

К ТЕОРИИ ТЕРМОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ФРОНТА ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ГАЗА

К. В. Доброго, С. А. Жданок

Институт тепло- и массообмена НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь

На основе уравнений фильтрации с учетом теплопередачи в области прогрева решается задача о неустойчивости малых возмущений фронта волны фильтрационного горения газа. Получены выражения для декремента роста и критического поперечного размера возмущения. Решение задачи об устойчивости фронта получено с учетом макроскопического перераспределения фильтрации в системе и включает такие макроскопические характеристики, как поперечный размер, ширина высокотемпературной зоны и др. Предложен метод учета влияния характеристик системы на развитие возмущений. Показано, что малые деформационные возмущения фронта всегда растут до определенной амплитуды, дальнейшее их развитие — продолжение роста или стабилизация — определяется характеристиками системы.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование горения газа в пористом теле, или фильтрационное горение (ФГ), вызывает интерес в связи с большим количеством технических приложений данного процесса, таких, например, как утилизация (окисление) вредных газов, сжигание бедных горючих смесей в режиме сверхадиабатического горения, обработка катализаторов термической волной и др. [1, 2]. В широком смысле под ФГ понимают любой газо-, гетеро- или твердофазный экзотермический процесс, протекающий в условиях фильтрации газа. В данной работе рассматривается горение газа в инертном пористом теле, а именно такие режимы ФГ, при которых в среде формируется квазистационарный фронт горения, благодаря интенсивному межфазному теплообмену и узкой зоне тепловыделения.

Серьезную проблему для расширения промышленного применения ФГ (независимо от типа экзотермического процесса) представляет неустойчивость его фронта. Под неустойчивостью понимаем нестационарный процесс роста возмущений фронта ФГ, приводящий к нарушению его начальной симметрии или разрушению. Неустойчивость рассматривалась в ряде работ [3–8], она легко наблюдается в экспериментах. Однако удовлетворительное теоретическое описание этого процесса на сегодняшний день отсутствует.

В [3–6] исследуется квазистационарный плоский фронт в системах с постоянным сечением. В работе [3] задачи о тепловой и гидродинамической неустойчивости изучаются неза-

висимо. Для анализа тепловой неустойчивости рассматриваются одномерные тепловые возмущения. При этом делается вывод о том, что встречные волны горения более устойчивы в том смысле, что неустойчивость спутных режимов проявляется при меньших значениях некоторого бифуркационного параметра. По существу, из [3] следует вывод об абсолютной устойчивости фронта ФГ к тепловым возмущениям, что достаточно очевидно по отношению к одномерным (в частности, трансляционным) возмущениям плоского фронта. При анализе гидродинамической неустойчивости показано, что в случае небольшого различия коэффициентов фильтрации по обе стороны фронта горения пламя гидродинамически неустойчиво.

В [4] поставлена и аналитически решена задача о гидродинамической неустойчивости фронта горения ФГ при размерах возмущений, значительно превышающих тепловую ширину пламени. Для рассмотрения коротковолновых возмущений в [4] используется параметризация локальной скорости фронта u_w через его кривизну:

$$u_w = u_{w,0}(1 + \mu f''_x), \quad (1)$$

где f''_x — вторая производная по поперечной координате, задающая кривизну фронта; $u_{w,0}$ — локальная скорость фронта без возмущения; μ — положительный параметр в системе, где направление фильтрации совпадает с положительным направлением оси. С использованием этого допущения, а также вследствие того, что в модели неявно (через граничные условия) учитывались особенности тепловой задачи ФГ,

авторами получена формула, задающая критический поперечный размер для роста малых возмущений деформационного типа. К сожалению, характер допущений не позволяет численно оценить зависимость критического размера от параметров задачи. Другим недостатком предложенной в [4] модели является то, что она построена на основе уравнений Эйлера, а не уравнений фильтрации.

В работе [5] на основе модифицированной аналогии Рейнольдса сформулировано необходимое условие для развития так называемой очаговой неустойчивости (фрагментации фронта на отдельные очаги горения), которое сведено к требованию малости числа Льюиса газовой смеси. В работе также сделана попытка проанализировать устойчивость ФГ по отношению к наклону фронта.

