

ЛИТЕРАТУРА

1. Льюис В., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах.— М.: Мир, 1968.
2. Бабкин В. С., Бухаров В. Н., Мольков В. В. Нормальная скорость пламени в пропановоздушной смеси при высоких давлениях и температурах // ФГВ.— 1989.— 25, № 1.— С. 57.
3. Metghalchi M., Keck J. C. Burning velocities of mixtures of air with methanol, isooctane and indolene at high pressure and temperature // Combust. Flame.— 1982.— 48, N 2.— P. 191.
4. Behrendt F., Warnatz J. The dependence of flame propagation in $H_2 - O_2 - N_2$ mixtures on temperature, pressure and initial composition // Int. J. Hydrogen Energy.— 1985.— 10, N 11.— P. 749.
5. Шебеко Ю. Н., Корольченко А. Я., Цариченко С. Г. и др. Влияние начального давления и температуры на характеристики горения водородсодержащих смесей // ФГВ.— 1989.— 25, № 3.— С. 32.
6. Мольков В. В., Шамонин В. Г., Баратов А. Н. Распространение пламени гомогенной газовой смеси при повышенных давлениях и температурах // Горение гетерогенных и газовых систем: Материалы VIII Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1986.
7. Шебеко Ю. Н., Корольченко А. Я., Баратов А. Н. и др. Влияние процессов переноса на распространение метановоздушного пламени // ФГВ.— 1988.— 24, № 5.— С. 79.
8. Smoot L. D., Hecker W. C., Williams G. A. Prediction of propagation methane — air flames // Combust. Flame.— 1976.— 26, N 3.— P. 323.
9. Басевич В. Я., Беляев А. А., Посвянский В. С. Распространение ламинарного пламени. Роль H_2O_2 при горении системы $H_2 - O_2$ // Хим. физика.— 1982.— № 6.— С. 842.
10. Higima T., Takeno T. Effects of temperature and pressure on burning velocity // Combust. Flame.— 1986.— 65, N 1.— P. 35.
11. Andrews G. E., Bradley D. The burning velocity of methane — air mixtures // Combust. Flame.— 1972.— 19, N 2.— P. 275.
12. Азатян В. В., Шавард А. А. Самоторможение горения водорода и некоторые вопросы неизотермического режима цепных реакций // Кинетика и катализ.— 1981.— 22, № 1.— С. 101.

г. Балашиха

Поступила в редакцию 10/VIII 1989,
после доработки — 20/VII 1990

УДК 536.46

Г. М. Махвиладзе, В. И. Мелихов

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В ЗАКРЫТОМ КАНАЛЕ С ХОЛОДНЫМИ БОКОВЫМИ СТЕНКАМИ

На основе полных нестационарных двумерных уравнений, описывающих движение реагирующего газа, получено решение задачи о распространении пламени в плоском канале с холодными боковыми стенками. Подробно исследуется процесс погасания пламени. Численно и аналитически определены значения критических чисел Пекле. Выявлены закономерности распространения пламени в отсутствие погасания.

В [1] проведен сквозной расчет процесса распространения двумерного пламени в закрытом плоском канале. С целью упрощения задачи боковые стенки считались теплоизолированными (в реальных условиях через них отводится тепло). Наличие холодных стенок приводит к ряду новых эффектов, главный из которых — предел горения: при определенных критических условиях пламя теряет способность распространяться по свежей смеси.

В силу значения критических явлений как для понимания фундаментальных свойств пламени, так и для приложений исследованию пределов горения посвящено большое число работ, накоплен богатый экспериментальный материал [2].

Основы теории предела заложены в [3], где при рассмотрении горения в узких трубках показано, что в силу обратной связи между нормальной скоростью распространения пламени и величиной теплопотерь из зоны реакции существует предельная минимально возможная ско-

рость горения, которая в \sqrt{e} раз меньше нормальной скорости адиабатического пламени. Погасание в узких трубках происходит из-за кондуктивного теплоотвода в стенки, в широких — из-за потерь тепла на излучение. В [3] вычислено также понижение температуры на пределе горения. Аналогичные результаты получены в [4].

В дальнейшем теория теплового предела распространения пламени развивалась по пути применения асимптотических методов к решению одномерных уравнений, описывающих горение при наличии теплоотвода в стенки трубы [5—7]. В [7] методом сращиваемых асимптотических разложений вычислена массовая скорость горения при любом порядке одностадийной реакции в зависимости от величины теплоотвода в стенке трубы, а также получены зависимости скорости распространения пламени от диаметра трубки и критического диаметра от начальной температуры газа.

В [8] в упрощенной постановке численно решена двумерная стационарная задача о распространении пламени в канале с холодными стенками: определена критическая ширина канала и скорость на пределе, а также подробно изучена концентрационно-тепловая структура фронта горения. В [9] численным методом установления на основе теплодиффузионной модели исследовано распространение пламени в бесконечном плоском канале с теплоотводящими боковыми стенками; в результате найдены зависимости скорости пламени от величины теплопотерь и критического коэффициента теплоотдачи от ширины канала.

