УДК 536.46; 532.59

ТЕПЛОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХ ФРОНТОВ ПЛАМЕНИ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В КАНАЛАХ С ПРОТИВОПОЛОЖНО НАПРАВЛЕННЫМИ ПОТОКАМИ ГАЗА

Р. В. Фурсенко, С. С. Минаев, В. С. Бабкин

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск

Представлена одномерная нестационарная модель распространения двух фронтов пламени предварительно перемешанной смеси газов в узких плоских каналах с учетом теплового взаимодействия пламен через разделяющую стенку. Рассмотрен случай, когда потоки газа в каналах противоположно направлены и равны по величине. Показано, что обмен теплом через теплопроводящую стенку, разделяющую плоские каналы, ведет к появлению ряда характерных особенностей. Рассматриваемая схема фильтрационного горения газов может быть названа схемой горения со встречной фильтрацией и является новой разновидностью систем с избытком энтальпии. Показано, что даже при наличии теплопотерь через внешние стенки системы температура на фронте волн горения может превышать адиабатическую температуру свободного плоского пламени с тем же составом горючей смеси. Из решения задачи получены зависимости скорости волн горения от расстояния между ними, и исследовано динамическое поведение волн горения. Найдена область параметров задачи, при которых возможна автостабилизация волн горения.

ВВЕДЕНИЕ

Фильтрационное горение газов в пористых средах имеет ряд характерных особенностей, важных для практических приложений в энергетике, в области пожаровзрывобезопасности и в химических производствах [1–3]. Основные положения теории фильтрационного горения газов в пористых средах разработаны в работах [4, 5], в которых была создана одномерная двухтемпературная модель фильтрационного горения. Инертная пористая среда в этих работах моделировалась системой прямых узких трубок в инертном материале, заполненных горючим газом. В предельном случае модель сводилась к описанию волны горения в одной трубке с теплопроводящими стенками при наличии потока горючего газа. Ряд новых свойств волн горения в такой системе вызван рекуперацией тепла через теплопроводящие стенки трубки из зоны продуктов горения в область свежего газа. Рекуперация тепла приводит к избытку энтальпии в системе [1].

В обзорной работе [1] можно найти схемы различных технических устройств, в которых в той или иной мере используется принцип избытка энтальпии. В данной работе предлагается модель, описывающая волны горения в системе со встречной фильтрацией газа. Простейшее устройство с использованием схемы горения со встречной фильтрацией может представлять собой две коаксиальные цилиндрические трубки с противоположно направленными потоками предварительно перемешанной смеси газов. Внутри трубок происходит горение. Модель, рассматриваемая в данной работе, описывает распространение двух фронтов газового пламени в узких плоских каналах с учетом их теплового взаимодействия через разделяющую стенку. Потоки газа в каналах противоположно направлены и равны по величине. Показано, что обмен теплом через теплопроводящую стенку, разделяющую плоские каналы, ведет к появлению ряда новых характерных особенностей при распространении волн горения. Особое внимание в данном исследовании уделено поиску условий, при которых возможна стабилизация волн горения, поскольку стационарные состояния, на наш взгляд, наиболее интересны с практической точки зрения.

Как и в работах [4–6], в данном исследовании не учитываются поперечное распределение температуры относительно стенок, искривление пламени и реальная газодинамика потока. Считается, что теплообмен между газом и стенками канала происходит по закону Ньютона. В этих приближениях из полной си-

Работа выполнена при частичной поддержке INTAS (грант 96–1173) и Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98–03–32308).

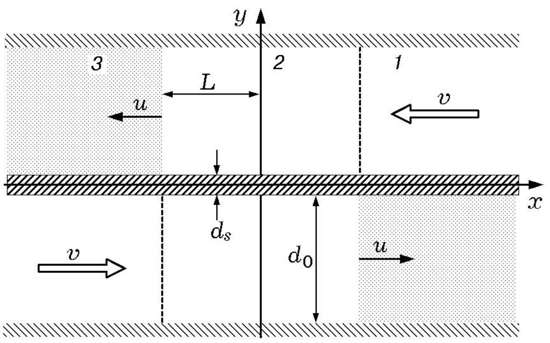

Рис. 1. Схема пламени:

1, 2 — области свежей смеси, *3* — область продуктов горения в верхней трубке; фронты пламени находятся на расстоянии $2L$ друг от друга и расположены на границе между областями *2* и *3* в верхней трубке и *1, 2* — в нижней