В [6] решена задача о тепловой неустойчивости фронта ФГ для малых двумерных возмущений фронта в приближении мгновенной реакции, где учитывалось изменение скорости реакции согласно разложению Франк-Каменецкого. Определен декремент затухания возмущения, обнаружено, что большая скорость роста возмущений соответствует большому поперечному размеру возмущения, найден критический размер возмущения. Недостатком работы [6] является то, что рассмотрен «тепловой» тип возмущения, при котором макроскопическая область возмущения получает (или теряет) энергию, что, в отличие от деформационного типа возмущения фронта, может проявиться лишь при специфических условиях в системе.

В [7] решена задача о тепловой неустойчивости одномерной сферической волны ФГ в приближении узкого фронта. Показано, что стационарный фронт устойчив по отношению к сдвигу в расходящемся потоке и неустойчив в сходящемся.

Работы [8, 9] посвящены качественному анализу совместного влияния тепловых и гидродинамических факторов на устойчивость фронта. Суть метода заключается в анализе теплового баланса области прогрева фронта в сечении возмущения как функционала от деформации фронта и других параметров системы.

Таким образом, в моделях, описанных в перечисленных работах, имеются существенные недостатки; к тому же ни одна из известных авторам моделей не дает формул, пригод-

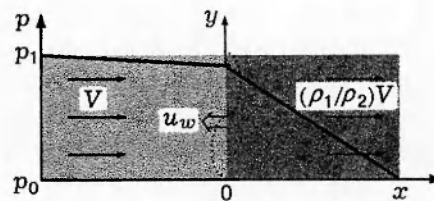


Рис. 1. Схема волны фильтрационного горения:

сплошная линия — давление, пунктирная — возможная деформация фронта; p_1, p_0 — давление на входе и выходе из системы; V — скорость невозмущенной фильтрации газа в холодной области, $(\rho_1/\rho_2)V$ — скорость фильтрации газа в горячей области, u_w — локальная скорость фронта

ных для оценок пределов устойчивости и других важных параметров реальных систем.

Цель настоящей работы — формулировка более корректной модели неустойчивости, дающей аппарат для оценки критических размеров и других параметров неустойчивости, а также углубление понимания проблемы на физическом уровне.

МОДЕЛЬ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ФРОНТА ФГ

Исследования [1–6, 9] показывают, что в интересующих нас режимах ФГ фронт горения имеет резко очерченную границу с шириной зоны прогрева, близкой к размеру зерна пористого каркаса. Поэтому в случае, когда размер системы и масштаб возмущений фронта значительно превышают его ширину, можем считать фронт горения бесконечно узким. В настоящее время исследуются и находят применение системы со стационарным фронтом, стабилизации которого добиваются изменением сечения потока [7, 10] или иным способом, а также устройства с нестационарным фронтом. В последнем случае скорость перемещения фронта ФГ u_w пренебрежимо мала по сравнению со скоростью фильтрации газа v ($u_w/|v| \sim 10^{-4}$).

Рассмотрим следующую модель волны ФГ. Невозмущенный фронт имеет плоскую геометрию и моделируется скачком температуры и плотности газа. Направление фильтрации газа совпадает с осью x , положение фронта соответствует $x = 0$, ось y параллельна фронту. Скорость перемещения фронта постоянна, пренебрежимо мала по сравнению со скоростью фильтрации газа и, в общем случае, может быть как спутной, так и встречной по от-

ношению к газовому потоку. Модель пояснена на рис. 1. Исследуем динамику роста малых деформационных возмущений, длина волны которых значительно превышает ширину фронта. Для гидродинамической задачи исходными являются уравнения фильтрации, неразрывности и состояния для идеального изотермического газа:

$$v = -\kappa \nabla p, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v) = 0, \quad (3)$$

$$\rho = \text{const} \cdot p. \quad (4)$$

Связь между деформацией фронта и возмущением поля фильтрации устанавливается исходя из известной [1, 2, 4, 11] зависимости между скоростями волны ФГ и фильтрации

$$u_w = u_w(v). \quad (5)$$

Здесь κ — коэффициент фильтрации; p, ρ — давление и плотность газа соответственно.

