

УДК 536.46

Формирование нестационарных пространственных структур пламени при горении газа в микроканалах с температурным градиентом в стенках*

Е.В. Серещенко¹, Р.В. Фурсенко¹, С.С. Минаев¹, В.Н. Курдюмов²

¹*Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

²*Департамент энергетики CIEMAT, Мадрид, Испания*

E-mail: minaev@itam.nsc.ru

В рамках тепло-диффузионной модели распространения пламени в микроканале с заданным распределением температуры в стенках показана возможность образования осциллирующих и вращающихся пространственных структур пламени, описанных ранее в экспериментальных работах по микрогорению. Рассмотрены случаи, когда горение происходило в прямоугольном канале и в зазоре между двумя дисками с радиальной подачей топлива. В обоих случаях характерный поперечный размер канала был меньше критического диаметра, определенного для температуры окружающей среды, и горение газа происходило в области, где температура стенок была выше температуры окружающей среды. Течение газа считалось заданным и описывалось пуазейлевским профилем скорости. Образование осциллирующих пламен в прямом канале и вращающихся структур в радиальном канале наблюдалось в некотором диапазоне расходов газа. Вне этого диапазона при малых расходах происходило периодическое воспламенение/затухание пламени, а при больших расходах устанавливалось устойчивое стационарное пламя. Формирование данных пространственных структур пламени связано с теплообменом газа с нагретыми стенками канала и неоднородным распределением скорости в микроканале.

Ключевые слова: микрогорение, неустойчивость, воспламенение.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время создание малоразмерных источников тепла с контролируемой температурой поверхности и низким содержанием вредных выбросов является актуальной задачей. Возможным решением этой проблемы является использование нагревательных элементов, состоящих из набора микрогорелок с отдельным регулированием процессов горения, работающих на бедных смесях топлива и пожаровзрывобезопасных. Создание микрогорелочных устройств представляет интерес и в связи с разработкой миниатюрных энергопреобразующих устройств, представляющих собой комбинацию малоразмерной камеры сгорания и устройства, преобразующего тепло от горения в электрическую энергию. Такие

* Работа выполнена при финансовой поддержке интеграционного проекта СО РАН (№ 116) на 2009–2011 гг.

устройства, использующие тепло от сгорания углеводородных топлив, потенциально могли бы иметь большую энергоемкость при одинаковом весе и размерах по сравнению с традиционными электрическими аккумуляторами [1, 2].

С уменьшением размера камеры сгорания возрастают теплотери из зоны горения и организация устойчивого горения становится проблематичной. Известно, что горение газа невозможно, если диаметр канала будет меньше критического диаметра [3], который уменьшается при увеличении температуры стенок. Поэтому, одним из возможных путей организации горения в микрогорелочных устройствах может быть повышение температуры стенок камеры сгорания за счет тепловой рециркуляции, как, например, в горелке “Swiss roll” [4, 5]. Основные механизмы горения газов в системах с рециркуляцией тепла могут быть выяснены из исследования горения газов в узком канале с нагретыми стенками. Эксперименты по горению газа в прямом микроканале с продольным градиентом температуры в стенках обнаружили интересное явление периодического воспламенения/затухания пламени [6,7]. В этих экспериментах поперечный размер канала был меньше критического диаметра, определенного для окружающей температуры. В работах [6, 8, 9, 10] в рамках одномерной диффузионно-тепловой постановки было выполнено моделирование процессов стабилизации пламени, нелинейных осцилляций и периодического воспламенения и погасания пламени. Явление периодического воспламенения/затухания наблюдалось также при горении газа в изогнутом канале [11].

Исследования горения газа в прямой трубке с градиентом температуры [7] было расширено на случай радиальной геометрии [12]. Наблюдения показали, что в этой системе существует большое разнообразие различных пространственных структур пламени: устойчивое и неустойчивое цилиндрическое пламя; структуры, напоминающие турбину Пелтона с одной, двумя или множеством лопаток; вращающееся спиральное пламя и другие структуры [13].