Проблема пределов горения интенсивно изучалась также в связи с недогоранием углеводородов в двигателях внутреннего сгорания вследствие погасания пламени вблизи холодной стенки. В связи с этим эффектом в [10, 11] численно изучалось взаимодействие фронта горения с холодной стенкой в одномерном приближении, причем учитывался сложный механизм химического превращения. Другой причиной погасания пламени может быть расширение камеры [12]. В [13] на основе обработки многочисленных опытных данных получены формулы, определяющие критические значения числа Пекле для случая движения фронта горения параллельно холодной стенке камеры и перпендикулярно к ней.

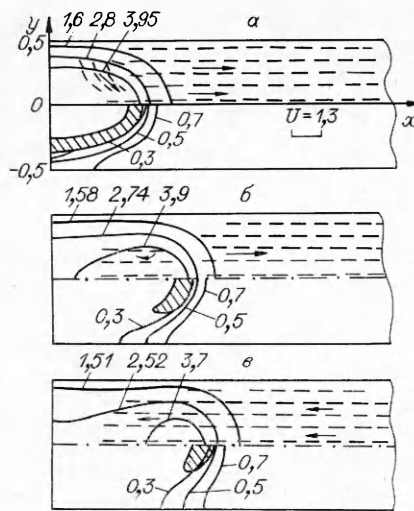
Подводя итог краткому обзору работ, можно отметить, что, несмотря на выяснение важных закономерностей, до сих пор не установлена полная картина погасания пламени даже в отсутствие силы тяжести. Информация, получаемая в экспериментах, носит ограниченный характер, а предложенные теоретические модели основываются на ряде весьма сильных допущениях и упрощениях. В этой связи представляется перспективным подход к изучению проблемы пределов горения газов, основанный на использовании математического моделирования, что позволяет получить детальную картину развития процесса, пространственные распределения всех физических величин, изучать влияние того или другого фактора, легко варьировать начальные и граничные условия. О возможностях такого подхода для решения разнообразных задач горения можно судить, например, по работам [14, 15].

Ниже путем численного интегрирования нестационарных двумерных уравнений для вязкого сжимаемого реагирующего газа исследуется распространение пламени в плоском закрытом канале с холодными боковыми стенками.

Постановка задачи

Пусть неподвижная горючая смесь заполняет плоский канал прямоугольного сечения $0 \leq x \leq H_0$, $-L/2 \leq y \leq L/2$ (H_0 , L — соответственно длина и ширина канала, система координат показана на рис. 1) с твердыми непроницаемыми границами. В начальный момент смесь воспламеняется горячими продуктами сгорания, заполняющими небольшую область, которая примыкает к центру левой торцевой стенки канала. Предполагается, что в газе протекает одностадийная необратимая экзо-

Рис. 1. Погасание пламени; $Re = 35$, $q = 5$, $r_x = 0,5$, $r_y = 0,3$, $t = 0,4$ (а), $1,2$ (б) и $2,4$ (в). В заштрихованной зоне $\psi \geq 0,02$, $\psi_{max} = 0,06$.



термическая химическая реакция первого порядка по недостающему компоненту с аррениусовской зависимостью скорости реакции от температуры. Теплофизические свойства продуктов сгорания и исходной смеси считаются одинаковыми. Торцевые стенки канала теплоизолированы, а боковые поддерживаются при начальной температуре холодного газа T_0 .

Движение реагирующей смеси описывается системой двумерных нестационарных уравнений. При введении безразмерных переменных в качестве масштабов длины, скорости, времени, температуры, концентрации реагента и давления выбраны соответственно ширина канала L , скорость пламени, распространяющегося от твердой стенки, u_b (определяется по формуле Зельдовича — Франк-Каменецкого [2]); время L/u_b ; начальные температура и концентрация недостающего реагента в исходной смеси T_0 и a_0 ; начальное давление газа p_0 . Масштаб плотности выражается через p_0 и T_0 из уравнения состояния газа $\rho_0 = p_0/RT_0$, где R — газовая постоянная.

В безразмерных переменных система уравнений, начальные и граничные условия имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \vec{U} = 0,$$

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \nabla) \vec{U} = -\frac{1}{\gamma M^2 \rho} \nabla p + \frac{1}{\rho \text{Re}} \left(\Delta \vec{U} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \vec{U}) \right),$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + (\vec{U} \nabla) \Theta = \frac{\gamma}{\rho \text{Re} \text{Pr}} \Delta \Theta - (\gamma - 1) \Theta \text{div } \vec{U} + q \text{Dm} a \Phi(\Theta),$$

$$\frac{\partial a}{\partial t} + (\vec{U} \nabla) a = \frac{\text{Le}}{\rho \text{Re} \text{Pr}} \Delta a - \text{Dm} a \Phi(\Theta), \quad p = \rho(\Theta),$$

где $\Phi(\Theta) = \exp[E(\Theta_a^{-1} - \Theta^{-1})]$, $\Delta \equiv \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$; $\text{Dm} = \text{Re} \text{Pr} E^2 \times (\Theta_a - 1)^2/2\Theta_a^3$; t — время; p , ρ , Θ , a — давление, плотность, температура газа и концентрация реагента; $\vec{U}(u, v)$ — скорость газа.