Из (2)–(4) следует уравнение нестационарной фильтрации

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\kappa}{2} \Delta p^2. \quad (6)$$

Предполагается, что вязкость не зависит от давления, по крайней мере, в небольших пределах его изменения.

Уравнение (6) нелинейно, поэтому задача может быть исследована на устойчивость методами теории возмущений для нелинейных систем. Однако учитывая, что $u_w/|v| \approx 10^{-4}$, и переходя в систему координат, движущуюся с фронтом ($\partial/\partial t = u_w \partial/\partial x$), легко убедиться, что нестационарный член в (3) и (4) также имеет порядок $u_w/|v| \approx 10^{-4}$. Поэтому задача о фильтрации квазистационарна, а (6) можно линеаризовать по Лейббензону (см. [12]):

$$\frac{\partial p^2}{\partial t} = \kappa p_0 \Delta p^2. \quad (7)$$

Уравнение (7) линейно относительно p^2 . Следовательно, суперпозиция его решений также является решением, и возмущение должно удовлетворять (7) независимо от вида основного невозмущенного решения. Для определенности считаем, что невозмущенное решение характеризуется скоростью движения фронта u_w , давлением $p^2 = C_1 + x C_2$ (стационарное решение (7)), нормальной к фронту скоростью фильтрации V в холодной области и $(\rho_1/\rho_2)V$ — в горячей (см. рис. 1).

Найдем функцию возмущения давления, удовлетворяющую (7) и отвечающую требованиям обращения в нуль на бесконечности и периодичности по поперечной координате:

$$p \sim \exp(ik_y y + k_x x + \Omega t), \quad (8)$$

где

$$\Omega = 2\kappa p_0(k_x^2 + k_y^2) \quad (9)$$

— временной инкремент роста возмущения. Согласно (9) для квазистационарных процессов $k_{x,1} \sim k_{y,1} = k_{y,2} \sim k_{x,2}$, что позволяет опустить индексы при k везде, где их различия несущественны; индексы 1 и 2 относятся к области исходной смеси и продуктов соответственно. Используя формулы (8), (2), условия обращения возмущения в нуль на бесконечности, а также тождественность поперечного масштаба возмущений давления и деформации фронта, ищем решение для величин давления, скорости и координаты фронта в виде

$$p_1 = A \exp(ik_y y + k_x x + \Omega t),$$

$$v_1 = -\kappa_1 k_x A \exp(ik_y y + k_x x + \Omega t),$$

$$u_1 = -i\kappa_1 k_y A \exp(ik_y y + k_x x + \Omega t),$$

$$p_2 = B \exp(ik_y y - k_x x + \Omega t), \quad (10)$$

$$v_2 = \kappa_2 k_x B \exp(ik_y y - k_x x + \Omega t),$$

$$u_2 = -i\kappa_2 k_y B \exp(ik_y y - k_x x + \Omega t),$$

$$f = C \exp(ik_y y + \Omega t).$$

Здесь v и u — нормальная и касательная к начальному фронту составляющие скорости, f — функция смещения (деформации) фронта.

Для того чтобы определить постоянные A, B и C в (10), необходимо сформулировать граничные условия на разрыве (фронте). Условие равенства возмущений давлений на границе нельзя использовать, поскольку при принятом нами виде решений (10) оно приводит к нарушению сохранения потока массы через границу. Действительно, если положить $A = B$, то согласно (10) нормальные составляющие скорости на фронте имеют разные знаки ($v_1 = -(\kappa_1/\kappa_2)v_2$), что противоречит условию неразрывности. Поток импульса не сохраняется отдельно для газа, поскольку при фильтрации принципиальное значение имеет взаимодействие газовой и твердой фаз. Поэтому в качестве граничных условий будем использовать

