

Г. А. Зулиян, Г. М. Махвиладзе, В. И. Мелихов

ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА ЛЬЮИСА НА ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

Численным интегрированием нестационарных двумерных уравнений, описывающих движение реагирующего газа, исследуются особенности формы и структуры фронта пламени, распространяющегося в плоском закрытом канале. Изучено влияние диффузионно-тепловых процессов, а также внешней массовой силы на процесс горения. Показано, что увеличение числа Льюиса вызывает существенные изменения формы и структуры пламени и повышение скорости его распространения.

Известно, что соотношение между коэффициентами температуропроводности горючей смеси κ и диффузии D компонента, находящегося в недостатке, существенно влияет на процесс горения [1]. Впервые качественное объяснение причин неустойчивости плоского пламени по отношению к его искривлениям для $\kappa < D$ было дано в [2, 3]. Наиболее наглядно указанный эффект прослеживается в экспериментах с горючими смесями, компоненты которых — горючее и окислитель — имеют резко отличающиеся молекулярные массы и, следовательно, существенно различные коэффициенты молекулярного переноса [2, 4].

Количественная теория устойчивости плоского фронта пламени по отношению к пространственным возмущениям его тепловой и диффузионной структуры развита в [5] в предположении об узкой зоне химического превращения по сравнению с зонами прогрева и диффузии. Работы [6, 7] уточнили границы спектра возмущений. Численное интегрирование уравнений диффузионно-тепловой теории [8] позволило проследить образование двумерной ячеистой структуры при $Le = D/\kappa > 1$. Учет тепловых потерь приводит к расширению области неустойчивости фронта горения [9]. Попытки аналитического рассмотрения совместного действия диффузионно-тепловых и гидродинамических эффектов на устойчивость пламени предприняты в [10—12]. Влияние состава водородно-воздушной смеси и направления действия силы тяжести на образование ячеистой структуры численно изучалось в [13].

В предлагаемой работе путем численного интегрирования двумерных уравнений для реагирующего газа изучаются форма и структура пламени в зависимости от числа Льюиса, а также направления действия и величины внешней массовой силы.

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, а) с твердыми непроницаемыми границами. В начальный момент смесь воспламеняется горячими продуктами сгорания, заполняющими небольшую область, которая примыкает к началу координат. Предполагается, что горючая смесь двухкомпонентная, причем легкий реагент находится в недостатке; в газе протекает экзотермическая одностадийная необратимая химическая реакция первого порядка по недостающему компоненту с аррениусовской зависимостью скорости реакции от температуры.

При достаточно малом содержании легкого компонента можно считать, что инерционные, динамические и тепловые свойства смеси определяются тяжелым газом и, следовательно, эти процессы можно описывать уравнениями для однокомпонентного газа с параметрами тяжелого компонента. Иначе говоря, должны выполняться условия $\rho_l \ll \rho_h$, $p_l \ll p_h$ (здесь ρ , p — плотность и давление, индексы l и h относятся соответ-