Безразмерные комплексы имеют следующий вид: $M^2 = u_b/\gamma RT_0$ — число Маха; $\gamma = c_p/c_v$ — показатель адиабаты; $\text{Re} = Lu_b\rho_0/\eta$, $\text{Pr} = c_p\eta/\lambda$, $\text{Le} = \rho_0 D c_p/\lambda$ — числа Рейнольдса, Прандтля, Льюиса; η , λ , D — коэффициенты динамической вязкости, теплопроводности, диффузии (величины η , λ и ρD считаются постоянными); $E = \bar{E}/RT_0$; $q = Qa_0/(c_v T_0)$; \bar{E} и Q — энергия активации и тепловой эффект химической реакции; $\Theta_a = 1 + q/\gamma$ — адиабатическая температура горения; Dm — число Дамкеллера, которое при использованном способе введения безразмерных величин не является независимым параметром, а выражается по приведенной выше формуле.

В момент $t = 0$ в неподвижном газе ($\vec{U} = 0$) задается очаг горячего газа

$$t = 0: \quad \Theta = 1 + (\Theta_a - 1) \exp(-x^2/r_x^2 - y^2/r_y^2), \\ a = 1 - (\Theta - 1)/(\Theta_a - 1),$$

обеспечивающий воспламенение смеси (r_x , r_y — параметры, характеризующие начальный размер очага).

Поскольку исследуется случай отсутствия внешней массовой силы, то решение симметрично относительно оси канала. Поэтому уравнения интегрировались в половине области $0 \leq x \leq H$, $0 \leq y \leq 0,5$ (H — безразмерная длина канала), а на оси $y = 0$ задавались условия симметрии:

$$y = 0: \partial u / \partial y = v = \partial \Theta / \partial y = \partial a / \partial y = 0.$$

На твердых границах для скорости задавалось условие прилипания — $\vec{U}_r = 0$. Стенки считались непроницаемыми для реагента, причем на боковых стенках поддерживалась постоянная температура, равная начальной температуре холодного газа, а торцевые считались теплоизолированными:

$$x = 0, H: \frac{\partial \Theta}{\partial x} = \frac{\partial a}{\partial x} = 0;$$

$$y = 0,5 : \Theta = 1, \frac{\partial a}{\partial y} = 0.$$

Сформулированная задача интегрировалась численно с помощью усовершенствованного конечно-разностного метода [16]. Суть модификации состоит в том, что вычисление членов, описывающих протекание химической реакции, выделялось в специальный «химический» шаг. В [17] эта процедура описана подробнее. Такой прием позволил повысить точность расчетов и сэкономить машинное время.

Основные расчеты проводились на равномерной сетке с пространственным шагом $h = 1/20$ и с временным шагом, отвечающим значению числа Куранта, которое построено по скорости звука в горячем газе и равно примерно $4 \div 5$. Для контроля за точностью вычислений сделано несколько расчетов на более частой сетке с шагом $h = 1/40$. Отличие результатов, полученных на разных сетках, для не слишком «жестких» вариантов ($Re \leq 100$) составило менее 1 % для средних по объему характеристик и не выше 3 % для локальных. Условие постоянства массы газа в расчетах на основной сетке выполнялось с погрешностью не более 5 %. Время расчета одного варианта составляло 3—4 ч машинного времени на ЭВМ ЕС-1055М.

В расчетах использовали следующие значения параметров: $\gamma = 1,4$, $M^2 = 0,01$, $Re = 20 \div 300$, $Pr = Le = 1$, $q = 3 \div 7$, $H = 4$, $E = 33$. Следует отметить, что для реальных систем числа Маха гораздо меньше приведенного значения и составляют $M^2 \sim 10^{-6} \div 10^{-8}$. Подробное изучение в [17] влияния числа Маха на решение задачи о распространении пламени в закрытом канале показало, что для не слишком больших Re решение практически не зависит от M^2 . Поэтому в расчетах использовалось фиктивное завышенное значение M , что дало возможность значительно повысить скорость вычислений.

Что касается размеров поджигающего очага, то слишком маленький объем горячего газа может не воспламенить смесь, тем более при наличии теплоотвода в стенки. С другой стороны, если размер очага соизмерим с длиной канала, то погасания может не произойти, хотя при тех же параметрах, но в более длинном канале оно должно иметь место. Поэтому размер начального очага выбирался достаточно большим, чтобы обеспечить надежное зажигание. В то же время он занимал небольшую часть канала, так что фронт горения успевал сформироваться и выйти на стационарный режим распространения. В расчетах задавались очаги двух размеров: 1) $r_x = 0,5$, $r_y = 0,3$ — для околопредельных условий; 2) $r_x = r_y = 0,2$ — для параметров, отвечающих области распространения пламени.