В последующих работах были предприняты попытки численного моделирования этих структур, однако некоторые пространственные структуры, например, вращающееся спиральное пламя, не удалось воспроизвести в рамках двумерной диффузионно-тепловой модели. В работе [14] было показано, что образование структур в форме вращающихся лопаток турбины тесно связано с явлением периодического воспламенения/затухания и эти структуры наблюдаются при умеренных значениях расходов газа, которые соответствуют неустойчивой ветке стационарного решения [15]. В экспериментах вращающееся спиральное пламя наблюдалось в некотором диапазоне достаточно больших расходов газа, который, согласно линейному анализу устойчивости, соответствовал бы устойчивому цилиндрическому пламени. Другой особенностью спирального пламени является высокая скорость распространения лидирующей кромки пламени по свежему газу, которая в 3-4 раза превышает нормальную скорость распространения плоского пламени [16].

Целью данной работы было выделение основного физического механизма, ответственного за образование спирального пламени. Предварительное численное моделирование в рамках двумерной диффузионно-тепловой модели не обнаружило какой-либо неустойчивости при больших расходах газа. В то же время, в работе [17] было показано, что в плоском канале с пуазейлевским профилем скорости возможно появление антисимметричных колебаний пламени в некотором диапазоне скоростей подачи газа. Предполагая, что это явление может быть связано с вращающимися структурами, в данной работе были выполнены трехмерные расчеты нестационарного поведения пламени в радиальном канале с градиентом температуры и пуазейлевским профилем радиальной скорости газа.

В следующем разделе описывается математическая модель горения в плоском и радиальном каналах.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В модели использовалось предположение об одностадийной химической реакции с Аррениусовской зависимостью от температуры. Коэффициенты переноса и плотность газа считались постоянными. Эти предположения вполне подходят для качественного анализа основных механизмов распространения пламени в микроканале с продольным градиентом температуры в стенках. Рассматривались случаи горения газа в прямоугольном канале (рис. 1, *a*) и в зазоре между двумя дисками с радиальной подачей топлива (рис. 1, *b*). Чтобы отличать две геометрические конфигурации, использовались две пространственных переменные r и x , которые соответствуют радиусу в цилиндрических координатах в случае радиального канала и координате вдоль оси, направленной по потоку газа, в случае прямоугольного канала.

1.1. Прямоугольный канал

На рис. 1, *a* представлена геометрия канала. Предварительно перемешанная смесь с начальной температурой T_0 подается в канал вдоль оси x со скоростью U_0 . Расстояние между пластинами — h . Температура верхней и нижней стенок канала T_w считалась заданной функцией от координаты x : $x \leq 0$, $T_w = 0$; $x > 0$, $T_w = T_w^*$. В расчетах использовалось следующее значение максимальной температуры стенок $T_w^* = 0,6$. Для данного случая использовалась модель, предложенная в работе [17], записанная для трехмерного случая. В рамках этой модели уравнения для температуры T и концентрации Y в безразмерных величинах $T = (T - T_0)/(T_b - T_0)$, $T_w = (T_w - T_0)/(T_b - T_0)$, $Y = Y/Y_0$, $x = x/h$, $y = y/h$, $z = z/h$, $t = t D_T/h^2$ выглядят следующим образом:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V \sqrt{d} \frac{\partial T}{\partial x} = \Delta T + dW(Y, T), \quad (1)$$

$$\frac{\partial Y}{\partial t} + V \sqrt{d} \frac{\partial Y}{\partial x} = \frac{1}{Le} \Delta T + dW(Y, T), \quad (2)$$