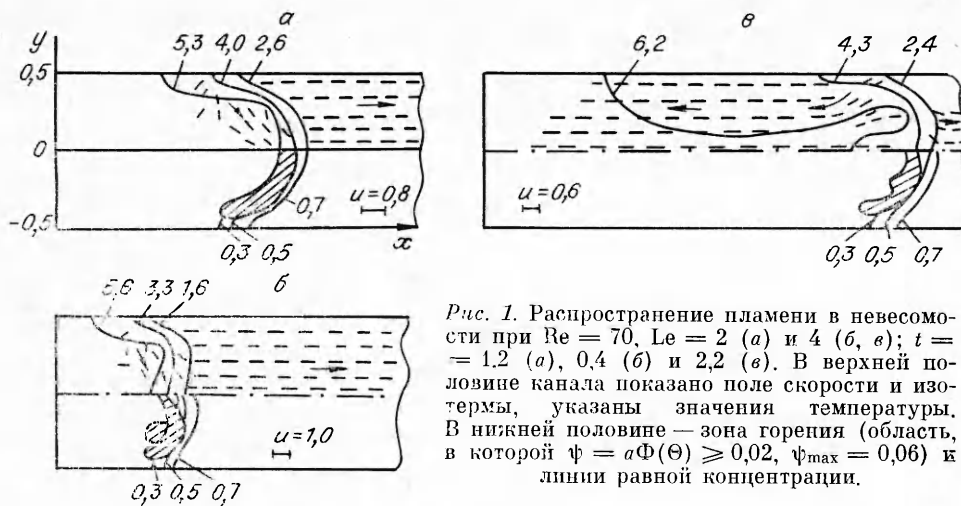


Рис. 1. Распространение пламени в невесомости при $Re = 70$, $Le = 2$ (а) и 4 (б, в); $t = 1,2$ (а), 0,4 (б) и 2,2 (в). В верхней половине канала показано поле скорости и изотермы, указаны значения температуры. В нижней половине — зона горения (область, в которой $\psi = a\Phi(\Theta) \geq 0,02$, $\psi_{max} = 0,06$) к линии равной концентрации.

ственно к легкой и тяжелой составляющей) или в терминах массовых концентраций $a_i \ll 0,5$ и $a_i \ll \mu_i / (\mu_i + \mu_h)$ (μ — молекулярная масса). Такого рода условия справедливы, например, для смесей 20 % H_2 + 80 % Br_2 и 10 % H_2 + 90 % воздух — для типичных составов, в которых наиболее ярко проявляются диффузионно-тепловые эффекты горения. Теплофизические свойства исходной смеси и продуктов сгорания полагаются одинаковыми.

Движение реагирующей смеси описывается системой двумерных нестационарных уравнений. При введении безразмерных переменных в качестве масштабов выбраны соответственно ширина канала L , скорость пламени u_b при $Le = 1$, движущегося от закрытого конца, которая определяется по формуле Зельдовича — Франк-Каменецкого [1], время L/u_b , начальные температуры и концентрация недостающего реагента в исходной смеси T_0 и a_0 , начальное давление газа у нижней стенки 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 имеет следующий вид:

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

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \vec{u} = 0, \quad p = \rho \Theta,$$

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

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

$$\Phi(\Theta) = \exp [E (\Theta_a^{-1} - \Theta^{-1})], \quad \Delta \equiv \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2.$$

Здесь t — время; Θ , a — температура газа и концентрация реагента; $\vec{u}(u, v)$ — скорость газа; \vec{j} — единичный вектор, совпадающий с направлением действия силы тяжести. Безразмерные комплексы имеют следующий вид: $M^2 = u_b^2 / \gamma RT_0$ — квадрат числа Маха ($\gamma = c_p / c_v$ — показатель адиабаты); $Fr = u_b^2 / gL$ — число Фруда (g — ускорение силы тяжести); $Re = Lu_b \rho_0 / \eta$, $Pr = c_p \eta / \lambda$, $Le = \rho_0 D c_p / \lambda$ — числа Рейнольдса, Прандтля, Льюиса (η , λ , D — коэффициенты динамической вязкости, теплопроводности, диффузии, значения η , λ и ρD считаются постоянными); $E = E_0 / R_0 T_0$, $q = Q a_0 / (c_v T_0)$ (E_0 и Q — энергия активации и тепловой эффект химической реакции, R_0 — универсальная газовая постоянная); $\Theta_a = 1 + q/\gamma$ — безразмерная адиабатическая температура горения;

$Dm = (L/u_b) k_0 \exp(-E/\Theta_a) = \text{Re Pr } E^2 (\Theta_a - 1)^2 / 2\Theta_a^5$ — число Дамкелера (k_0 — предэкспонент в законе Аррениуса).

В начальный момент $t = 0$ в неподвижном газе ($\vec{u} = 0$), находящемся в равновесии (во всей области выполняется $\nabla p = \gamma M^2 \text{Fr}^{-1} \vec{j}$), задается очаг горячего газа

$$t = 0: \Theta = 1 + (\Theta_a - 1) \exp\left(-\frac{x^2}{r_x^2} - \frac{y^2}{r_y^2}\right),$$

$$a = 1 - (\Theta - 1)/(\Theta_a - 1),$$

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

Поскольку рассматривались либо условия невесомости, либо случай, когда вектор внешней силы параллелен оси x , задача решалась в половине области $0 \leq x \leq H, 0 \leq y \leq 0,5$, а на границе $y = 0$ задавались условия симметрии:

$$y = 0: \frac{\partial u}{\partial y} = v = \frac{\partial \Theta}{\partial y} - \frac{\partial a}{\partial y} = 0.$$

На твердых границах задается условие прилипания $\vec{u}_r = 0$. Стенки считаются непроницаемыми для реагента и теплоизолированными $\nabla \Theta|_r = \nabla a|_r = 0$.

