

РЕЖИМЫ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ЖИДКИХ МОНОТОПЛИВ

Н. А. Какуткина

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск, kktk@kinetics.nsc.ru

Предложена одномерная двухтемпературная модель фильтрационного горения жидких монотоплив. В рамках данной модели проведен анализ режимов фильтрационного горения жидкого гидразина в узких трубках. Обнаружено два стационарных режима. В режиме I доминирующим механизмом переноса тепла от продуктов сгорания в предпламенную зону является теплопроводность по газу, в режиме II - конвективный межфазный теплообмен и теплопроводность по твердой фазе. Установлены параметрические области существования режимов.

Ключевые слова: фильтрационное горение, монотопливо, горение жидкости, горение газа в трубке.

ВВЕДЕНИЕ

Физические основы фильтрационного горения газов достаточно хорошо изучены [1, 2]. Однако в последнее время наблюдается усиление интереса исследователей как к фундаментальным [3–10], так и к прикладным аспектам этих процессов [11–16]. Особую привлекательность этому типу горения придает реализующийся в нем процесс рециркуляции тепла, позволяющий экономично сжигать газовые топлива. Большинство используемых в промышленности топлив при нормальных условиях жидкие. Поэтому представляют интерес попытки сжигания жидкостей в фильтрационном процессе. В [17, 18] был практически осуществлен процесс фильтрационного горения жидкого топлива — гидразина. Жидкие монотоплива, способные гореть без доступа окислителя, являются хорошим модельным объектом для изучения фильтрационного горения жидкости (ФГЖ), так как из рассмотрения исключается процесс смесеобразования. Предложенная ранее однотемпературная модель ФГЖ, предполагающая бесконечно быстрый межфазный теплообмен, показала применимость методологии исследования фильтрационного горения к описанию процессов горения гидразина в пористых средах и узких трубках [19]. В то же время на примере фильтрационного горения газов было показано, что учет температурной дифференциации фаз позволил не только более точно описать основные закономерности этого процесса, но и выявить два принципиально различных режимов горения [1]. Целью на-

стоящей работы является создание упрощенной двухтемпературной математической модели фильтрационного горения жидких монотоплив и анализ на ее основе возможных режимов фильтрационного горения жидкостей в узких трубках. Трубки выбраны в качестве объекта моделирования, во-первых, потому, что существует обширный экспериментальный материал по горению гидразина в трубках [17], и, во-вторых, потому, что эта система позволяет независимо варьировать параметры системы в значительно более широких пределах, чем пористая среда.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

На рис. 1 представлена схема рассматриваемого процесса. В бесконечно длинной трубке

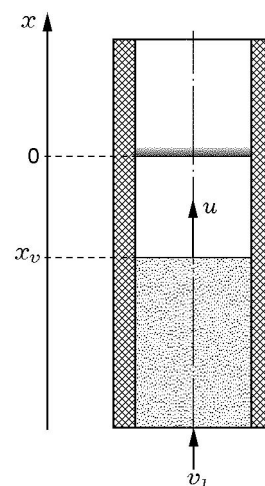


Рис. 1. Схема моделируемой системы

с внутренним диаметром d и толщиной стенки h движется жидкое монотопливо с плотностью ρ_l , удельной теплоемкостью c_l и теплопроводностью λ_l . Материал стенок трубки имеет плотность ρ_s , теплоемкость c_s и теплопроводность λ_s . Топливо испаряется, образуя пары с плотностью ρ_g и теплоемкостью c_g , и реагирует в зоне химических реакций, расположенной на расстоянии x_v от границы жидкости. Скорость движения жидкости относительно стенок трубки равна v_l . Величина v_l может быть как положительной, так и отрицательной. За положительное направление выбрано направление от жидкой фазы топлива к паровой.

Рассматривается следующая физическая модель процесса:

- 1) волна горения считается одномерной, плоской и стационарной;
- 2) топливо реагирует только в паровой фазе, реакциями в жидкой фазе и на стенках трубки пренебрегается;
- 3) межфазная граница жидкость — пар — плоская, капиллярные эффекты отсутствуют;
- 4) переходный газожидкостный слой отсутствует, топливо испаряется только на межфазной границе;
- 5) температура поверхности раздела жидкость — пар равна температуре кипения топлива;
- 6) внешние теплопотери отсутствуют.

При этих предположениях волна горения жидкости представляет собой две сопряженные тепловые волны, одна из которых (зона L) распространяется по системе «твердая фаза (стенка трубки) — жидкость», а вторая (зона G) — по системе «твердая фаза — пар». Пусть в системе координат, сопровождающей волну горения, узкая зона химической реакции расположена в окрестности координаты $x = 0$. Стационарная волна горения жидкости описывается следующей системой одномерных уравнений: зона L ($x < x_v$):

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \lambda_s \frac{d\theta_1}{dx} + c_s \rho_s u \frac{d\theta_1}{dx} + \\ + \frac{4d\alpha_l}{(1-m)(d+2h)^2} (T_1 - \theta_1) = 0, \\ \frac{d}{dx} \lambda_l \frac{dT_1}{dx} - c_l \rho_l (v_l - u) \frac{dT_1}{dx} - \\ - \frac{4d\alpha_l (T_1 - \theta_1)}{m(d+2h)^2} = 0; \end{aligned} \quad (1)$$

зона G ($x > x_v$):