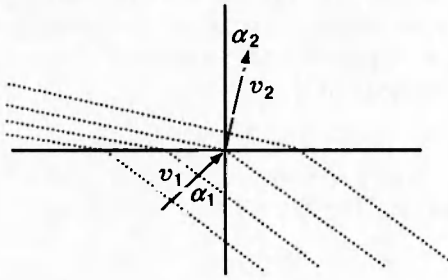


Рис. 2. К выводу формулы (12):

v_1, v_2 и α_1, α_2 — скорости и углы отклонения скорости фильтрации от нормали до и после фронта горения соответственно; пунктирные линии — изобарные кривые

уравнение сохранения потока массы, уравнение изменения тангенциальной составляющей скорости фильтрации и уравнение, связывающее изменение скорости фильтрации и скорость движения фронта. Первые два условия, записанные для малых амплитуд деформации фронта, дают

$$\alpha(f'_t - v_1) = f'_t - v_2, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\kappa_2}{\kappa_1} u_1 + \frac{\kappa_2}{\kappa_1} (V + v_1 - u_w) f'_y = \\ = u_2 + (\alpha(V - u_w) + v_2) f'_y. \end{aligned} \quad (12)$$

Для записи третьего условия используем уравнение (5), предполагая, что $v_1 \ll V$:

$$f'_t = du_w = \delta v_1. \quad (13)$$

Здесь $\alpha \equiv \rho_1/\rho_2 = T_2/T_1$, $\delta \equiv \partial u_w/\partial v$ — отклик фронта на скорость фильтрации (определяемый химической кинетикой и тепло- и массообменом во фронте согласно (5)); штрих означает дифференцирование по координате, указанной в индексе. Заметим, что уравнение (12) не следует из уравнения сохранения потока импульса или галилеевой инвариантности явления [13], как для свободного пламени, и не соответствует случаю свободного пламени, как принято в [4]. Его можно получить исходя из (2) и непрерывности давления при фильтрации. Действительно, из непрерывности давления на границе фронта (непрерывность изобар на рис. 2) и из геометрических соображений следует, что $|\nabla p_1| \sin \alpha_1 = |\nabla p_2| \sin \alpha_2$. Тогда тангенциальная компонента скорости до разрыва $u_1 = \kappa_1 |\nabla p_1| \sin \alpha_1$, а после разрыва

$u_2 = \kappa_2 |\nabla p_2| \sin \alpha_2 = (\kappa_2/\kappa_1) u_1$, т. е. сохраняется с точностью до множителя κ_2/κ_1 . Рассуждения поясняются рис. 2.

Пренебрегая величинами v_1 и u_w по сравнению с V , а также учитывая, что при малых амплитудах деформации $\exp(k_x x) \sim 1$, подставим (10) в уравнения (11)–(13):

$$\alpha \Omega C + \alpha \kappa_1 k A = \Omega C - \kappa_2 k B, \quad (14)$$

$$\frac{\kappa_2}{\kappa_1} V k C - \frac{\kappa_2}{\kappa_1} \kappa_1 k A = \alpha V k C - \kappa_2 k B, \quad (15)$$

$$\Omega C = -\delta \kappa_1 k A. \quad (16)$$

Заметим, что при получении граничных условий и системы (14)–(16) использовано условие малости амплитуды деформации фронта, а малость амплитуды возмущения давления в явном виде не использовалась. После исключения неизвестных из (14)–(16) получаем

$$\Omega = \delta k V \frac{\alpha - \kappa_2/\kappa_1}{\alpha + \kappa_2/\kappa_1}. \quad (17)$$

Поскольку $\alpha = T_2/T_1 \gg 1$, а $\kappa_2/\kappa_1 \approx \sqrt{T_1/T_2} < 1$, из (17) следует гидродинамическая неустойчивость плоского фронта в случае $\delta > 1$, при этом $\Omega \approx \delta k V$. Таким образом, рассмотренная модель приводит, как и ожидалось, к абсолютной неустойчивости фронта, поскольку в ней, по сути, отсутствует тепловой механизм компенсации гидродинамического возмущающего фактора.