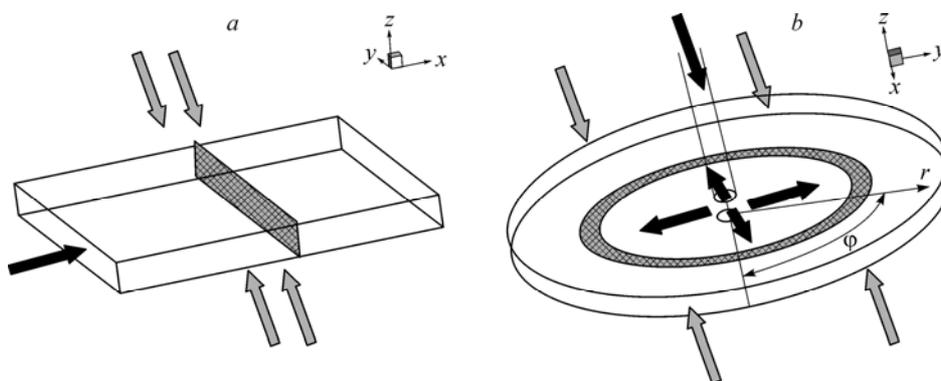


Рис. 1. Схема горения в прямоугольном канале *a* и в радиальном канале *b*.

Серой полосой обозначено пламя, черные стрелки обозначают направление движения потока газа, а серые стрелки — подогрев.

где скорость химической реакции

$$W(Y, T) = \frac{\beta^2}{2\text{Le}} Y \exp\left(\frac{\beta(T-1)}{1+\gamma(T-1)}\right). \quad (3)$$

В уравнениях используются следующие безразмерные параметры: $\beta = E(T_b - T_0)/RT_b^2$ — число Зельдовича, $\text{Le} = D_T/D$ — число Льюиса, $\gamma = (T_b - T_0)/T_b$ — параметр теплотеря, $d = h^2 U_b^2 / D_T^2$ — число Дамкелера, $V = U_0 6z(1-z)/U_b$ — безразмерная скорость, U_b — скорость горения плоского пламени, T_b — адиабатическая температура пламени, D_T — коэффициент термодиффузии, D — коэффициент молекулярной диффузии, Y_0 — массовая доля топлива в поступающей горючей смеси, E — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная. В расчетах использовались следующие значения параметров: $\beta = 10$, $\text{Le} = 1$, $\gamma = 0,7$, $d = 15$.

В качестве области вычисления был выбран параллелепипед с периодическими граничными условиями вдоль оси y : $0 \leq x \leq L$, $0 \leq y \leq L$, $0 \leq z \leq 1$, где $L = 10$.

Граничные условия в данном случае выглядят следующим образом:

$$\text{— на входе} \quad x = 0, \quad T = 0, \quad Y = 1, \quad (4)$$

$$\text{— на выходе} \quad x = L, \quad \nabla T = 0, \quad \nabla Y = 0, \quad (5)$$

$$\text{— возле стенок канала} \quad z = 0, z = 1 \quad T = T_w, \quad \nabla Y = 0. \quad (6)$$

Условие периодичности имеет вид:

$$T(y = 0) = T(y = L), \quad Y(y = 0) = Y(y = L). \quad (7)$$

1.2. Радиальный канал

На рис. 1, *b* представлена схема радиального канала. Предварительно перемешанная смесь с начальной температурой T_0 подается по внешнему каналу радиусом r_0 в центральную часть радиального канала шириной h и радиусом R_0 со скоростью V_0 . Затем смесь распространяется по каналу в радиальном направлении. Распределение температуры в верхней и нижней стенках канала θ соответствует распределению температуры, описанному в работе [12].