Сформулированная задача интегрировалась численно конечно-разностным методом [14]. Основные расчеты проводились на равномерной сетке с пространственным шагом $h = 1/20$ и с временным шагом, который отвечает значению числа Куранта, построенному по скорости звука в горячем газе, $\sim 3-4$. Отдельные расчеты проводились на более мелкой сетке ($h = 1/30 \div 1/40$). Использовались следующие значения параметров: $\gamma = 1,4, M^2 = 0,01, \text{Re} = 70, 150, \text{Le} = 1 \div 4, \text{Fr}^{-1} = 0 \div 15, q = 3 \div 7, H = 4, E = 33$. Эти величины соответствуют, в частности, горению в узких каналах бедных водородно-кислородных смесей, разбавленных азотом.

Распространение пламени в невесомости

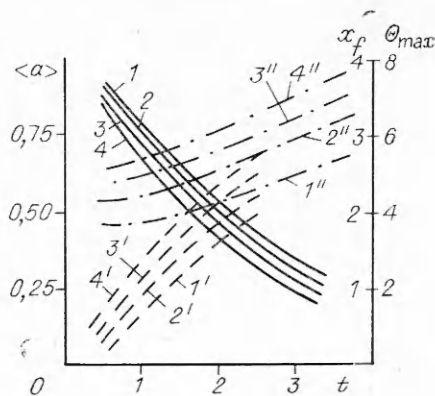
Распространение пламени в теплоизолированном канале при $\text{Le} = 1$ изучалось в [15]. Показано, что после зажигания из-за неоднородностей скоростного поля по сечению канала образуется выпуклая в сторону исходной смеси форма пламени, с высокой точностью выполняется подобие полей температуры и концентрации; в образующемся квазистационарном фронте горения химическая реакция протекает по всему сечению канала.

Как показали численные расчеты, увеличение числа Льюиса до $\text{Le} = 2$ заметно изменяет картину горения (см. рис. 1). Это объясняется следующими причинами. Наличие условий прилипания приводит к отставанию части фронта, прилегающей к боковой стенке канала, по сравнению с центральной частью. На этом отставшем, вогнутом в сторону свежей смеси участке пламени создаются менее благоприятные условия для горения, чем на остальной поверхности. Более интенсивная диффузия реагента во фронт горения по сравнению с теплоотдачей в холодный газ ($\text{Le} > 1$) приводит к обеднению горючей смеси на вогнутом участке и, следовательно, к уменьшению скорости химического превращения. В результате горение около боковой стенки прекращается. Это приводит к появлению за фронтом пламени в пристеночном слое зоны менее нагретого газа. Подобие полей температуры и концентрации отсутствует.

Увеличение числа Льюиса ведет к усложнению структуры пламени (см. рис. 1, б, в). Характерной особенностью горения в этом случае является выдвигание вперед выпуклой части фронта в области между боковой стенкой и плоскостью симметрии канала, т. е. образование сим-

Рис. 2. Временные характеристики процесса горения при различных Le , $Re = 70$; номера кривых соответствуют величине Le .

— $\langle a \rangle(t)$; - - - $x_f(t)$;
- · - $\Theta_{max}(t)$.



метричной двугорбой формы пламени. Ускорение выпуклой части фронта по сравнению с вогнутой, находящейся у боковой стенки, с первоначально плоской центральной частью при $Le > 1$ полностью согласуется с теорией диффузионно-тепловой неустойчивости [3].

Действительно, на выпуклый участок фронта горючее подается диффузией из большей области свежей смеси по сравнению с плоским или вогнутым фронтом, а тепло, идущее на подогрев свежей смеси, отводится в меньший объем, что и ведет к повышению температуры и, следовательно, к увеличению скорости горения. Другая особенность горения при данных параметрах — расширение реакционной зоны на выпуклом участке фронта. Это объясняется тем, что из-за большой разницы между скоростями диффузии и теплопроводности часть непрореагировавшего вещества, находящегося около боковой стенки и вблизи плоскости симметрии, успевает диффундировать к высокотемпературной зоне за выпуклым участком, где и происходит догорание.

