящийся газовый поток. В качестве пористой среды, заполняющей конус, использовали зернистый карборунд, отсеянный в диапазоне размеров  $2 \div 3 \text{ мм}$ . По оси конуса в пористой среде помещали тонкостенный кварцевый капилляр, в который вводили хромель-алюмелевую

термопару. Горючую пропановоздушную газовую смесь составляли по известным расходам компонентов. Расходы пропана и воздуха измеряли ротаметрами типа РС-3 и РС-5. Давление газа перед конусом контролировалось образцовым манометром. Газовую смесь подавали с нижнего конца конуса, а горение инициировали с верхнего. Верхний конец конуса оставался открытым. Координату волны регистрировали визуально по положению светящейся зоны относительно линейки, установленной около конуса.

Эксперимент проводили в следующем порядке. Газовую смесь зажигали над пористой средой. После прогрева в пористой среде формировалась волна горения. Меняя состав и расход газовой смеси, волну вводили до заданной координаты, начиная с которой хотели наблюдать эволюцию волны. Затем устанавливали заданные режимные характеристики состава и расхода газа. Выждав время релаксации, которое оценивалось из дополнительных экспериментов на цилиндрических трубках и составляло  $2 \div 3 \text{ мин}$ , начинали регистрацию координаты волны в зависимости от времени.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Проанализируем закономерности распространения сферических волн в РНС на основе изложенных моделей. Как и в [1], будем различать спутные волны, распространяющиеся в направлении скорости фильтрации, и встречные, распространяющиеся против потока газа. Положительным направлением будем считать направление от центра сферы к периферии. Поэтому в сферически расходящемся потоке  $v > 0$ , а в сходящемся  $v < 0$ . Величина и знак скорости волны в одностепенном приближении задаются выражением (11). Тип распространения (ускоренное или замедленное) можно охарактеризовать ускорением  $a = d|u|/dt = (d|u|/dr)u$ . Проведя дифференцирование, получим

$$\frac{d|u|}{dr} = \begin{cases} A, & \text{если } r > r^*, \\ -A, & \text{если } r < r^*, \end{cases} \quad (12)$$

$$A = \frac{4c_T G_0 m [Z - 2Z \ln(r/r^*) + (8T_0/T_b) \ln^2(r/r^*)]}{(1-m)c_\theta \rho_\theta r^3 [Z - (4T_0/T_b) \ln(r/r^*)]}.$$

Рассмотрим поведение сферических волн в расходящемся потоке. Этому случаю соответствует верхний знак в (11). В выбранном огра-

ниченном диапазоне  $r$  выражение в квадратных скобках в знаменателе (11) всегда положительно. Поэтому знак скорости определяется знаком логарифма в числителе и меняется при переходе через координату  $r = r^*$ . При  $r < r^*$   $u > 0$ , знак  $u$  совпадает со знаком  $v$ , т. е. волна спутная и движется в сторону увеличения  $r$ . При  $r < r^*$  выражение в числителе (12) всегда больше нуля, в результате  $a < 0$ , т. е. волна движется с замедлением. При  $r > r^*$   $u < 0$ , волна встречная и движется в направлении уменьшения координаты  $r$ , т. е. к  $r^*$ . Производная  $d|u|/dr$  в этом случае может быть как положительной, так и отрицательной. При  $r > r^*$  выражение в скобках в числителе (12) имеет два корня:  $\ln(r/r^*) \simeq 1/2$  и  $\ln(r/r^*) \simeq ZT_b/4T_0 - 1/2$ . Второй корень находится вблизи границы выбранного интервала применимости модели, в этой области рассмотрение не проводится. При  $r/r^* > e^{1/2}$   $A < 0$ ,  $d|u|/dr < 0$  и  $a > 0$ , волна движется с ускорением. При  $r < r^* e^{1/2}$  знак  $A$  меняется и  $a < 0$ , движение волны становится замедленным.