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \lambda_s \frac{d\theta_2}{dx} + c_s \rho_s u \frac{d\theta_2}{dx} + \\ + \frac{4d}{(d+2h)^2 (1-m)} \alpha_g (T_2 - \theta_2) = 0, \\ \frac{d}{dx} \lambda_g \frac{dT_2}{dx} - c_g \rho_g (v_g - u) \frac{dT_2}{dx} - \\ - \frac{4d}{(d+2h)^2 m} \alpha_g (T_2 - \theta_2) + Q \rho_g W = 0, \\ \frac{d}{dx} D \rho_g \frac{d\eta}{dx} - \rho_g (v_g - u) \frac{d\eta}{dx} - \rho_g W = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь T и θ — температуры топлива и твердой фазы, η — относительная концентрация паров топлива, Q — тепловой эффект сгорания (разложения) топлива, v_g — линейная скорость течения топлива в паровой фазе, u — скорость распространения стационарной волны горения относительно трубки, $m = d^2 / (d+2h)^2$ — доля паровой (или жидкой) фазы в системе, a — коэффициент межфазного теплообмена, D — коэффициент диффузии, $W = k_0 \eta \exp(-E/RT_2)$ — суммарная скорость химической реакции, где k_0 — предэкспоненциальный фактор, E — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная. Индексы l и g относятся к топливу в жидкой и паровой фазах, s — к твердой фазе, 1 и 2 — к зонам L и G.

Сопряжение тепловых волн при $x = x_v$ осуществляется по условиям

$$\begin{aligned} T_1 = T_2 = T_v, \quad \theta_1 = \theta_2, \\ \rho_l (v_l - u) = \rho_g (v_g - u) = G, \quad \eta = 1, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{d\theta_1}{dx} = \frac{d\theta_2}{dx}, \quad \lambda_g \frac{dT_2}{dx} = \lambda_l \frac{dT_1}{dx} + \rho_l (v_l - u) L,$$

где T_v — температура на поверхности топлива, L — теплота испарения топлива. Кроме того, на границах интервала выполняются условия:

$$x = -\infty: \quad \theta_1 = T_1 = T_0, \quad \frac{d\theta_1}{dx} = \frac{dT_1}{dx} = 0, \quad (4)$$

$x = \infty$:

$$T_2 = \theta_2, \quad \eta = 0, \quad \frac{dT_2}{dx} = \frac{d\theta_2}{dx} = \frac{d\eta}{dx} = 0. \quad (5)$$

Сложим уравнения в зоне L, умножив второе уравнение системы (1) на $(1-m)/m$, и проинтегрируем результат от $-\infty$ до x_v с учетом граничных условий (3) и (4):

$$\lambda_g \frac{dT_2}{dx} \Big|_{x_v} + \frac{1-m}{m} \lambda_s \frac{d\theta_2}{dx} \Big|_{x_v} = c_l G (T_v - T_0) - c_s \rho_s u \frac{1-m}{m} (\theta_v - T_0) + GL. \quad (6)$$

Здесь θ_v — температура стенки трубки в сечении $x = x_v$. Тогда можно ограничиться рассмотрением системы (2) с граничными условиями (5) при $x = \infty$ и условиями (6) и соотношениями $T_2 = T_v$, $\eta = 1$, $G = \rho_g (v_g - u) = \rho_l (v_l - u)$ — при $x = x_v$. Таким образом, формально задача сводится к задаче о фильтрационном горении газа с потерями тепла на испарение топлива и подогрев топлива и трубки, задаваемыми условием (6). Поэтому при решении будут использованы те же методы, которые применялись в [1] при рассмотрении фильтрационного горения газа.

Введем следующие безразмерные переменные и параметры:

$$l = \frac{m\lambda_g + (1-m)\lambda_s}{mc_g G}; \quad \xi = \frac{x}{l}; \quad y = \frac{T_2 - T_0}{T_m - T_0};$$

$$z = \frac{\theta_2 - T_0}{T_m - T_0}; \quad y_b = \frac{Q}{c_g(T_m - T_0)};$$

$$y_L = \frac{L}{c_g(T_m - T_0)}; \quad \alpha_s = \frac{\lambda_s(1-m)}{mc_g Gl};$$

$$\alpha_g = \frac{\lambda_g}{c_g Gl}; \quad \alpha_l = \frac{\lambda_l}{c_g Gl}; \quad \alpha_\eta = \frac{\rho_g D}{Gl};$$

$$\sigma = \frac{c_l}{c_g}; \quad \omega = 1 - \frac{c_s \rho_s u (1-m)}{c_g G m};$$

$$\alpha_2 = \frac{4d\alpha_g l}{(d+2h)^2 c_g G}; \quad \alpha_1 = \frac{4d\alpha_l l}{(d+2h)^2 c_g G};$$

$$\tau = \frac{l\rho_g}{G} k_0 \exp\left(\frac{-E}{RT_m}\right);$$

$$w = \eta \exp\left[\frac{1}{\gamma} \frac{y-1}{1+(T_m-T_0)(y-1)/T_m}\right];$$

$$\gamma = \frac{RT_m^2}{E(T_m - T_0)}.$$

Здесь T_m — максимальная температура газа в волне горения. Получим систему:

$$\frac{d}{d\xi} \alpha_s \frac{dz}{d\xi} - (\omega - 1) \frac{dz}{d\xi} + \alpha_2 (y - z) = 0,$$

$$\frac{d}{d\xi} \alpha_g \frac{dy}{d\xi} - \frac{dy}{d\xi} - \alpha_2 (y - z) + y_b \tau w = 0, \quad (7)$$

$$\frac{d}{d\xi} \alpha_\eta \frac{d\eta}{d\xi} - \frac{d\eta}{d\xi} - \tau w = 0$$