На рис. 2 представлены временные характеристики процесса при различных значениях числа Льюиса — среднеобъемная концентрация

реагента $\langle a \rangle = \frac{2}{H} \int_0^{0,5} \int_0^H a(x, y) dx dy$, координата фронта на оси абсцисс x_f

(точка, в которой $a = 0,5$) и максимальная температура Θ_{max} . Как следует из расположения кривых $x_f(t)$ и $\langle a \rangle(t)$, с увеличением Le возрастает скорость распространения пламени. Это связано с тем, что на выпуклых участках фронта развивается более высокая температура, способствующая более интенсивному протеканию химической реакции. Об этом повышении температуры горения свидетельствуют зависимости $\Theta_{max}(t)$. Полученный результат противоречит имеющейся в литературе формуле для нормальной скорости распространения, согласно которой $u_n \sim 1/\sqrt{Le}$. Это объясняется существенной ролью двумерных эффектов, которые не учитываются в теории Зельдовича — Фрэнк-Каменецкого. Ясно, что для $Le \neq 1$ оценка скорости распространения пламени в канале по теоретической формуле, полученной в одномерном приближении, может привести к большим ошибкам.

Как показали численные расчеты, увеличение числа Рейнольдса до 150 приводит к более значительным искривлениям фронта. Распространение пламени в этом случае напоминает движение двух симметричных относительно плоскости симметрии колпачков, химическая реакция прекращается вблизи боковой стенки и в центральной части канала. Такое поведение связано с тем, что рост Re приводит к уменьшению пограничных слоев, что облегчает развитие неоднородных течений газа, которые усиливают искривления пламени.

Распространение пламени в поле силы тяжести

В зависимости от направления распространения пламени внешняя сила может как стабилизировать, так и дестабилизировать фронт горения [1]. Динамика горения в вертикальном адиабатическом канале при $Le = 1$ рассматривалась в [15]. Показано, что в случае зажигания снизу развивается подъемное конвективное течение горячих продуктов реакции, которое приводит к искривлению фронта гораздо более сильному, чем в невесомости. Напротив, при верхнем зажигании пламя становится плоским из-за стабилизирующего действия внешней массовой силы.

При увеличении числа Le возникают некоторые новые особенности процесса горения. Как и в невесомости, разница в интенсивности процессов температуропроводности и диффузии приводит к прекращению горения на вогнутом пристеночном участке и образованию двугорбой формы пламени. Но возникающее в поле силы тяжести подъемное конвективное течение газа приводит к тому, что ячеистая структура выражена более отчетливо, чем в невесомости (рис. 3). Наблюдается также расширение зоны горения на выпуклом участке пламени. Это связано с двумя причинами. Во-первых, искривление фронта приводит к тому, что часть непрореагировавшего вещества из пристеночного слоя и из центральной части канала успевает диффундировать в зону за выпуклым участком ($D > \kappa$), где происходит догорание. Во-вторых, образующийся около боковой поверхности пламени конвективный вихрь также способствует переносу несгоревшей смеси, находящейся около стенки, по направлению к выпуклому участку. Большое искривление фронта вызывает прекращение горения на вогнутой части пламени в центре канала.

В случае распространения волны горения сверху вниз наблюдается стабилизация пламени и превращение его в плоский фронт во всем исследованном диапазоне параметров ($Re = 70 \div 150$, $Fr^{-1} = 1 \div 10$, $Le = 1 \div 4$). Начальный этап процесса аналогичен рассмотренному ранее горению в невесомости. Затем из-за отсутствия горения в пристеночной области за фронтом пламени образуется неравномерно прогретый газ. Как известно, в поле силы тяжести при наличии горизонтальных градиентов температуры развиваются свободноконвективные течения. Так как газ около стенки менее нагретый и, следовательно, более тяжелый, он стремится опускаться вниз. В то же время образующиеся горячие продукты реакции в центральной части канала, наоборот, поднимаются вверх. Формирующееся вихревое течение за фронтом пламени выравнивает температурные и концентрационные неоднородности. В результате образуется плоский фронт пламени, причем горение протекает по всему сечению канала. Уменьшение числа Фруда ускоряет процесс стабилизации, в то же время увеличение числа Льюиса несколько его замедляет.

Более подробно результаты проведенного исследования изложены в [16].