Случаю сходящегося сферического потока газа соответствует нижний знак в (11). Здесь знак скорости волны  $u$  также меняется при переходе через  $r = r^*$ . Однако ситуация обратная случаю расходящегося потока. При  $r < r^*$   $u < 0$ , волна движется к центру сферы. Учитывая, что в сходящемся потоке  $v < 0$ , это волны спутные;  $a > 0$ , т. е. волна постоянно ускоряется по мере распространения. При  $r > r^*$   $u > 0$ , волна распространяется к периферии сферы навстречу газовому потоку. В области  $r^* < r < 1,6r^*$  волна движется с ускорением, т. е.  $a > 0$ , а при  $r \geq 1,6r^*$  имеем  $a < 0$ , и дальнейшее распространение волны идет с замедлением.

На рис. 1 приведены зависимости скорости волны  $u$  от координаты, рассчитанные по двухтемпературной модели. Эти зависимости отражают все особенности, отмеченные выше при анализе одностепенной модели. Интересно, что даже количественно максимум скорости при  $r > r^*$  по двухтемпературной модели наблюдается при  $r/r^* \simeq 1,6$ , что соответствует значению  $r/r^* = \exp(0,5)$ , полученному в одностепенном приближении.

На рис. 1 приведена также типичная экспериментальная зависимость  $u(r)$ . Характер и особенности этой зависимости совпадают с теоретически предсказанными. Количественно экспериментальные значения скорости меньше теоретически рассчитанных, а максимум ско-

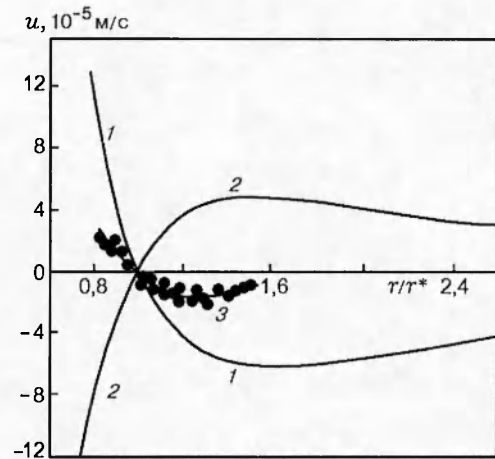


Рис. 1. Зависимость скорости распространения волны от координаты:

1 — расчет по двухтемпературной модели для расходящегося потока, 2 — для сходящегося; 3 — эксперимент; смесь — 2,2%  $C_3H_8$  + воздух,  $G_0 = 0,084$  кг/с

рости наблюдается при  $r/r^* \simeq 1,3$ , а не 1,6, как по теории. Тем не менее модель, несмотря на ее простоту, правильно предсказывает порядок величины скорости.

Траекторию движения волны теоретически можно получить численным интегрированием, учитывая, что  $u = dr/dt$ . На рис. 2 приведены рассчитанные по двухтемпературной модели типичные траектории движения волны в сходящемся и расходящемся потоках газа. В сферически расходящемся потоке (кривые 1) волны горения, инициированные при  $r > r^*$ , распространяются по направлению к координате  $r = r^*$ . На бесконечном интервале времени при  $r = r^*$  устанавливается стоячая волна. Волны, инициированные при  $r < r^*$ , также движутся к координате  $r = r^*$ . Их распространение также завершается установлением стоячей волны. Таким образом, в сферически расходящемся потоке волна, независимо от координаты инициирования, распространяется всегда в направлении координаты стоячей волны. Переход через  $r = r^*$  в этом случае невозможен, так как положение равновесия при  $r = r^*$  устойчиво [2], и, достигнув этой координаты, волна прекращает распространение.