Погасание пламени и критические условия

При малых Re ($Pe = u_b L \rho_0 c_p / \lambda$ для газов, характеризующихся значением $Pr \approx 1$, совпадает с Re) пламя не способно распространяться в канале с холодными боковыми стенками из-за значительных тепловых по-

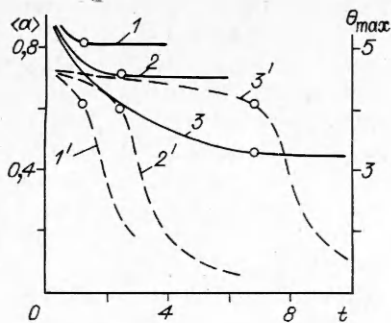


Рис. 2. Зависимости среднеобъемной концентрации (сплошные линии) и максимальной температуры газа (штриховые от времени.

Re: 1, 1' — 30, 2, 2' — 35, 3, 3' — 40,

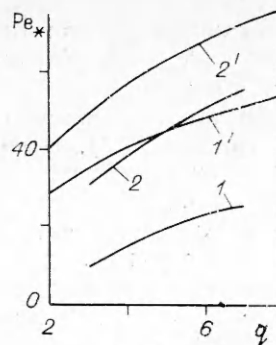


Рис. 3. Зависимость $Re_*(q)$.

1, 2 — численный расчет; 1', 2' — расчет по формулам (6), (7).

ть. Расчеты показали, что в зависимости от величины q существует определенный диапазон значений Re , в котором пламя гаснет, причем тем быстрее, чем меньше Re .

Закономерности погасания пламени представлены на рис. 4. Для более полной иллюстрации распределения физических величин приведены по обе стороны от плоскости симметрии $y = 0$: изотермы и поле скорости нанесены в верхней половине канала, а линии равной концентрации и показанная штриховкой зона, в которой функция $\psi = a\Phi(\Theta)$, характеризующая интенсивность протекания реакции, принимает наибольшие значения, — в нижней.

Горячий очаг воспламеняет окружающую его реакционноспособную смесь. В результате формируется фронт пламени — узкая зона, в которой происходит выделение тепла и химическое превращение (рис. 1, а). В первые моменты в холодный газ излучаются довольно сильные волны сжатия, которые влияют на движение газа на начальных этапах распространения пламени (продольная скорость газа меняет свое направление с частотой акустических колебаний), но они быстро затухают из-за достаточно большой вязкости и не оказывают практически никакого влияния на скорость распространения и форму пламени. Около холодных стенок химическая реакция не идет из-за низкой температуры газа. В отличие от горения в теплоизолированном канале [4] здесь не наблюдается подобия полей температуры и концентрации, что объясняется различием в граничных условиях для этих величин на боковых стенках.

Из-за теплоотвода в стенки горячий газ непрерывно охлаждается, тепла химической реакции недостаточно для поддержания высокой температуры во фронте горения. Поэтому зона интенсивного протекания химической реакции постепенно отодвигается от боковых стенок и сосредоточивается в середине канала, где и исчезает, — пламя потухает (рис. 1, б, в). Под влиянием дальнейшего охлаждения горячего газа возникает течение, направленное от холодного газа к горячей зоне.

На рис. 2 представлены временные зависимости среднеобъемной концентрации $\langle a \rangle = (2/H) \int_0^{H/2} \int_0^{H/2} a(x, y) dx dy$ и максимальной температуры газа Θ_{\max} для $q = 5$. За момент погасания принималось время, начиная с которого величина $\langle a \rangle$ перестает уменьшаться (точки на рис. 2). В момент срыва пламени $\Theta_{\max} \approx 4$ для всех рассмотренных чисел Re , т. е. снижение температуры по сравнению с адиабатической $\Theta_a = 4,57$ составляет приблизительно величину характеристического температурного интервала $\Theta_a^i/E = 0,63$. Это значение хорошо согласуется с результатом, полученным в [3]: на пределе горения температура пламени ниже адиабатической на величину Θ_a^i/E , а дальнейшее уменьшение температуры в зоне реакции ведет к погасанию.

Обычно предел горения характеризуют критическим значением числа Пекле Pe_* . Проведенное численное моделирование позволило найти Pe_* в зависимости от величины безразмерного параметра q , характеризующего тепловой эффект реакции и содержание реагента в исходной смеси (рис. 3, 1, 2). В области параметров, расположенных выше кривой 2, пламя распространяется на всю длину канала; для параметров, лежащих между линиями 1 и 2, наблюдается частичное выгорание. Наконец, если параметры системы лежат ниже кривой 1, то смесь не воспламеняется (Pe в расчетах варьировалось с шагом 5). Сопоставим результаты численного решения двумерной задачи с аналитическими, следующими из одномерной теории. Для этого на основе подходов, развитых в [3, 18, 19], определим Pe_* .