стемы уравнений, описывающей распространение пламен в каналах с противоположно направленными потоками газа, получено неявное уравнение для скоростей волн горения в зависимости от расстояния между ними. Оно имеет частные решения, описывающие распространение пламени в режиме высокой скорости, как в модели [6], и в режиме низкой скорости, как в модели фильтрационного горения в пористой среде [4], а также описывающие стабилизацию волн горения. Математическая модель, рассматриваемая в данной работе, является обобщением модели фильтрационного горения газа в пористой среде [4, 7] на случай встречной фильтрации газа.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Схема распространения волн горения в двух плоских каналах приведена на рис. 1. Расстояние между стенками каналов одинаково и равно d_0, толщина центральной пластины — d_s. Предварительно перемешанная газовая смесь заполняет области *1, 2* в верхнем канале и области *2, 3* в нижнем канале. Газ движется вдоль оси x со скоростью $-v$ в верхнем и v в нижнем каналах. Ось y направлена вдоль нормали к поверхности пластин, а пламя распространяется вдоль оси x. Газ считается идеальным и давление газа постоянно. Используется приближение о постоянной плотности газа, при котором скорость газа также постоянна в каждом сечении канала. Считается, что фронт химической реакции представляет собой поверхность, разделяющую свежую смесь и продукты горения. В верхнем канале уравнение соответствующей поверхности $x = x_1(t)$, а в нижнем $x = x_2(t)$, причем в силу симметричности задачи начало координат может быть выбрано так, что $x_1(t) = -x_2(t)$.

Нестационарные одномерные уравнения распространения тепла в газе и в стенках канала, а также уравнение диффузии недостающего компонента смеси имеют вид

$$c_{p,g}\rho_g\Big(\frac{\partial T'_{1,2}}{\partial t} \mp v\frac{\partial T'_{1,2}}{\partial x}\Big) = \lambda_g\,\frac{\partial^2 T'_{1,2}}{\partial x^2} - {}$$

$$- \frac{\alpha}{d_0}\,(T'_{1,2} - \theta') - \frac{\alpha'}{d_0}\,(T'_{1,2} - T'_0) + {}$$

$$+ QW(c'_{1,2}, T'_{1,2}), \quad (1)$$

$$c_{p,s}\rho_s\frac{\partial \theta'}{\partial t} = \lambda_s\frac{\partial^2\theta'}{\partial x^2} + \frac{\alpha}{d_s}\Big(T'_1 + T'_2 - 2\theta'\Big), \quad (2)$$

$$\frac{\partial c'_{1,2}}{\partial t} \mp v\frac{\partial c'_{1,2}}{\partial x} = \kappa\frac{\partial^2 c'_{1,2}}{\partial x^2} - W(c'_{1,2}, T'_{1,2}). \quad (3)$$

Здесь $T'_{1,2}$ — температуры газа в верхнем и нижнем каналах соответственно; θ' — температура разделяющей стенки; $c_{p,s}$, ρ_s — удельная теплоемкость и плотность материала стенки; $c_{p,g}$, ρ_g — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении и плотность газа; c' — концентрация недостающего компонента свежей смеси; λ_g, λ_s — теплопроводности газа и материала стенки; κ — коэффициент диффузии недостающего компонента свежей смеси; $Q = c_{p,g}(T'_b - T'_0)$ — теплота реакции; T'_b, T'_0 — адиабатическая температура плоского пламени и температура свежей смеси соответственно; $W(c', T')$ — скорость химической реакции; индексы g, s относятся к газу и стенке соответственно. Коэффициент теплообмена газа с внутренней стенкой обозначен α, а с внешней стенкой — α'. Здесь под α' понимается коэффициент теплопередачи. В случае, когда внешняя стенка имеет толщину δ и коэффициент теплообмена стенки с внешней средой есть α^*, коэффициент теплопередачи имеет вид [8]

$$\frac{1}{\alpha'} = \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\alpha^*} + \frac{\delta}{\lambda_s}.$$

Для системы уравнений (1)–(3) заданы следующие граничные условия:

$$x \to -\infty:\quad T'_{1,2} \to T'_0,\quad \theta' \to T'_0,\quad c'_2 \to c'_0,\quad c'_1 \to 0, \tag{4}$$

$$x \to +\infty:\quad T'_{1,2} \to T'_0,\quad \theta' \to T'_0,\quad c'_1 \to c'_0,\quad c'_2 \to 0,\quad \frac{\partial T'_{1,2}}{\partial x} \to 0,\quad \frac{\partial \theta'}{\partial x} \to 0. \tag{5}$$