Изменения температуры газа T , массовой доли горючего Y_f и окислителя Y_0 описываются уравнениями:

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{V}, \nabla) T \right) = \lambda \Delta T + QW(Y_0, Y_f, T), \quad (8)$$

$$\frac{\partial(\rho Y_0)}{\partial t} + (\vec{V}, \nabla)(\rho Y_0) = D\Delta(\rho Y_0) - \nu W(Y_0, Y_f, T), \quad (9)$$

$$\frac{\partial(\rho Y_f)}{\partial t} + (\vec{V}, \nabla)(\rho Y_f) = D\Delta(\rho Y_f) - W(Y_0, Y_f, T). \quad (10)$$

Здесь

$$W(Y_0, Y_f, T) = \rho A Y_0^a Y_f^b \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad (11)$$

скорость химической реакции, и мы выбрали $A = 2 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$, $E/R = 15042 \text{ K}$, $a = 0,1$, $b = 1,5$, $\rho = 1,2 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$, $c_p = 2200 \text{ Дж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, $\lambda = 0,07 \text{ Дж}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$,

$D = 4 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, $Q/c_p = 43000 \text{ К}$ и $\nu = 3,98$, что примерно соответствует случаю метановоздушной смеси. В расчетах использовались следующие значения $h = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Конвективные и диффузионные слагаемые в уравнениях (8)–(10) выглядят следующим образом:

$$(\vec{V}, \nabla) = \frac{G}{r} 6 \frac{z}{d} (1 - (z/d)) \frac{\partial}{\partial r}, \quad \Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (12)$$

Здесь величина $G = r_0 V_0$, где r_0 — радиус подающей трубки, а V_0 — радиальная скорость газа на выходе из подающей трубки, расположенной на оси симметрии. Множитель $6z(1 - z/d)/d$ задает Пуазейлевский профиль радиальной скорости.

Область вычисления представляла собой цилиндр со следующими параметрами: $r_0 < r < R_0$, $0 < \varphi < 2\pi$, $0 < z < h$, где $r_0 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $R_0 = 0,040 \text{ м}$.

Распределение температуры в стенках радиального канала, описывалось формулой:

$$\theta = T_0 + (\Theta_1 - T_0) \frac{r - r_0}{r_1 - r_0} \quad \text{при } r_0 < r < r_1 \quad \text{и} \quad \theta = \Theta_1 \quad \text{при } r_1 < r < R_0, \quad (13)$$

где $r_0 = 0,002 \text{ м}$, $r_1 = 0,025 \text{ м}$, $R_0 = 0,040 \text{ м}$ и $\Theta_1 = 900 \text{ К}$, что приближенно совпадает с экспериментальным профилем [12].

Граничные условия имеют следующий вид:

$$\text{— на входе} \quad r = r_0 \quad T = T_0, \quad Y_f = Y_f^0, \quad Y_0 = Y_0^0, \quad (14)$$

$$\text{— на выходе} \quad r = R_0 \quad \nabla T = \nabla Y_f = \nabla Y_0 = 0, \quad (15)$$

$$\text{— возле стенок канал} \quad z = 0, \quad z = h, \quad T = \theta, \quad \nabla Y_f = \nabla Y_0 = 0. \quad (16)$$

И условие непрерывности

$$T(\varphi = 0) = T(\varphi = 2\pi), \quad Y_{0,f}(y = 0) = Y_{0,f}(y = 2\pi). \quad (17)$$

В расчетах использовались значения начальных концентраций Y_f^0 , Y_0^0 , соответствующие эквивалентному отношению равному 0,4. В следующем разделе описывается способ реализации разностной схемы данных математических моделей.

1.3. Разностная схема и способ ее реализации

В данной работе процесс распространения пламени исследовался численно в рамках диффузионно-тепловой модели. Численное моделирование выполнялось методом Рунге-Кутты в рамках явной конечно-разностной схемы второго порядка по пространству и первого порядка по времени. Корректность расчетов проверялась с помощью изменения размера пространственной сетки и шагов по времени. Число узлов по пространству равнялось $600 \times 400 \times 40$ в случае прямоугольного канала и $1000 \times 1500 \times 32$ в случае радиального канала. Шаг по времени для радиального канала равнялся $t = 10^{-6} \text{ с}$, а для прямоугольного канала $t = 10^{-5}$. Так как сетки содержат большое количество узлов, реализация данных разностных схем была выполнена на графическом процессоре (GPU) NVIDIA GeForce GTS 250 с помощью языка программирования C++ и программно-аппаратной архитектуры CUDA, позволяющей производить вычисления с использованием графических процессо-