Рассмотрим в одномерном приближении распространение фронта пламени в полубесконечном канале с холодными боковыми стенками от закрытого теплонепроницаемого торца. В системе координат (O', x') , связанной с фронтом пламени, торец движется в отрицательном направлении со скоростью u_b ; $x'_0 = -u_b t$ — координата торца (продукты реакции расположены в области $x'_0 < x' < 0$, свежая смесь — при $0 < x' < \infty$, за $x' = 0$ принимается точка, в которой заканчивается реакция; зона химической реакции считается бесконечно узкой). Баланс тепла на единицу площади поверхности пламени в размерных переменных записывается в виде

$$\rho_b u_b c_p (T_a - T_b) = \lambda \left. \frac{dT}{dx'} \right|_{x'=0} + \frac{\nu \alpha}{L} \int_0^{\infty} (T - T_0) dx' \quad (1)$$

и определяет снижение температуры горения по сравнению с адиабатической. Здесь T — температура газа; T_a, T_b — температура сгорания в адиабатических условиях и при наличии теплопотерь соответственно; ρ_b — плотность продуктов сгорания ($\rho_b u_b = \rho_0 u_n$ — для одномерного стационарного пламени); α — коэффициент теплоотдачи, считающийся постоянным; ν характеризует симметрию задачи: $\nu = 2$ — для плоского канала, $\nu = 4$ — для круглой трубы; L — ширина канала или диаметр трубы.

Уравнение (1) можно получить, если сложить проинтегрированные по x' от 0 до ∞ уравнения теплопроводности и диффузии (последнее умножено на $Q = c_p (T_a - T_0)/a_0$). Первый член в правой части (1) описывает теплоотвод из зоны горения в остывающие продукты реакции, второй — потери тепла из предпламенной зоны подогрева. Найдем величину каждого из этих членов. Подставляя в интеграл в правой части (1) михельсоновское распределение температуры в зоне подогрева, получим

$$\frac{\nu \alpha}{L} \int_0^{\infty} (T - T_0) dx' = \frac{\nu \alpha (T_b - T_0) \lambda}{L \rho_b u_b c_p} \quad (2)$$

Чтобы определить величину $\lambda (dT/dx')_{x'=0}$, найдем решение задачи

$$-\rho_b u_b c_p \frac{dT}{dx'} = \frac{d}{dx'} \lambda \frac{dT}{dx'} - \frac{\nu \alpha (T - T_0)}{L}, \quad (3)$$

$$x' = 0: T = T_b; \quad x' = x'_0: \frac{dT}{dx'} = 0,$$

которая описывает распределение температуры в продуктах реакции.

Решение (3) дает

$$\lambda \left. \frac{dT}{dx'} \right|_{x'=0} = \frac{\lambda \nu Nu (T_b - T_0) (1 + \nu Nu/Pe'^2) (1 - \exp(k_1 - k_2) x_0)}{L [Pe' (1 + \nu Nu/Pe'^2) + (\nu Nu/Pe') \exp(k_1 - k_2) x_0]}, \quad (4)$$

где $k_1 = \frac{Pe'}{L} \left(1 + \frac{\nu Nu}{Pe'^2} \right)$; $k_2 = -\nu Nu/L Pe'$; $Pe' = Lu_b \rho_b c_p / \lambda$; $Nu = \frac{\alpha L}{\lambda}$.

При записи $k_{1,2}$ учтено, что $Pe' \gg 1$.

Подстановка (2) и (4) в (1) дает

$$\frac{1}{\Delta} = \frac{(1 + \nu \text{Nu}/\text{Pe}'^2) \nu \text{Nu} (1 - \exp(k_1 - k_2) x_0)}{\text{Pe}'^2 (1 + \nu \text{Nu}/\text{Pe}'^2) + \nu \text{Nu} \exp(k_1 - k_2) x_0} + \frac{\nu \text{Nu}}{\text{Pe}'^2}, \quad (5)$$

$$\Delta = (T_b - T_0)/(T_a - T_b).$$

Формула (5) при известной зависимости скорости распространения пламени от температуры, которую дает формула Зельдовича — Франк-Каменецкого, позволяет определить предел распространения пламени при любом расстоянии x_0 от фронта до торцевой стенки. Наибольший интерес представляют два предельных случая: $x_0 \rightarrow 0$ — пламя вблизи торцевой стенки, $x_0 \rightarrow -\infty$ — пламя отходит на большое расстояние от зоны воспламенения.

В первом случае основные теплотери сосредоточены в зоне подогрева. Переходя в (5) к пределу $x_0 \rightarrow 0$, получим

$$\text{Pe}'_1 = \sqrt{\nu \text{Nu} \Delta}. \quad (6)$$

Если здесь Δ определено по температуре фронта пламени на пределе горения T_* , то (6) определяет критическое число Пекле Pe'_1 такое, что при $\text{Pe}' \leq \text{Pe}'_1$ пламя не может отойти от стенки и горение затухает.

Во втором случае из (5) следует соотношение

$$\text{Pe}'_2 = \sqrt{2\nu \text{Nu} \Delta}, \quad (7)$$

которое при $\Delta_* = (T_* - T_0)/(T_a - T_*)$ дает предельное условие распространения пламени в длинной трубе.