с граничными условиями:

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

$$\xi = \xi_v: \quad \eta = 1, \quad G = \rho_l (v_l - u), \quad y = y_v, \quad (8)$$

$$\alpha_g \frac{dy}{d\xi} + \alpha_s \frac{dz}{d\xi} = y_L + \sigma y_v + (\omega - 1) z_v.$$

Умножив третье уравнение системы (7) на y_b , затем сложив все три уравнения системы и проинтегрировав результат от ξ_v до ∞ , получим выражение для равновесной температуры:

$$y_e = z_e = \frac{y_b - y_L - y_v(\sigma - 1)}{\omega}.$$

Вне зоны химических реакций ($w = 0$) решение системы (7) имеет вид:

$\xi_v < \xi < 0$:

$$z_- = a_1 \exp(\mu_1 \xi) + a_2 \exp(\mu_2 \xi),$$

$$y_- = a_1 r_1 \exp(\mu_1 \xi) + a_2 r_2 \exp(\mu_2 \xi), \quad (9)$$

$$\eta_- = [1 - \exp(\xi/\alpha_\eta)] / [1 - \exp(\xi_v/\alpha_\eta)];$$

$\xi > 0$:

$$z_+ = y_e - a_3 \exp(\mu_3 \xi),$$

$$y_+ = y_e - a_3 r_3 \exp(\mu_3 \xi), \quad (10)$$

$$\eta_+ \equiv 0.$$

Здесь μ_i — корни характеристического уравнения системы, причем $\mu_1, \mu_2 > 0$, $\mu_3 < 0$,

$$r_i = 1 + \frac{\alpha_s}{\alpha_2} \left(\frac{\omega - 1}{\alpha_s} - \mu_i \right) \mu_i = \frac{\alpha_s (\omega - 1) / \alpha_s - \mu_i}{\alpha_g \mu_i - 1 / \alpha_g}.$$

Коэффициенты a_i и y_e найдем из условий сшивки решений в окрестности зоны химических реакций. Как видно из первого уравнения (7), вторая производная функции z не зависит от скорости реакции, поэтому экстраполированные в зону реакции функции z , y и z' можно считать непрерывными в точке $\xi = 0$:

$$z_-(0) = z_+(0), \quad y_-(0) = y_+(0) = 1,$$

$$\frac{dz_-}{d\xi}(0) = \frac{dz_+}{d\xi}(0).$$

В результате получим

$$a_1 = y_e \frac{\mu_2 \mu_3}{(\mu_1 - \mu_3)(\mu_1 - \mu_2)},$$

$$a_2 = y_e \frac{\mu_1 \mu_3}{(\mu_2 - \mu_1)(\mu_2 - \mu_3)},$$

$$a_3 = y_e \frac{\mu_1 \mu_2}{(\mu_3 - \mu_1)(\mu_3 - \mu_2)},$$

$$y_e = \frac{\mu_1 - \mu_2}{r_1 \mu_2 \mu_3 / (\mu_1 - \mu_3) + r_2 \mu_1 \mu_3 / (\mu_3 - \mu_2)},$$

ξ_v определяется из условия $y(\xi_v) = y_v$.

Соотношение для скорости распространения волны горения получим, интегрируя уравнение диффузии (последнее уравнение в системе (7)) в зоне химических реакций:

$$\frac{d}{d\xi} \left(\varkappa_{\eta m} \frac{d\eta}{d\xi} \right) - \frac{d\eta}{d\xi} - \tau_m \eta \exp \frac{y-1}{\gamma} = 0.$$

Индекс m указывает на то, что значения параметров берутся при $T = T_m$. Здесь применено преобразование Франк-Каменецкого для функции скорости химической реакции в окрестности $y = 1$. Учитывая полную математическую аналогию данной задачи с задачей о фильтрационном горении газа [1], используем полученное в [1] решение

$$F(u) = 2\tau_m \varepsilon^2 - 2\varepsilon - \varkappa_{\eta m} = 0, \quad (11)$$

где $\varepsilon = \gamma / (r_1 a_1 \mu_1 + r_2 a_2 \mu_2)$. Анализ решений уравнения (11) позволяет проанализировать закономерности и режимы горения в данной системе, а соотношения (9), (10) задают тепловую структуру стационарной волны горения.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Уравнение (11) решалось численно. Использовались следующие значения параметров, соответствующие горению жидкого гидразина в кварцевых трубках [20, 21]: $\rho_s = 2.5 \cdot 10^3$ кг/м³, $c_s = 0.88 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К), $\lambda_s = 1.46$ Вт/(м·К), $\rho_l = 1 \cdot 10^3$ кг/м³, $c_l = 3.1 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К), $\lambda_l = 1$ Вт/(м·К), $\rho_g = 1$ кг/м³, $c_g = 2.64 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К), $\lambda_g = 0.16$ Вт/(м·К), $D_g = 1 \cdot 10^{-5}$ м²/с, $Q = 4.407 \cdot 10^6$ Дж/кг, $L = 1.4 \cdot 10^6$ Дж/кг. Коэффициент межфазного теплообмена α_g определялся как $\alpha_g = \text{Nu} \lambda_g / d$, число Нуссельта Nu принималось равным 5. Параметры скорости суммарной химической реакции для гидразина, представленные в литературе, варьируют в очень широком диапазоне. Это может быть обусловлено, с одной стороны, химической нестабильностью гидразина, а с другой — различием механизмов термического разложения гидразина в разных диапазонах температур [21]. В данной работе энергия активации E согласно [21] принималась равной $1.46 \cdot 10^5$ Дж/моль, а значение предэкспоненциального фактора k_0 выбиралось из условия наилучшего совпадения рассчитанных значений скорости горения с экспериментально измеренными в [17] и равнялось $4 \cdot 10^{10}$ с⁻¹ (в [21] из сопоставления с экспериментом по разложению гидразина в ударных трубах получено $k_0 = 1.6 \cdot 10^{10}$ с⁻¹).