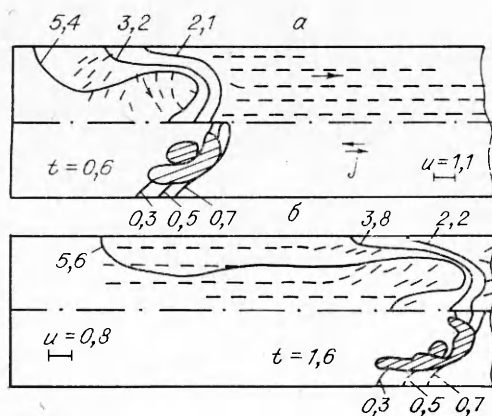


Рис. 3. Структура пламени при зажигании снизу; $Re = 70$, $Le = 3$, $Fr^{-1} = 10$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. П., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
2. Дроздов П. П., Зельдович Я. Б. Диффузионные явления у пределов распространения пламени. Экспериментальное исследование флегматизации взрывчатых смесей окиси углерода // ЖФХ.— 1943.— 17, вып. 3.— С. 134—144.
3. Зельдович Я. Б. Теория горения и детонации газов.— М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1944.
4. Кокочавили В. П. Особенности горения смесей водорода с бромом // ЖФХ.— 1951.— 25, вып. 4.— С. 444—452.
5. Баренблатт Г. П., Зельдович Я. Б., Истратов А. Г. О диффузионно-тепловой устойчивости ламинарного пламени // ПМГФ.— 1962.— № 4.— С. 21—26.
6. Sivashinsky G. I. Diffusional-thermal theory of cellular flames // Combust. Sci. Techn.— 1977.— 15.— P. 137—146.
7. Алдушин А. П., Каспарян С. Г. О теплодиффузионной неустойчивости фронта горения // Докл. АН СССР.— 1979.— 244, № 1.— С. 67—70.
8. Алдушин А. П., Каспарян С. Г., Шкадский К. Г. Образование двумерной ячеистой структуры в теплодиффузионном пламени // Там же.— 1979.— 247, № 5.— С. 1112—1115.
9. Joulin G., Clavin P. Linear stability analysis of nonadiabatic flames: diffusional-thermal model // Combust. Flame.— 1979.— 35.— P. 139—153.
10. Истратов А. Г., Либрович В. Б. О влиянии процессов переноса на устойчивость плоского фронта пламени // ПММ.— 1966.— 30, № 3.— С. 451—466.
11. Sivashinsky G. I. Nonlinear analysis of hydrodynamic instability in laminar flames. I. Derivation of basic equations // Acta Astronautica.— 1977.— 4.— P. 1177—1206.
12. Pelee P., Clavin P. Influence of hydrodynamics and diffusion upon the stability limits of laminar premixed flames // J. Fluid Mech.— 1982.— 124.— P. 219—237.
13. Patnaik G., Kailasanath K., Oran E. S. et al. Detailed numerical simulations of cellular flames // Twenty—second Symp. (Int.) on Combustion., The Combust. Inst., 1988.— P. 1517—1526.
14. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Численный метод исследования нестационарных пространственных движений сжимаемого газа // ИФЖ.— 1980.— 38, № 3.— С. 528—535.
15. Махвиладзе Г. М., Мелихов В. И., Мелихов О. И. Распространение пламени в закрытом канале // ФГВ.— 1987.— 23, № 3.— С. 30—36.
16. Зулиян Г. А., Махвиладзе Г. М., Мелихов В. И. Численное исследование формы и структуры ламинарного пламени/АН СССР. ИПМ.— Препр.— М., 1991.

г. Москва

Поступила в редакцию 9/IV 1992

УДК 536.422

В. А. Бураков, С. Ф. Санду

ТЕРМОХИМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ УГЛЕПЛАСТИКОВЫХ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ ДВУХФАЗНОМ ПОТОКЕ

Работа посвящена математическому моделированию нестационарного прогрева и термохимического разрушения углепластиковых теплозащитных материалов многосоставных стенок в дозвуковом высокотемпературном двухфазном потоке при наличии капельного химического реагирования с инерционно осаждающимися жидкими частицами κ -фазы оксидов металлов. Обсуждаются некоторые результаты численного исследования нестационарного прогрева и термохимического разрушения типичного прессованного углепластика при тепловом и химическом воздействии жидких частиц оксида алюминия.

Модели термохимического разрушения углеграфитовых (графиты, пирографиты, углерод-углеродные композиционные материалы) и углепластиковых теплозащитных материалов (ТЗМ) за счет гетерогенных химических реакций с активными компонентами в высокотемпературных однофазных (газовых) потоках разработаны достаточно полно [1—6]. Течение высокотемпературных двухфазных потоков в каналах энерго-

© В. А. Бураков, С. Ф. Санду, 1992.

4*

51