Из (6) и (7) с точностью до RT_a/\bar{E} следует полученная в [3] связь между понижением температуры в зоне горения и скоростью пламени: $(T_a - T_b) \sim u_b^2$. Поэтому можно использовать результат, полученный в [3]: на пределе $T_a - T_* = RT_a^2/\bar{E}$ и $u_* = u_a/\sqrt{\bar{e}}$ (u_a — скорость пламени в адиабатических условиях). Следовательно, для предельных условий $\Delta_* = (T_a - T_0)\bar{E}/RT_a^2 = qE/\gamma\Theta_a^2$. Подстановка Δ_* в (6) и (7) дает критические значения чисел Пекле Pe'_1 и Pe'_2 .

Таким образом, при $\text{Pe}' \geq \text{Pe}'_2$ пламя способно распространяться, не затухая: при $\text{Pe}'_1 < \text{Pe}' < \text{Pe}'_2$ оно гаснет, пройдя некоторое расстояние, а при $\text{Pe}' < \text{Pe}'_1$ гаснет около стенки. Отметим, что формула (7) ранее получена в [18].

На рис. 3 показаны результаты вычислений по формулам (6) и (7) для $\nu = 2$, $\Delta = \Delta_*$ (число Пекле пересчитывалось на адиабатическую скорость пламени и плотность исходной смеси: $\text{Pe}_* = \sqrt{\bar{e}(T_b/T_0)} \cdot \text{Pe}'$), $\text{Nu} = 3,75$ (определено при решении задачи о движении нагретой жидкости в плоском канале с холодными стенками [20]). Видно, что значения Pe_* , полученные в численных расчетах, несколько меньше предсказываемых теорией. Отличие результатов связано с тем, что в одномерной теории влияние холодных стенок на горячий газ описывается приближенно, путем введения коэффициента теплоотдачи α , который для рассматриваемой ситуации неизвестен и оценивается путем решения других задач. Двумерный расчет исключает трудности, связанные с неопределенностью α , и позволяет точно определять теплоотвод в стенке. Тем не менее качественное совпадение зависимостей $\text{Pe}_*(q)$ позволяет использовать аналитические формулы (6), (7) в качестве оценочных.

Рассмотрим конкретный пример. Согласно [21], для аммиачно-воздушной смеси, содержащей 17,8 % NH_3 , критический диаметр погасания $d = 1,5$ см при начальной температуре газа $T_0 = 295$ К. Нормальная скорость пламени для данной концентрации $u_n = 3,3$ см/с. По данным [22] можно определить тепловой эффект реакции и адиабатическую температуру сгорания $T_a = 1682$ К. Энергия активации брутто-реакции окисле-

ния аммиака $E = 146 \pm 8$ кДж/(моль · К) [23]. Приведенные величины соответствуют значениям $E = E/RT_0 = 60$, $q = Qa_0/c_v T_0 = 6,6$.

Используя данные для воздуха, приведенные в [24], найдем $\lambda/\rho_0 c_p = 0,49$ (значения λ и c_p взяты при средней температуре $T_{cp} = (T_0 + T_a)/2 \approx 1000$ К), а также $u_b = (T_a/T_0)u_n = 18,8$ см/с. Определим критический диаметр погасания длинной трубы для данных параметров по формуле (7). Учитывая, что значение Re , полученное из (7), необходимо пересчитать на адиабатическую скорость пламени и плотность исходной смеси, получим $Re_* = Re_2 \sqrt{e(T_a/T_0)} = 150$. Критический диаметр находим по следующей формуле: $d_* = (Re_* \lambda)/(\rho_0 c_p u_b) = 3,9$ см.

Теперь для определения d_* воспользуемся результатами численного счета. По данным рис. 3 определяем, что $q = 6,6$ отвечает $Re_* = 53$. Для того чтобы пересчитать это значение Re_* , найденное для плоского канала и $E = 33$, на параметры эксперимента, надо использовать теоретическую зависимость $Re \sim \sqrt{vE}$, которая следует из (7). Пересчет дает $Re_* = 53 \sqrt{2 \cdot 60/33} = 101$, тогда $d_* = 2,6$ см. Таким образом, численный расчет дает величину критического диаметра трубы, довольно близкую к полученному в эксперименте; точность аналитических оценок по формуле (7) гораздо ниже.

Свойства распространяющегося пламени

Для изучения процесса в случае, когда пламя способно распространяться на всю длину канала, была проведена серия расчетов в диапазоне $Re = 50 \div 300$ при $q = 5$, $r_x = r_y = 0,2$. На рис. 4 показаны временные зависимости координаты фронта пламени x_f (точка на оси x , в которой $a = 0,5$), среднеобъемной концентрации $\langle a \rangle$ и среднеобъемной температуры $\langle \Theta \rangle$ для различных Re . На кривых $\langle a \rangle(t)$ и $x_f(t)$ имеется два достаточно отчетливо выраженных участка — на начальной стадии процесса зависимости более крутые, чем при удалении фронта от места зажигания. Это объясняется тем, что сначала пламя распространяется от закрытой стенки с безразмерной скоростью, близкой к единице. Затем, по мере охлаждения горячих продуктов реакции, тепловое расширение газа за фронтом пламени все в меньшей степени сказывается на скорости распространения пламени и она становится близкой к $u_n = \rho_b u_b / \rho_0 = 0,22$ (на пологих участках наклоны кривых $x_f(t) \approx 0,2$).