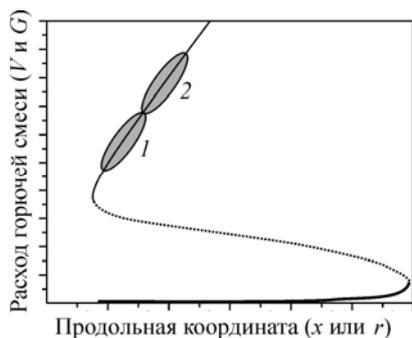


Рис. 2. Зависимость положения фронта пламени от расхода свежей смеси [11].

Линии: сплошная — устойчивое горение, пунктирная — периодическое воспламенение/затухание. Области колебаний: симметричные (1), несимметричные (2).

ров NVIDIA, поддерживающих технологию GPGPU. Это позволило в 40–50 раз увеличить скорость счета по сравнению с реализацией на обычном процессоре (CPU), а среднее время счета сократилось до 6–8 часов.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

2.1 Двумерные расчеты колебаний пламени

Из решения стационарной одномерной задачи в рамках однокомпонентной модели горения и анализа устойчивости в работах [8, 15] были получены зависимости положения фронта пламени от расхода газа, которые имели вид S-образной кривой (рис. 2).

Нижняя ветка этой кривой соответствовала низкоскоростному режиму горения. Средняя часть отвечала за периодическое воспламенение и затухание пламени (FREI). Верхняя часть S-образной кривой соответствовала обычному пламени. Данная диаграмма была получена в рамках одномерной модели, в которой скорость газа считалась не зависящей от поперечной координаты. В то же время, в работе [17], где для двухмерного случая использовался пуазейлевский профиль скорости, были обнаружены колебания пламени в некотором диапазоне расходов газа, лежащих на верхней ветке S-образной кривой. Вблизи верхней точки поворота S-образной кривой существовал интервал расходов газа, при котором наблюдалось устойчивое стационарное пламя. При увеличении расхода наблюдались симметричные колебания пламени, а при больших расходах были обнаружены несимметричные колебания пламени. Взаимное расположение этих областей показано на рис. 2. При больших расходах газа пламя вновь стабилизировалось. Поскольку проявление неустойчивости, приводящей к симметричным и несимметричным колебаниям пламени, недостаточно исследовано, то в настоящей работе основное внимание уделялось исследованию поведения пламени в областях расходов, соответствующих данному типу неустойчивости. На первом этапе исследования выполнены расчеты в двухмерном случае в области скоростей, отвечающей несимметричным колебаниям.

2.2. Антисимметричные колебания. Двухмерный случай

На первом этапе исследовалась задача о колебаниях пламени в области значений скорости газа, лежащей выше области существования периодического воспламенения/затухания. Поле скоростей считалось заданным и описывалось пуазейлевским профилем. Расчеты позволили определить диапазон скоростей газа, соответствующий симметричным и несимметричным колебаниям, аналогичным тем, что были найдены в работе [17]. На следующем этапе были выполнены расчеты с теми же параметрами, но в приближении постоянной скорости, не зависящей от поперечной координаты. Оказалось, что в этом случае колебаний не происходит и пламя всегда стабилизируется в области скоростей газа, соответствующих верх-

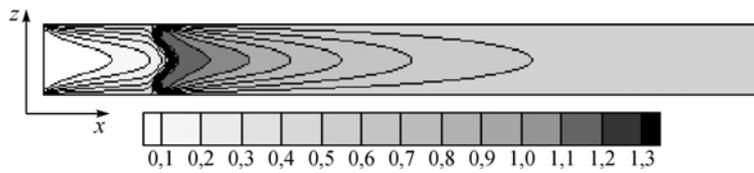


Рис. 3. Распределение температуры в прямоугольном канале при $U_0 = 6$ с плоским профилем скорости.