Как показывает опыт [4–6], реальная физическая картина развития неоднородности не может быть построена без учета совместного влияния конвективных и тепловых потоков на рост возмущения. В представленной выше модели локальное взаимодействие фильтрационного потока с каркасом (и соответствующими тепловыми потоками) учтено посредством (5) и граничного условия (13). Для того чтобы учесть влияние ближайшей окрестности точки на локальное перемещение фронта, воспользуемся предложенным в [4] методом параметризации скорости движения фронта через его кривизну, несколько изменив конкретный вид выражения:

$$u_w = u_{w,0} + u_t \mu f''_x. \quad (18)$$

Здесь u_t — скорость тепловой волны в отсутствие химического тепловыделения. В отличие от (1) модель (18) ликвидирует особенность конечных формул теории в точке $u_{w,0} = 0$, а также позволяет физически интерпретировать величину μ , что и будет сделано ниже. С учетом (18) граничное условие (13) примет вид

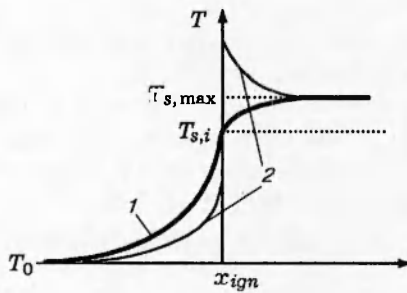


Рис. 3. Профили температуры в каркасе (1) и газе (2):

$T_{s,i}$ — температура, соответствующая воспламенению газа, $T_{s,max}$ — максимальная температура каркаса

$$f'_t = \partial v_t + \mu u_t f''_y. \quad (19)$$

Получаемая с учетом (19) система решается аналогично (14)–(16), в результате условие устойчивости фронта записывается в виде

$$\mu u_t k > \delta V \frac{\alpha - \kappa_2/\kappa_1}{\alpha + \kappa_2/\kappa_1}. \quad (20)$$

При этом критический поперечный размер возмущения выразится как

$$L_{cr} = \frac{\pi \mu u_t}{\delta V} \frac{\alpha + \kappa_2/\kappa_1}{\alpha - \kappa_2/\kappa_1} \approx \frac{\pi \mu u_t}{\delta V}. \quad (21)$$

Если поперечный размер возмущения D меньше L_{cr} , возмущение затухает, и наоборот.

Дадим физическую интерпретацию параметру μ . Предварительно рассмотрим качественную картину теплового баланса в области прогрева фронта горения. Температурные профили газовой и твердой фаз при ФГ приближенно представлены на рис. 3. Слева от координаты x_{ign} находится зона прогрева, в которой реакция тепловыделения практически не идет. По отношению к этой зоне каркаса набегающий газовый поток забирает тепло (посредством конвективного теплообмена) со средней удельной (отнесенной к единице поперечного сечения) интенсивностью $\bar{q}_u$, а кондуктивный поток доставляет тепло из высокотемпературной области каркаса со средней интенсивностью $\bar{q}_\lambda$. Очевидно, что фронт покоится при равенстве этих потоков, движется спутно при $\bar{q}_u > \bar{q}_\lambda$ и встречно при $\bar{q}_u < \bar{q}_\lambda$. Оценка кондуктивного потока дает соотношение

$$\bar{q}_\lambda \approx (c\rho)_g v \Delta T_{s,i}, \quad (22)$$

где $\Delta T_{s,i}$ — температура каркаса, соответствующая зажиганию газа (см. рис. 3). Значение

$\bar{q}_\lambda = \lambda \partial T / \partial x|_{T=T_s}$ задается и в рамках однотемпературной модели с мгновенной реакцией, так же как и в рамках упрощенной двухтемпературной модели [11]:

$$\bar{q}_\lambda \approx (c\rho)v(1-u)\Delta T_{s,i}. \quad (23)$$

Здесь $u \equiv u_w/u_t$ — безразмерная скорость волны горения. Из (22) и (23) следует, что

$$\frac{\bar{q}_\lambda}{\bar{q}_u} = 1 - u. \quad (24)$$

Известно [11], что при квазистационарном распространении волны $1-u = T_{ad}/T_{s,max}$, поэтому также справедливо

$$\frac{\bar{q}_\lambda}{\bar{q}_u} \approx \frac{T_{ad}}{T_{s,max}}, \quad (25)$$

где T_{ad} — адиабатическая температура сгорания топлива, $T_{s,max}$ — максимальная температура каркаса.