На рис. 2 приведена типичная зависимость $F(u)$, соответствующая горению гидразина, движущегося со скоростью 0.01 мм/с по

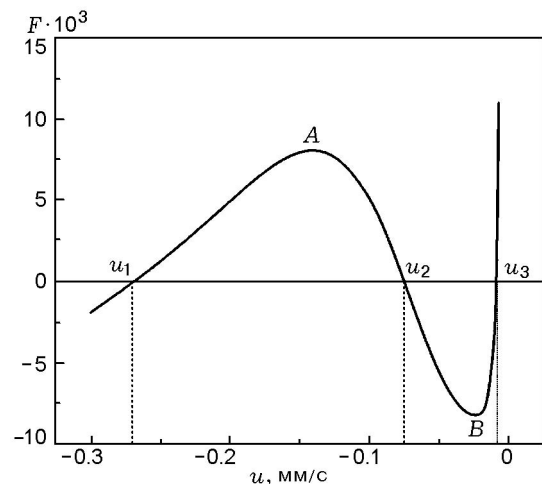


Рис. 2. Вид зависимости $F(u)$

трубке с внутренним диаметром $d = 4$ мм и толщиной стенки $h = 2$ мм. При выбранных значениях параметров задача имеет три решения. При малых значениях d может возникать еще одно решение: $u_4 > u_3$. Анализ показывает, что решения u_2 и u_4 соответствуют нереалистичному поведению массовой скорости выгорания топлива $S = \rho_l(v_l - u)$ в зависимости от параметров системы. Так, например, увеличение диаметра трубки при прочих равных условиях приводит к ослаблению межфазного теплообмена и, следовательно, к уменьшению потерь от горящего газа на нагрев трубки. Поэтому естественно ожидать, что скорость S должна увеличиваться с ростом d . Именно такая тенденция наблюдается при использовании решений u_1 и u_3 и прямо противоположная — при использовании u_2 и u_4 . Аналогично, введение в модель внешних теплопотерь показывает, что теплопотери от системы, как и положено, приводят к снижению массовой скорости горения при использовании решений u_1 и u_3 , но к ее росту при использовании решений u_2 и u_4 . На этом основании при дальнейшем анализе решения u_2 и u_4 отбрасывались как не имеющие физического смысла.

Решения u_1 и u_3 соответствуют двум стационарным режимам горения, обозначим их соответственно I и II. Рис. 3 показывает трансформацию решений при изменении скорости фильтрации монотоплива v_l . При $v_l < v_{l1}^*$ уравнение (11) не имеет решений — горение невозможно. При этом купол $u_1 A u_2$ функции $F(u)$ на рис. 2 находится под числовой осью, а вос-

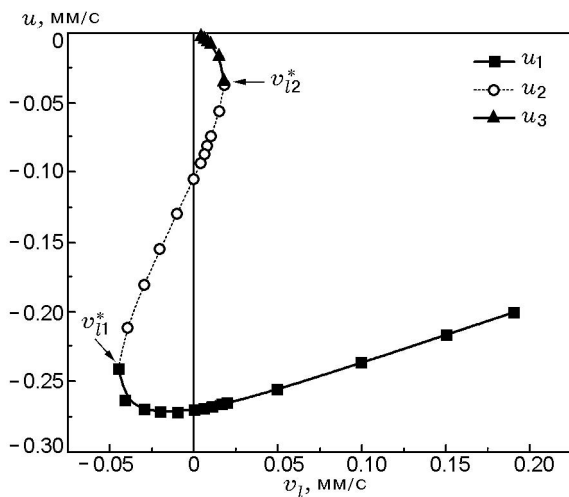


Рис. 3. Зависимости решений уравнения (11) от скорости фильтрации

ходящая ветвь Bu_3 отсутствует. При увеличении v_l точка A поднимается над числовой осью и решений будет два — u_1 и парное с ним неустойчивое решение u_2 . Заметим, что такие парные решения характерны для неадиабатических процессов, а v_{l1}^* имеет смысл предела по скорости фильтрации для режима I. В окрестности $v_l = 0$ появляется восходящая ветвь Bu_3 на кривой $F(u)$ и соответственно решение u_3 (см. рис. 3). При дальнейшем увеличении v_l решения u_2 и u_3 сближаются и при $v_l = v_{l2}^*$ совпадают. При $v_l > v_{l2}^*$ решение u_3 отсутствует и горение возможно только в режиме I.