ней части S-образной кривой. На рис. 3 приведен типичный профиль распределения температуры газа в плоском канале, рассчитанный для однородного потока газа со значением скорости $U_0 = 6$.

Для сравнения на рис. 4 показаны изменения распределения температуры газа в последовательные моменты времени через 30000 шагов по времени ($\Delta t = 0,3$) в случае, когда течение было пуазейлевским со средним значением скорости $U_0 = 6$.

Эволюция температурного профиля с $\Delta t = 0,4$, соответствующая симметричным колебаниям в плоском канале, показана на рис. 5. при значениях средней скорости $U_0 = 5$.

Расчеты горения газа в радиальном канале показали, что колебания пламени при высоких значениях скоростей наблюдаются лишь в случае, когда скорость газа предполагается зависящей от поперечной координаты в приближении течения Пуазейля. На рис. 6 приведены изменения профиля концентрации в последовательные моменты времени через 40000 шагов по времени ($\Delta t = 0,04$ с), при горении газа в радиальном канале при значении параметра расхода газа $G = 0,002$.

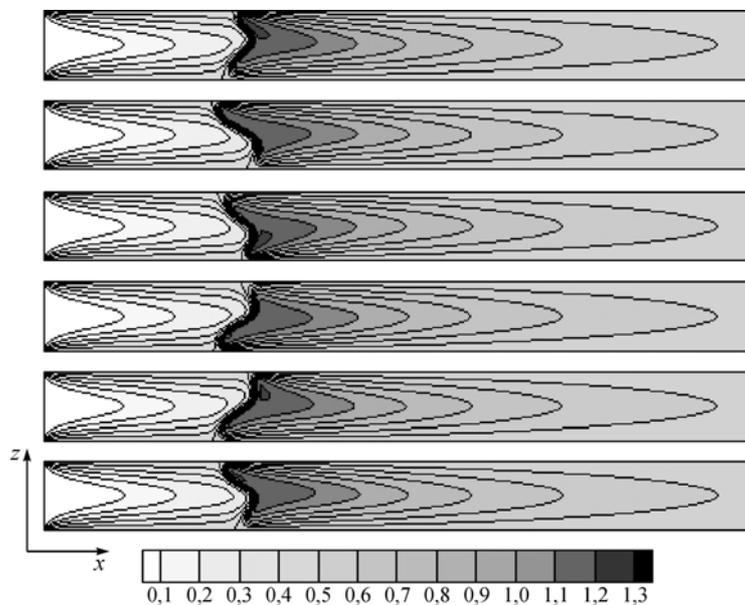


Рис. 4. Временная последовательность изменения распределения температуры в прямоугольном канале при $U_0 = 6$ с пуазейлевским профилем скорости. Профили представлены через равные промежутки времени с безразмерным шагом по времени $\Delta t = 0,3$. Отображен один период колебаний.

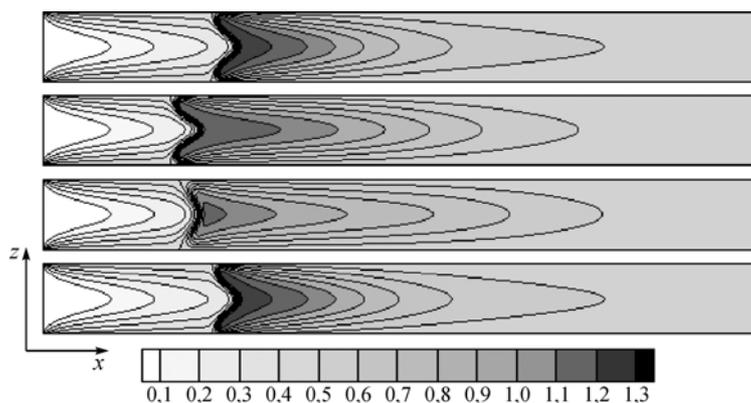


Рис. 5. Временная последовательность изменения распределения температуры в прямоугольном канале при $U_0 = 5$ с паузейлевским профилем скорости. Профили представлены через равные промежутки времени с безразмерным шагом по времени $\Delta t = 0,4$. Отображен один период колебаний.