В случае сильной зависимости скорости химической реакции от температуры ($W(T') \sim \exp(E/RT')$) при условии $N = E/RT'_b \gg 1$, где N — безразмерная энергия активации, можно считать, что тепловыделение и поглощение недостающего компонента свежей смеси происходят на поверхности, разделяющей свежую смесь и продукты горения. В этом случае член, ответственный за химическую реакцию в (1), (3), можно записать в виде [9]

$$W(c', T') \simeq u_n \exp\Big(\frac{N(T'_f - T'_b)}{2T'_b}\Big)\delta(x - x_{1,2}), \tag{6}$$

где δ — дельта-функция Дирака, u_n — нормальная скорость распространения адиабатического пламени, T'_f — температура на фронте пламени, близкая к температуре T'_b, $(T'_f - T'_b)/T'_b \ll 1$. Такая форма записи скорости химической реакции позволяет найти распределение температуры и концентрации газа из решения кусочно-линейной задачи для системы уравнений (1)–(3), которые не содержат нелинейных членов, ответственных за химическую реакцию. Уравнения для температуры стенки θ' и температуры газа в обоих каналах решались для областей *1*–*3*, показанных на рис. 1. Уравнения для концентрации (3) в обоих каналах записываются лишь для областей свежего газа, так как в процессе химической реакции недостающий компонент полностью расходуется ($c'^{(b)}_{1,2} = 0$ в продуктах горения).

Граничные условия на фронте химической реакции в верхнем канале $x = x_1$ с учетом (6) имеют вид

$$\lambda_g\Big(\frac{\partial T_1'^{(b)}}{\partial x} - \frac{\partial T_1'^{(u)}}{\partial x}\Big) = \rho_g c_{p,g} u_n (T'_b - T'_0)\exp\Big(\frac{N(T'_f - T'_b)}{2T'_b}\Big), \tag{7}$$

$$\kappa\frac{\partial c_1'^{(u)}}{\partial x} = u_n c_0 \exp\Big(\frac{N(T'_f - T'_b)}{2T'_b}\Big), \tag{8}$$

$$T_1'^{(b)} = T_1'^{(u)} = T'_f, \tag{9}$$

$$c_1'^{(u,b)} = 0, \tag{10}$$

$$\theta'^{(b)} = \theta'^{(u)}, \tag{11}$$

$$\frac{\partial \theta'^{(u)}}{\partial x} = \frac{\partial \theta'^{(b)}}{\partial x}, \tag{12}$$

$$\frac{\partial^2 \theta'^{(u)}}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \theta'^{(b)}}{\partial x^2}. \tag{13}$$

Верхние индексы (u) и (b) в этих граничных условиях относятся соответственно к областям со свежей смесью и с продуктами горения. В верхнем канале на границе, которая определена уравнением $x = x_2$, заданы условия непрерывности температуры и ее производных до второго порядка включительно, которые записываются как для температуры газа, так и для температуры разделяющей стенки. Условия на границах областей в нижнем канале нетрудно построить, используя симметрию задачи. Для простоты мы опускаем запись этих граничных условий.

Перейдем к следующим безразмерным переменным:

$$z = \frac{x\rho_g c_{p,g} u_n}{\lambda_g},\quad L(\tau) = \frac{|\,x_{1,2}(\tau)\,|\,\rho_g c_{p,g} u_n}{\lambda_g},$$

$$\tau = \frac{t\lambda_g}{c_{p,g}\rho_g u_n^2},\quad T = \frac{T' - T'_0}{T'_b - T'_0}, \tag{14}$$

$$\Theta = \frac{\theta' - T'_0}{T'_b - T'_0},\quad V = \frac{v}{u_n},\quad C = \frac{c'}{c'_0}.$$

Записанные в безразмерных переменных (14) уравнения (1)–(3) с учетом (6) имеют вид

$$\frac{\partial T_{1,2}}{\partial \tau} \mp V\frac{\partial T_{1,2}}{\partial z} = \frac{\partial^2 T_{1,2}}{\partial z^2} - \Omega_g\left((1+\varepsilon)T_{1,2} - \Theta\right), \tag{15}$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = k\frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} + \Omega_s(T_1 + T_2 - 2\Theta), \tag{16}$$

$$\frac{\partial C_{1,2}}{\partial t} \mp V\frac{\partial C_{1,2}}{\partial z} = \frac{\partial^2 C_{1,2}}{\partial z^2}. \tag{17}$$