На рис. 4 показаны зависимости скоростей волны горения u_1 и u_3 от скорости фильтрации топлива в кварцевых трубках с внутренним диаметром 4 мм и различной толщиной стенки h . В трубке толщиной $h = 1$ мм горение возможно только в режиме I при скоростях фильтрации $v_l = -0.17$ мм/с. При нулевой скорости фильтрации жидкости относительно трубки скорость волны горения составляет $u \approx -0.35$ мм/с, что хорошо согласуется с экспериментально измеренными значениями [21]. При увеличении толщины стенки трубки до 2 мм предел по скорости фильтрации для режима I увеличивается до $v_l = -0.05$ мм/с. Кроме того, при $v_l = 0 \div 0.035$ мм/с возможно также горение в режиме II. Реализация в этой области режима I или II, вероятно, определяется условиями инициирования горения. При дальнейшем увеличении толщины стенки трубки до 3 мм предел по скорости фильтрации для ре-

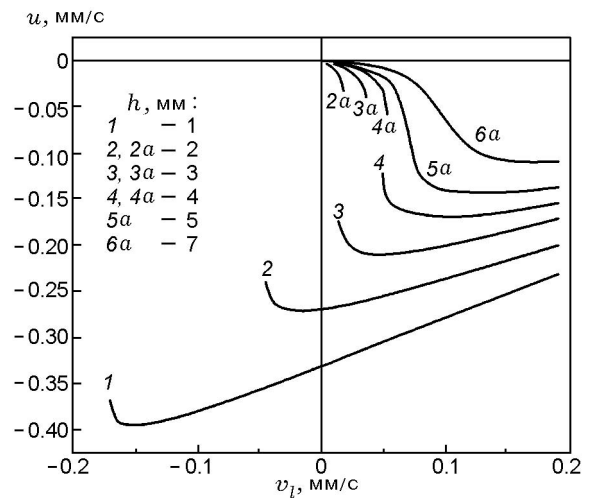


Рис. 4. Зависимости u_1 и u_3 от скорости фильтрации в трубках разной толщины ($d = 4$ мм): 1–4 — режим I, 2a–6a — режим II

жима I сдвигается в положительную полуплоскость. При этом появляется область скоростей фильтрации ($v_l = 0.002 \div 0.0135$ мм/с), в которой горение возможно только в режиме II. Чем больше толщина трубки, тем шире становится область существования режима II и выше предел по скорости фильтрации для режима I (см. кривые 4, 4,а на рис. 4). Наконец, в очень массивной трубке ($h = 5$ мм) кривые для режимов I и II сливаются в одну, т. е. с увеличением скорости фильтрации происходит плавный переход от режима II к режиму I.

На рис. 5 показана диаграмма областей существования режимов горения в трубке с внутренним диаметром 4 мм. На диаграмме выделяются две особые точки. При $h < h_1^*$ горение возможно только в режиме I. В трубках с толщиной стенки от h_1^* до h_2^* может реализоваться тот или иной режим в зависимости от скорости фильтрации. При этом в области, выделенной на рисунке двойной штриховкой, возможны оба режима. При $h > h_2^*$ граница областей существования режимов, показанная штриховой линией, становится условной, так как в этой области при изменении скорости фильтрации происходит плавная перестройка структуры волны горения от одного режима к другому.

На рис. 6 приведена диаграмма режимов горения в координатах «скорость фильтрации — диаметр трубки» при толщине стенки трубки 3 мм. При больших диаметрах трубки ($d > d_2^*$) любых скоростях фильтрации реализуется режим I. При $d_1^* < d < d_2^*$ горение возможно в обоих режимах. Область существова-

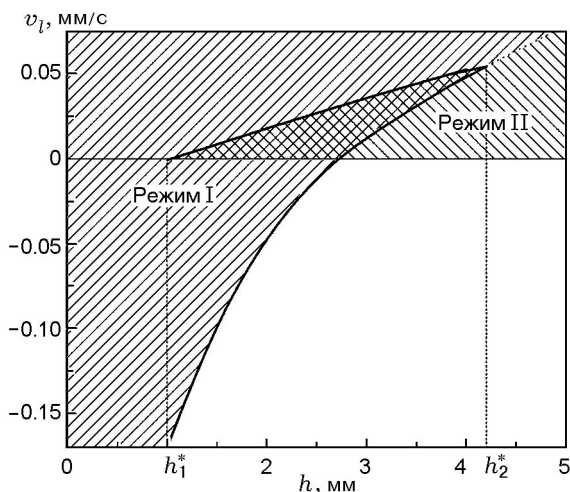


Рис. 5. Области существования режимов I и II в координатах $h - v_l$ ($d = 4$ мм)

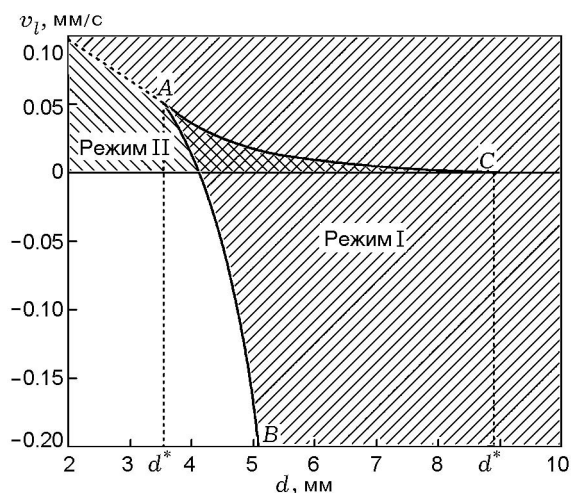


Рис. 6. Области существования режимов I и II в координатах $d - v_l$ ($h = 3$ мм)