Расчетная скорость распространения пламени оказалась ближе всего к теоретическому значению (к u_b на начальном этапе и к u_n в конце горения) при $Re = 100$. Это объясняется следующим образом. Теоретическое значение скорости получено для одномерного адиабатического пламени, распространяющегося по неподвижной смеси. При $Re < 100$ (большая вязкость и ввиду $Pr = 1$ теплопроводность газа) существенно

тепловое влияние боковых холодных стенок, о чем свидетельствует сравнение зависимостей $\langle \Theta \rangle(t)$ (кривая 1'', отвечающая $Re = 50$, на рис. 4 лежит значительно ниже). Из-за теплотерь скорость

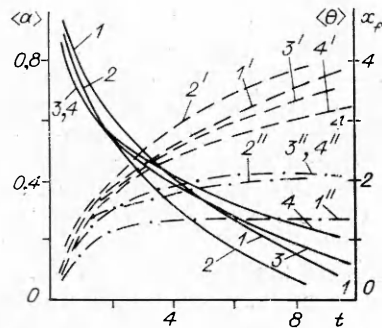


Рис. 4. Временные характеристики процесса распространения пламени.

— $\langle a \rangle(t)$; - - - $x_f(t)$; - · - $\langle \Theta \rangle(t)$. Re: 1, 1' — 50; 2, 2', 2'' — 100; 3, 3', 3'' — 200; 4, 4', 4'' — 300.

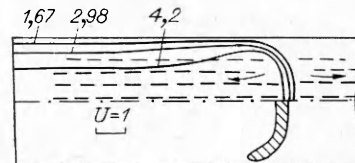


Рис. 5. Распространение пламени; $Re = 200$, $t = 3$ (в верхней половине изображены изотермы и поле скорости, в нижней — зона горения, где $\psi \geq 0,01$, $\psi_{max} = 0,05$).

пламени меньше адиабатической (сначала u_b и затем u_n). При $Re > 100$ тепловые потери примерно одинаковы (рис. 4, 2", 3", 4") и их роль уменьшается. Но увеличение числа Рейнольдса приводит к тому, что неоднородное движение газа, которое не учитывается в одномерной теории нормальной скорости пламени, начинает играть все большую роль, что и приводит к отличию скорости пламени от значений, даваемых теорией. При $Re = 100$, с одной стороны, не слишком сказывается влияние теплоотвода, а с другой — основную роль в распространении пламени играют диффузия и теплопроводность при еще незначительном влиянии неоднородных эффектов, что и обеспечивает хорошее совпадение с теоретическим значением скорости горения.

В [1] при расчетах в адиабатических условиях наблюдалось замедление пламени по мере его продвижения по каналу из-за быстрого роста среднего давления в закрытом адиабатическом сосуде, вызванного тепловыделением при горении, что приводило к уплотнению исходной смеси и, следовательно, к уменьшению скорости фронта горения. В случае холодных боковых стенок во всем исследованном диапазоне параметров этот эффект оказался несущественным, что можно проиллюстрировать с помощью следующих оценок.

Как показали численные расчеты, достигаемое в результате распространения пламени конечное давление $P_k \approx 2 \div 3$. Рост давления обуславливает, с одной стороны, поджатие исходной смеси, что ведет к замедлению пламени, а с другой — повышение температуры холодного газа перед фронтом и, следовательно, рост температуры в зоне горения и скорости пламени. При адиабатическом сжатии изменения давления, плотности и температуры связаны следующим образом: $\rho/\rho_0 = (P/P_0)^{1/\gamma}$,

$\Theta/\Theta_0 = (P/P_0)^{\gamma}$. Используя формулу для нормальной скорости пламени, можно получить $u_n/u_n^0 = (\rho_0'/\rho_0)^{-0,5} \exp[-E(\Theta_a - \Theta_a')/2\Theta_a^2]$, здесь u_n^0 — нормальная скорость пламени в открытом канале, параметры со штрихом относятся к поджатой исходной смеси (в формуле для u_n влияние повышения температуры исходной смеси учитывается только в наиболее существенном экспоненциальном члене). Из приведенных формул следует, что повышение давления в 2—3 раза практически не влияет на скорость пламени — указанные эффекты компенсируют друг друга.

Повышение среднего давления приводит к тому, что максимальная температура газа на протяжении всего процесса горения имеет значение, превышающее адиабатическую температуру сгорания при постоянном давлении: $\Theta_{\max} = (4,6 \div 4,8) > \Theta_a = 4,57$.

Отметим, что в исследованном диапазоне $50 \leq Re \leq 300$ существует квазистационарный тепловой режим, когда скорость теплопотерь в боковые стенки уравнивается скоростью тепловыделения химической реакции, о чем свидетельствует наличие на рис. 4 близких к горизонтальным участков на зависимостях $\langle \Theta \rangle(t)$.