Физический смысл условия (18) и использования его в граничном условии (19) состоит в том, что искривление фронта в случае вогнутости со стороны холодной части каркаса приводит к увеличению кондуктивного теплового потока, приходящего в зону прогрева фронта в сечении возмущения, а в случае выпуклости — к уменьшению. При этом согласно вышеизложенному такой участок фронта меняет динамику своего движения. Рассмотрим вариацию скорости движения участка фронта, вызванную возмущением. Согласно (24) $u_w = u_t(1 - q_\lambda/q_u)$, поэтому вариацию скорости можно записать в виде

$$\delta u_w = \delta u_t \left(1 - \frac{q_\lambda}{q_u}\right) - u_t \delta \frac{q_\lambda}{q_u}. \quad (26)$$

В рамках принятой в работе точности температуру горячей области и температурный градиент на границе считаем постоянными, тогда тепловой поток, приходящийся на единицу сечения, пропорционален площади поверхности фронта в рассматриваемом сечении. Учтем в (26) только вариацию теплового потока (что соответствует физическому смыслу параметра μ в граничном условии). Выразив эту вариацию через изменение площади с увеличением поверхности фронта при возмущении, получим

$$\delta u_w = -u_t \delta \frac{q_\lambda}{q_u} = -u_t \frac{q_\lambda}{q_u} \frac{\delta L}{L}. \quad (27)$$

Здесь $\delta L/L$ — увеличение (удлинение) фронта горения. С другой стороны, согласно (18) изменение скорости фронта связано с его кривизной:

$$\delta u_w = u_t \mu \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}. \quad (28)$$

Приравнивая (27) и (28) и считая, что деформация фронта одномерная и синусоидальная ($f = h \sin(\pi x/D)$), максимальная кривизна фронта равна $|f''| = \pi^2 h/D^2$, а удлинение фронта при малой амплитуде возмущения ($h \ll D$) $\delta L/L \simeq \pi^2 h^2/(2D^2)$, получим

$$\mu = \frac{q_\lambda}{q_u} \frac{\delta L}{L} \frac{1}{f''} \sim \frac{q_\lambda}{q_u} \frac{h}{2}. \quad (29)$$

Тогда согласно (21) и (29) критический размер возмущения оценивается как

$$\bar{L}_{cr} = \frac{\pi h}{2} \frac{u_t}{\delta V} \frac{q_\lambda}{q_u} \sim \frac{\pi h}{2} \frac{q_\lambda}{q_u}. \quad (30)$$

Здесь учтено, что $\delta \equiv \partial u_w / \partial u_g \approx \sigma / (\sigma g)$.

Из (30) следует, что как спутные, так и встречные волны подвержены неустойчивости, разница заключается в количественных значениях критических параметров (во втором случае величина q_λ/q_u (24) больше, а δ меньше). Поскольку критический размер возмущения пропорционален его амплитуде, исчезающе мелкие возмущения всегда растут по амплитуде. В дальнейшем этот рост может продолжиться или остановиться, однако судить об этом в рамках модели малых амплитуд некорректно. Если же формально применить полученные выражения для произвольных амплитуд возмущения, то из (30) следует, что рост возмущения прекращается при $h \simeq 2/\pi(q_u/q_\lambda)D$. Иначе говоря, растут лишь «мелкие» возмущения, глубина которых меньше определенной доли ширины. Поскольку максимальный поперечный размер возмущения не превышает поперечного размера пористого тела D_0 , максимальная амплитуда возмущения фронта в системе оценивается как $h_{\max} \simeq 2/\pi(q_u/q_\lambda)D_0$. Если толщина высокотемпературной зоны H меньше $h_{\max}$, наступает прорыв фронта, и достаточное условие прорыва/фрагментации фронта принимает вид

$$\frac{H}{D_0} < \frac{2}{\pi} \frac{q_u}{q_\lambda}. \quad (31)$$

Данные выводы согласуются с результатами модели конкуренции потоков q_λ и q_u [9], что в определенном смысле оправдывает нестрогую трактовку результатов теории.