ния режима I при этом лежит выше кривой AB. Кривая AB представляет собой предел по скорости фильтрации для этого режима. Предельное значение v_l быстро растет при уменьшении d . При $d < 4.1$ мм горение возможно только при положительных скоростях фильтрации. Область существования режима II в этой области диаметров трубки ограничена снизу значением $v_l = 0$ и сверху кривой AC. В узких трубках ($d < d_1^*$) горение возможно при любых положительных скоростях фильтрации. При этом при малых значениях v_l структура волны горения соответствуют режиму II, при больших — режиму I. Однако жесткой границы перехода от режима I к режиму II нет. При увеличении скорости фильтрации происходит плавная смена режимов горения. Поэтому условная граница перехода между режимами показана на рис. 6 штриховой линией.

Рис. 7 иллюстрирует тепловую структуру волн горения в режимах I и II. Для удобства сравнения данные приведены для одной и той же трубки и при одной и той же скорости фильтрации, т. е. в области сосуществования режимов. Стационарная скорость распространения волн горения составляет -0.266 мм/с в режиме I и -0.0162 мм/с в режиме II. Из сопоставления температурных профилей топлива и трубки в двух режимах отметим следующие их особенности. В режиме I пламя располагается в непосредственной близости от поверхности жидкого топлива: координата x_v , при которой температура топлива равна $T_v = 373$ К, составляет -0.72 мм. Температура пламени в режиме I

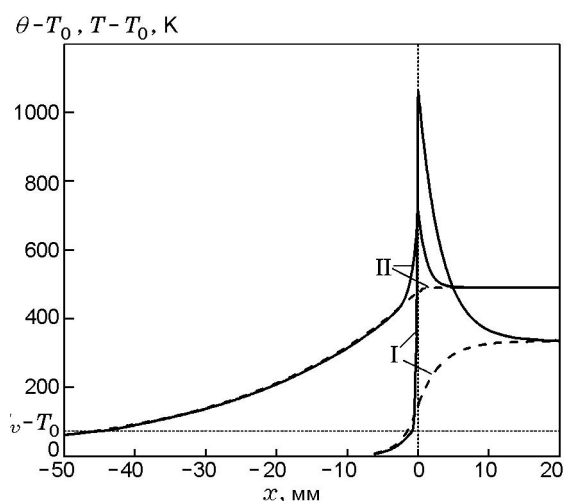


Рис. 7. Тепловая структура волн горения в режимах I и II ($d = 4$ мм, $h = 2$ мм)
сплошные кривые — температура топлива, штриховые — температура трубки

$T_m = 1373$ К, что близко к значению адиабатической температуры горения жидкого гидразина $T_{ad} = 1439$ К. Вспышка паров гидразина (отрыв температуры топлива от температуры стенки) в этом режиме происходит вблизи поверхности жидкости, когда пары топлива еще не прогреты за счет теплообмена с нагретой стенкой трубки. В режиме II, напротив, зона пламени находится на значительном удалении от поверхности жидкости — $x_v = -4.54$ см. Вспышка происходит только после существенного подогрева паров при их прохождении по горячей трубке. В данном примере необходимый для вспышки подогрев паров составил около 450 К. В режиме II температура пламени 1021 К, что значительно ниже температуры адиабатического пламени жидкого гидразина. Наконец, отметим, что максимальный прогрев трубки в волне горения в режиме II заметно выше, чем в режиме I.

Два режима фильтрационного горения жидкости обусловлены наличием двух различных механизмов передачи тепла от зоны горения в предпламенную зону. Первый механизм — это теплопроводность по газу, второй — конвективный теплообмен горячих продуктов сгорания с твердой фазой (стенкой трубки) с последующим переносом тепла в предпламенную зону теплопроводностью по твердой фазе.

В режиме I реализуется преимущественно первый механизм. Этот режим является анало-

гом режима высоких скоростей (РВС) [1] при фильтрационном горении газа (ФГГ), в котором ведущим механизмом переноса тепла также является теплопроводность по газу. Об этом свидетельствуют сходные особенности тепловой структуры волны горения, в частности то, что пламя распространяется по холодному газу. Кроме того, в относительно широких трубках при скоростях фильтрации, приближающихся к нулю, максимальная температура газа близка к адиабатической, а скорость волны горения близка к нормальной скорости горения жидкого гидразина в адиабатических условиях, что также характерно для РВС.

В режиме II скорость волны горения определяется главным образом скоростью передачи тепла по твердой фазе. Тепловая структура и механизм распространения волны горения такие же, как и в режиме низких скоростей при ФГГ [1]. В этом режиме устанавливается жесткая тепловая связь волны горения в газе с тепловой волной в твердой фазе. Если в режиме I прогрев трубки есть лишь побочный результат распространения волны горения жидкости, то в режиме II он является необходимым условием ее существования. Это видно из рис. 7. Действительно, в режиме I основной прогрев трубки достигается за фронтом газового пламени за счет теплообмена с горячими продуктами горения газа. В режиме II, напротив, вспышка газа происходит, когда прогрев трубки уже почти завершен теплопроводностью по твердой фазе.