Типичная траектория волн в сферически сходящемся потоке показана кривыми 2 на рис. 2. Эта траектория также состоит из двух ветвей, разделенных координатой стоячей волны  $r = r^*$ . Волны, инициированные при  $r > r^*$ ,

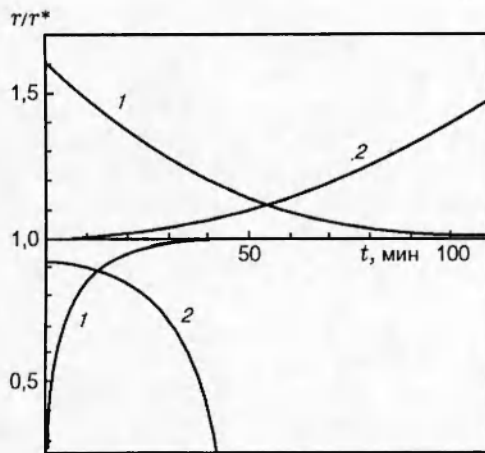


Рис. 2. Траектории волн, рассчитанные по двухтемпературной модели:

1 — в расходящемся газовом потоке, 2 — в сходящемся; смесь — 2,2%  $C_3H_8$  + воздух,  $G_0 = 0,084$  кг/с

распространяются в направлении от  $r^*$  к периферии сферы. При  $r < r^*$  волны горения также распространяются в направлении от  $r^*$ , т. е. в данном случае к центру сферы. Непрерывный переход через координату  $r = r^*$  в сходящемся потоке так же, как и в расходящемся, невозможен, так как волны «разбегаются» от  $r^*$ . Положение  $r^*$ , как показано в [2], является положением неустойчивого равновесия. Стоячая волна может быть реализована только, если она непосредственно инициирована при  $r = r^*$ . Однако такая волна является скорее теоретической, чем реальной, поскольку малейшие отклонения от  $r = r^*$ , всегда возникающие в эксперименте, приводят к отличной от нуля скорости, направленной в сторону от  $r^*$ .

Типичные экспериментальные траектории сферических волн РНС представлены в [2, рис. 1] и здесь не приводятся. Экспериментально измеренные зависимости  $r(t)$  подчиняются тем же закономерностям, которые были предсказаны на основе теоретических моделей.

Температура газа в волне в одностепенном приближении описывается соотношением (9). Согласно (9) температура является функцией только координаты и одинакова для сходящегося и расходящегося газовых потоков. При  $r = r^*$  температура равна адиабатической температуре горения  $T_b$ , при  $r > r^*$  — меньше  $T_b$  и при  $r < r^*$  — выше  $T_b$ . В двухтемпературном приближении такие же закономерности проявляются в зависимости равновесной

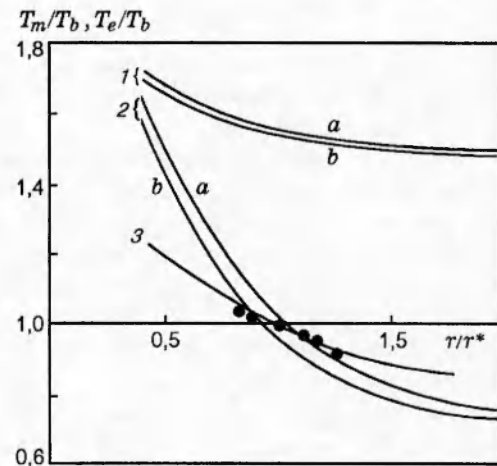


Рис. 3. Зависимость температуры газа в волне от координаты:

1, 3 —  $T_m/T_b$ , 2 —  $T_e/T_b$ ; 1, 2 — расчет по двухтемпературной модели (a — расходящийся поток, b — сходящийся); 3 — расчет по одностепенной модели; точки — эксперимент; смесь — 2,2%  $C_3H_8$  + воздух,  $G_0 = 0,084$  кг/с

температуры пористой среды  $T_e$  от координаты (рис. 3). При этом температура  $T_m$  всюду больше  $T_b$  и монотонно растет с уменьшением координаты. В двухтемпературном приближении значения  $T_m$  и  $T_e$  несколько меньше в сходящемся потоке, чем в расходящемся.