Представленная здесь модель, как и модели [3–7], рассматривает возмущение фронта как локальный процесс, не связанный с макроскопическими параметрами системы, такими как

линейные размеры горелки в целом и высокотемпературной зоны, распределение температуры по длине горячей зоны, режим прокачки газа (постоянный расход или давление) и др. Эти характеристики существенно влияют на процесс фильтрации и ее перераспределение при росте возмущений. Поэтому, с точки зрения более точного описания неустойчивости, представляется интересным синтез данной модели с другой, явным образом учитывающей макроскопические параметры системы, например с моделью конкуренции потоков q_λ и q_u . Такую процедуру можно провести, переопределяя параметр μ аналогично (25)–(29). Так, например, если в (26) учесть макроскопическое перераспределение потока фильтрации, то получим явную зависимость параметра μ от поперечного размера возмущения и ширины высокотемпературной зоны горелки (которая определяет гидродинамическое сопротивление системы и макроскопическое перераспределение потоков фильтрации при возмущении фронта) [9]:

$$\mu = \frac{q_\lambda}{q_u} \frac{h}{2} - \frac{D^2}{\pi^2 H}. \quad (32)$$

При этом критический размер возмущения для режимов $\delta > 0$ будет меньше, чем оцененный согласно (30):

$$L_{cr} \simeq \frac{\pi h}{2} \frac{q_\lambda}{q_u} - \frac{1}{\pi} \frac{D^2}{H}. \quad (33)$$

Соответственно по сравнению с оценкой (31) увеличится значение H/D_0 прорыва фронта. Для проверки количественных и качественных выводов теории необходимы экспериментальные исследования. Заметим также, что полученные в работе результаты относятся как к процессам фильтрационного горения газа в инертной среде, так и к любым другим типам фильтрационного горения, когда в пористой среде формируется волна с резким квазистационарным фронтом.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (код проекта Т98-209).

ЛИТЕРАТУРА

1. Матрос Ю. Ш. Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. Новосибирск: Наука, 1988.
2. Howell J. R., Hall M. J., Ellzey J. L. Combustion of hydrocarbon fuels within porous inert media // Progress in Energy and Combust. Sci. 1996. V. 22, N 2. P. 122–145.

3. Вайнштейн П. В. Об устойчивости газового пламени в пористых средах // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 1. С. 28–34.
4. Минаев С. С., Потытняков С. И., Бабкин В. С. О неустойчивости фронта пламени при фильтрационном горении газов // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 3. С. 49–54.
5. Kennedy L. A., Fridman A. A., Saveliev A. V. Superadiabatic combustion in porous media: wave propagation, instabilities, new type of chemical reactor // J. Fluid Mechanic Research. 1996. V. 22, N 2. P. 1–26.
6. Zhdanok S. A., Shabunia S. I., Dobrego K. V. Report on R&D services agreement dated January 1, 1996, Minsk. R&D Enterprise Chemical Physics Technologies, 1996.
7. 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.
8. Dobrego K. V., Zhdanok S. A., Krauklis A. V., Khanevich E. I. Inclination instability of gas combustion in inert porous media // 27th Intern. Symp. on Combustion: WIP Abstracts. Baulder: The Combustion Inst., 1998. P. 407.
9. Доброго К. В., Жданок С. А. Термогидродинамическая неустойчивость при фильтрационном горении газов. Минск, 1998. (Препр. // НАН Беларуси, ИТМО; № 6).
10. Zhdanok S. A., Dobrego K. V., Futko S. I. Flame localization inside axis-symmetric cylindrical and spherical porous media burners // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 1998. V. 41. P. 3647–3655.
11. Доброго К. В., Жданок С. А. Инженерный расчет характеристик волны фильтрационного горения на основе двухтемпературной одномерной модели // Инж.-физ. журн. 1998. Т. 71, № 3. С. 424–432.
12. Баренблатт Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М. Теория нестационарной фильтрации жидкости и газа. М.: Недра, 1972.
13. Математическая теория горения и взрыва / Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе. М.: Наука, 1980.

*Поступила в редакцию 4/XI 1998 г.,
в окончательном варианте — 16/III 1999 г.*