Проводя аналогию между фильтрационным горением газа и жидкости, необходимо учитывать, что нормальная скорость горения газа выше на три порядка. Это определяет качественно различный уровень межфазного взаимодействия при ФГГ и ФГЖ. В частности, в режиме высоких скоростей при ФГГ полностью разрывается тепловая связь между горящим газом и стенкой трубки. Это обусловлено тем, что скорость движения волны газового горения относительно трубки составляет десятки сантиметров в секунду, что намного больше скорости распространения тепла по трубке. Поэтому волна горения в газе «убегает» от тепла, переданного ею трубке, и это тепло превращается в теплотери. При этом трубка нагревается всего на несколько градусов. При ФГЖ в режиме I массовая скорость выгорания топлива такого же порядка, как и в РВС. Однако из-за того, что плотность жидкости на три порядка выше, чем газа, линейная скорость движе-

ния волны горения примерно в 1000 раз ниже, чем в РВС и составляет доли миллиметров в секунду, что соизмеримо со скоростью передачи тепла по твердой фазе. Поэтому в отличие от РВС полного разрыва тепловой связи в режиме I не происходит. Большая или меньшая часть тепла, переданного трубке горячими продуктами сгорания, переносится по твердой фазе в предпламенную зону, и лишь часть тепла теряется для топлива необратимо. Тепло, перенесенное трубкой, частично за счет теплообмена возвращается в холодный газ, подогревая его. Кроме того, часть «возвратного» тепла переносится еще дальше — в зону жидкого топлива (см. рис. 7) и подогревает жидкость, увеличивая скорость ее испарения.

Неполный разрыв тепловой связи в режиме I определяет иные, чем в РВС, закономерности распространения волн горения. В частности, прямым следствием разрыва тепловой связи в РВС является независимость массовой скорости выгорания $S = \rho_g(v - u) \approx \rho_g v$. В режиме I при ФГЖ скорость выгорания растет с ростом скорости фильтрации и падает с увеличением толщины трубки (кривые 1 и 2 на рис. 8). Это происходит из-за изменения доли тепла, возвращаемого по твердой фазе в предпламенную зону. В РВС существует критический диаметр трубки, ниже которого распространение пламени по трубке невозможно ни при каких скоростях фильтрации из-за превышения критического уровня теплопотерь от

газа. В его аналоге режиме I теплопотери от горячего газа в трубку частично компенсируются возвратным потоком тепла, переносимым по трубке. Чем больше скорость фильтрации, тем больше доля тепла, возвращаемого в холодный газ. Поэтому при ФГЖ в узких трубках существует предел по скорости фильтрации — минимальное значение скорости фильтрации, обеспечивающее компенсацию теплопотерь до критического уровня (рис. 4).

При ФГГ в режиме низких скоростей массовая скорость выгорания линейно растет с увеличением скорости фильтрации. Это обусловлено тем, что характерная скорость волны горения в этом режиме на несколько порядков ниже, чем характерные значения скорости фильтрации. В результате $S = \rho_g(v - u) \approx \rho_g v$. В режиме II, являющемся аналогом режима низких скоростей при ФГЖ, эта закономерность не выполняется (см. кривую 3 на рис. 8), так как порядок величин скорости волны и скорости фильтрации топлива один и тот же.

Еще одна особенность ФГЖ, отличающая его от ФГГ, состоит в том, что для протекания горения необходимо поддерживать на должном уровне скорость испарения топлива. Вероятно, этим обусловлено появление верхнего адиабатического предела по скорости фильтрации в режиме II (кривая AC на рис. 6). В режиме I волна газового горения «сидит» практически на поверхности жидкости и испарение обеспечивается мощным кондуктивным потоком тепла по газовой фазе. В режиме II газовое пламя отнесено от поверхности жидкости, так как оно может существовать только на фоне разогретой стенки трубки. Вблизи поверхности жидкости температурные профили в газе и твердой фазе практически совпадают (см. рис. 7) и основной механизм подогрева жидкости — перенос тепла по твердой фазе. При увеличении скорости фильтрации в режиме II быстро растет скорость волны горения (см. рис. 4) и, как следствие, ухудшается разогрев трубки. В результате перенос тепла по твердой фазе к жидкости падает, и начиная с некоторого значения скорости фильтрации перестает удовлетворяться балансное соотношение (6). Это означает разрыв тепловой связи между волной горения в газе и сопряженной с ней тепловой волной в жидкости. Следствие этого разрыва — появление предела по скорости фильтрации, не наблюдаемого при ФГГ.