Сопоставляя рис. 3 и 2, легко представить характер изменения температуры (в дальнейшем будем говорить о равновесной температуре пористой среды  $T_e$ ) в процессе распространения волны. В расходящемся потоке при  $r > r^*$  температура газа в волне всегда меньше адиабатической и монотонно растет при распространении волны, стремясь к  $T_b$ , а при  $r < r^*$ , наоборот, — всегда больше  $T_b$  и падает по мере распространения, стремясь также к  $T_b$ . В сходящемся газовом потоке при  $r > r^*$  температура монотонно падает, в пределе приближаясь к начальной температуре газа. При  $r < r^*$  по мере распространения волны пористая среда постоянно разогревается.

На рис. 3 представлены результаты измерений температуры пористой среды в расходящемся газовом потоке, которая соответствует  $T_e$ . Качественно эти данные подтверждают теоретически предсказанные закономерности изменения  $T_e$ . Количественно экспериментальные точки лучше всего совпадают с кривой, рассчитанной по одностепенной модели.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование выявило разнообразное поведение сферических волн РНС в инертных пористых средах.

В настоящей работе мы не стремились к количественному прогнозированию характеристик сферических волн, так как, нацеливаясь на наглядность аналитических решений, вынуждены были ввести в теоретические модели существенные упрощения, естественно, ограничивающие прогностические способности модели. Тем не менее предложенные упрощенные математические модели качественно хорошо описывают экспериментально наблюдаемые закономерности распространения сферических волн.

Кратко сформулируем установленные закономерности. Поведение сферических волн РНС качественно отличается в сферически расходящемся и сходящемся газовых потоках. Кроме того, в обоих случаях закономерности распространения волн меняются при переходе через координату стоячей волны  $r^*$ . В расходящемся газовом потоке волны, инициированные по разные стороны от  $r^*$ , сходятся к  $r = r^*$ . При  $r < r^*$  волны спутные и распространяются с замедлением. При этом равновесная температура газа в волне всегда больше адиабатической температуры горения и по мере распространения падает, стремясь к последней. При  $r > r^*$  существует еще одна выделенная координата, теоретически равная  $\approx 1,6r^*$ , определяющая различный характер распространения волн. От  $r = \infty$  до  $r = 1,6r^*$  волны распространяются с ускорением, при  $r = 1,6r^*$  скорость волны достигает максимума, и в даль-

нейшем волна распространяется с замедлением. Эти волны встречные, поэтому температура газа в волне всегда меньше адиабатической температуры горения и в процессе распространения волны растет, стремясь к последней. На бесконечном интервале времени, независимо от координаты инициирования волны, устанавливается устойчивая стоячая волна с температурой, равной адиабатической температуре горения.

В сходящемся газовом потоке волны, инициированные при  $r > r^*$  или  $r < r^*$ , разбегаются в разные стороны от  $r^*$ . При  $r < r^*$  спутные волны уходят от  $r^*$  с ускорением, что сопровождается разогревом пористой среды. При  $r > r^*$  волны встречные и распространяются с ускорением в диапазоне  $r^* < r < 1,6r^*$ , дальнейшее распространение происходит с замедлением. При этом равновесная температура газа в волне меньше  $T_b$  и постоянно падает, стремясь к начальной температуре газа.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-03-32968а) и INTAS (код проекта 96-1173).

Авторы выражают благодарность С. С. Минаеву за полезное обсуждение работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бабкин В. С., Лаевский Ю. М. Фильтрационное горение газов // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 5. С. 49–57.
2. Какуткина Н. А., Бабкин В. С. Характеристики стационарных сферических волн горения газа в инертных пористых средах // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 2. С. 9–19.

Поступила в редакцию 27/II 1998 г.