На рис. 5 показана мгновенная тепловая и гидродинамическая структура пламени, которая формируется вскоре после зажигания и движется, практически не меняясь.

Таким образом, на основе полных нестационарных уравнений движения реагирующего газа численно решена задача о распространении двумерного пламени в плоском канале с холодными боковыми стенками. Исследован процесс погасания пламени, особенности формы и структуры пламени на стадии погасания. Численно и аналитически найдены значения критических чисел Пекле в зависимости от величины безразмерного параметра q , характеризующего теплотворную способность и состав исходной смеси. Показано, что предельные параметры, полученные в численных расчетах, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Выяснены закономерности распространения пламени в отсутствие погасания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Махвиладзе Г. М., Мелихов В. И., Мелихов О. И. Распространение пламени в закрытом канале // ФГВ.— 1987.— 23, № 3.— С. 30.
2. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
3. Зельдович Я. Б. // ЖЭТФ.— 1941.— 11, вып. 1.— С. 159.
4. Spalding D. B. // Proc. Roy. Soc. L.— 1957.— A240, N 1220.— P. 83.
5. Buckmaster J. // Combust. Flame.— 1976.— 26, N 2.— P. 151.
6. Joulin G., Clavin P. // Acta Astronaut.— 1976.— 3, N 3/4.— P. 223.
7. Любченко В. И., Марченко Г. Н. // Докл. АН СССР.— 1986.— 291, № 6.— С. 1415.
8. Aly S. L., Hermance C. E. // Combust. Flame.— 1981.— 40, N 2.— P. 173.
9. Benkhaldoun F., Larrourou B., Denet B. // Combust. Sci. Techn.— 1989.— 64, N 4—6.— P. 187.
10. Westbrook C. K., Adamezyk A. A., Lavoie G. A. // Combust. Flame.— 1981.— 40, N 1.— P. 81.
11. Hocks W., Peters N., Adomeit G. // Ibid.— 1981.— 41, N 2.— P. 157.
12. Smith O. I., Westbrook C. K., Sawyer R. F. // 17th Symp. (Int.) on Combust.— Pittsburgh, 1978.
13. Ferguson C. R., Keck J. C. // Combust. Flame.— 1977.— 28, N 2.— P. 197.
14. Oran E. S., Boris J. P. // Progr. Energy Combust. Sci.— 1981.— 7.— P. 1.
15. Копылов Г. Г., Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И. и др.— М., 1984.— (Препр./АН СССР. ИПМ; № 237).
16. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. // ИФЖ.— 1980.— 38, № 3.— С. 528.
17. Махвиладзе Г. М., Мелихов В. И. // Математическое моделирование.— 1989.— 1, № 6.— С. 146.
18. Бабкин В. С., Бадалян А. М., Никулин В. В. // Горение гетерогенных и газовых систем.— Черноголовка, 1977.
19. Штессель Э. А. О влиянии естественной конвекции на пределы распространения пламени // ФГВ.— 1979.— 15, № 3.— С. 10.
20. Гребер Г., Эрк С., Григуль У. Основы учения о теплообмене.— М.: ИЛ, 1958.
21. Заказов В. Ф., Куршева Л. А., Федина З. И. Определение нормальных скоростей и критических диаметров гашения пламени аммиачно-воздушных смесей // ФГВ.— 1978.— 14, № 6.— С. 22.
22. White A. G. // J. Chem. Soc.— 1922.— 121.— P. 1688.
23. Pratt N. H., Starkman E. S. // 12th Symp. (Int.) on Combust.— Pittsburgh, 1969.
24. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей.— М.: Физматгиз, 1963.

г. Москва

Поступила в редакцию 26/III 1990,
после доработки — 14/VIII 1990

УДК 536.46

В. Н. Лебедев

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ПОГАСАНИЯ ЛАМИНАРНЫХ РАСТЯГИВАЕМЫХ ПЛАМЕН В СМЕСЯХ $H_2 + I$ И $CH_4 +$ ВОЗДУХ

Выполнены численные расчеты уравнений гидродинамики и тепло- и массопереноса, описывающих структуру нормальных и растягиваемых пламен, с учетом детальной кинетики химического превращения, многокомпонентной диффузии и термодиффузии. Найдены предельные интенсивности растяжения двойных и одиночных водородо- и метановоздушных пламен, определяющие срыв горения, в широком диапазоне изменения состава исходной смеси. Рассчитаны скорости соответствующих нормальных пламен и определены возможности упрощения исходной модели молекулярного переноса.

Горение однородной смеси реагирующих газов как в ламинарном, так и в турбулентном потоке тесно связано с гидродинамикой. При этом структуру локально плоских фронтов химического превращения можно детально описать, опираясь на известную модель однородно растягиваемого плоского ламинарного пламени [1]. Численные расчеты с многостадийной кинетикой горения двойных, одиночных и цилиндрических растягиваемых пламен для отдельных составов $H_2 +$ воздух [2, 3] и $CH_4 +$ воздух [4] резко различающейся стехиометрии обнаружили