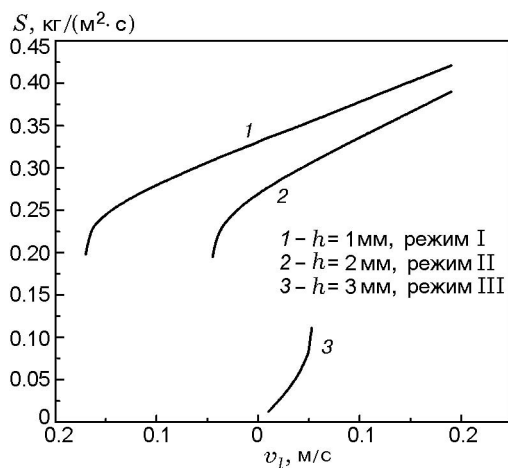


Рис. 8. Зависимости массовой скорости выгорания от скорости фильтрации для режимов I и II ($d = 4$ мм)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная двухтемпературная модель фильтрационного горения жидкости является естественным логическим продолжением изучения процессов фильтрационного горения вообще и газов в частности. Анализ процесса фильтрационного горения жидкости в рамках данной модели позволил выявить два стационарных режима горения. Особенности тепловых структур волн горения указывают на аналогию выявленных режимов с режимами высоких и низких скоростей фильтрационного горения газов. Отметим, что значения характерных линейных скоростей волн горения в режиме I и его аналоге — режиме высоких скоростей отличаются на три порядка. Тем не менее такая аналогия оправданна, поскольку массовые скорости выгорания, основные структурные характеристики волн горения и доминирующие механизмы переноса тепла в этих режимах одинаковы. Различие в линейных скоростей волн горения обусловлено соответствующим различием плотностей газа и жидкости, при этом характерные скорости фильтрации топлива в режиме I также на три порядка меньше, чем в режиме высоких скоростей. Значительно меньшие значения скорости движения зоны пламени относительно твердой фазы при фильтрационном горении жидкости, соизмеримые со скоростью передачи тепла по самой твердой фазе, и необходимость сопряжения тепловых волн в газе и жидкости определяют более сложную структуру областей существования режимов, чем при фильтрационном горении газов. Эти отличия, в частности, приводят к появлению адиабатических пределов по скорости фильтрации, не наблюдаемых при фильтрационном горении газов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Лаевский Ю. М., Бабкин В. С.** Распространение тепловых волн в гетерогенных средах // Под ред. Ю. Ш. Матроса. Новосибирск: Наука, 1988.
2. **Babkin V. S.** Filtrational combustion of gases. Present state of affairs and prospects // *Pure and Appl. Chem.* 1993. V. 65, N 2. P. 335–344.
3. **Добрего К. В., Жданок С. А.** Физика фильтрационного горения газов. Минск: НАН Беларуси, Ин-т тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова, 2002.
4. **Футько С. И., Жданок С. А.** Химия фильтрационного горения газов. Минск: Беларуская навука, 2004.
5. **Dobrego K. V., Zhdanok S. A., Zaruba A. I.** Experimental and analytical investigation of the gas filtration combustion inclination instability // *Heat and Mass Transfer.* 2001. V. 44, N 11. P. 2127–2136.
6. **Какуткина Н. А., Мбарава М.** Переходные процессы при фильтрационном горении газов // *Физика горения и взрыва.* 2004. Т. 40, № 5. С. 62–73
7. **Какуткина Н. А., Коржавин А. А., Мбарава М.** Особенности фильтрационного горения водородо-, пропано- и метановоздушных смесей в инертных пористых средах // *Физика горения и взрыва.* 2006. Т. 42, № 4. С. 8–20.
8. **Какуткина Н. А.** Некоторые аспекты устойчивости горения газа в пористых средах // *Физика горения и взрыва.* 2005. Т. 41, № 4. С. 39–49.
9. **Минаев С. С., Бабкин В. С.** Распространение пламени в канале переменного сечения при фильтрации газа // *Физика горения и взрыва.* 2001. Т. 37, № 1. С. 16–24.
10. **Rabinovich O. S., Fefelov A. V., Pavlyukovich N. V.** Modeling of premixed gas combustion in porous media, composed of coarse-sized particles: 1-D description with discrete solid phase // *26 Intern. Symp. on Combustion.* Pittsburgh: The Combustion Inst., 1996. P. 3383–3389.
11. **Добрего К. В., Жданок С. А.** Инженерный расчет характеристик фильтрационного горения на основе двухтемпературной одномерной модели // *Инж.-физ. журн.* 1998. Т. 71. С. 424–432.
12. **Howell J. R., Hall M. J., Ellzey J. I.** Combustion of hydrocarbon fuels within porous inert media // *Prog. Energy and Combust. Sci.* 1996. V. 22, N 2. P. 122–145.
13. **Johansson R., Thunman H., Leckner B.** Influence of intraparticle gradients in modeling of fixed bed combustion // *Combust. Flame.* 2007. V. 149. P. 49–62.
14. **Hoffman J. G., Echigo R., Yoshida H., Tada S.** Experimental study on combustion in porous media with a reciprocating flow system // *Combust. Flame.* 1997. V. 111. P. 32–46.
15. **Dhamrat R. S., Ellzey J. L.** Numerical and experimental study of conversion of methane to hydrogen in a porous media reactor // *Combust. Flame.* 2006. V. 144. P. 698–709.
16. **Brenner G., Pickenacker K., Pickenacker O., Trimis D., Wawrzinek K., Weber T.** Numerical and experimental investigation of matrix-stabilized methane-air combustion in porous inert media // *Combust. Flame.* 2000. V.123. P. 201–213.
17. **Бабкин В. С., Кошкин Б. Ю., Лаевский Ю. М.** Горение движущихся взрывчатых веществ в узких трубках // *Докл. АН СССР.* 1989. Т. 304. С. 892–895.

-
18. **Koshkin B. Yu., Bunev V. A., Babkin V. S., Laevsky Yu. M.** The decomposition flame of hydrazine in inert porous media // *Combust. Flame*. 1995. V. 103. P. 143–150.
 19. **Какуткина Н. А., Бунев В. А.** Фильтрационное горение жидких монотоплив // *Физика горения и взрыва*. 2001. Т. 37, № 4. С. 34–40.
 20. **Таблицы физических величин: Справочник** / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
 21. **Shmidt E. W.** Hydrazine and its derivatives. Preparation, properties, applications. New York: John Wiley and Sons, 1984.

*Поступила в редакцию 15/VII 2007 г.,
в окончательном варианте — 14/XII 2007 г.*