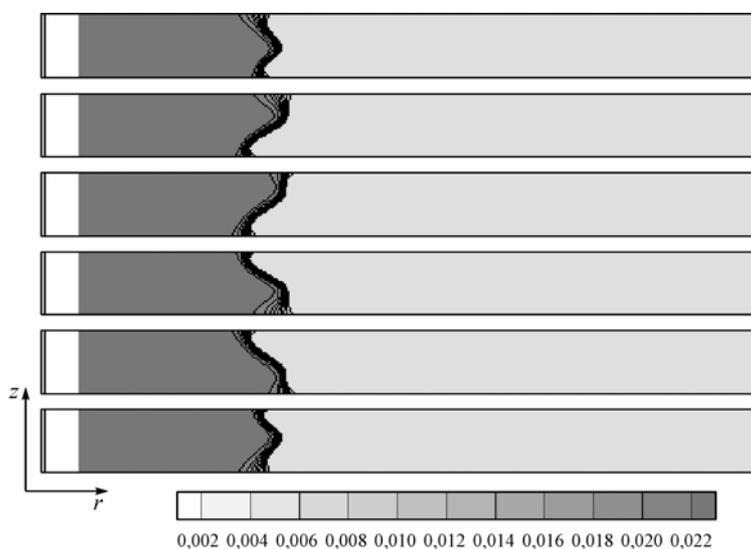


Рис. 6. Временная последовательность изменения распределения концентрации в радиальном канале при $G = 0,002$ с паузейлевским профилем скорости. Темно-серый цвет — свежая смесь, светло-серый — продукты горения. Профили представлены через равные промежутки времени $\Delta t = 0,04$ с. Отображен один период колебаний.

2.3. Трехмерные расчеты антисимметричных колебаний пламени

Двухмерные колебания пламени, рассмотренные в предыдущем разделе, могут привести к формированию бегущих волн, если включить в рассмотрение координату перпендикулярную плоскости двумерных колебаний. В качестве начального распределения использовались профили температуры и концентрации, рассчитанные в двухмерной постановке для последовательных моментов времени. В случае плоского трехмерного канала с координатой y , перпендикулярной плоскости двумерных колебаний, начальное распределение задавалось преобразованием $T(x, z, y\tau/L)$, $Y(x, z, y\tau/L)$, где τ — период двухмерных колебаний, L — поперечный размер канала, а функции $T(x, z, t)$ и $Y(x, z, t)$ рассчитывались из двухмерной модели.

В случае радиального канала начальное распределение задавалось преобразованием $T(r, z, \varphi\tau/2\pi)$, $Y_{0f}(r, z, \varphi\tau/2\pi)$, где φ — угловая переменная в цилиндрических координатах, а $T(r, z, t)$ и $Y_{0f}(r, z, t)$ — периодические функции от времени, рассчитанные в двухмерной постановке. На рис. 7 показано несколько срезов начального распределения температуры и концентрации для плоского и радиального каналов.

Расчеты показали, что в процессе эволюции формируется бегущая волна на фронте пламени, которая распространяется со скоростью, примерно в 5–7 раз превышающую нормальную скорость распространения пламени. На рис. 8 показаны срезы по температуре вблизи верхней границы ($z = 0,85$) через равные промежутки времени $\Delta t = 0,4$ для прямоугольного канала. Время счета выбиралось таким образом, чтобы просчитать 30–40 циклов распространения волны.

На рис. 9 и 10 показаны совместно типичные изоповерхности и срезы распределения температуры и концентрации в прямоугольном канале при $U_0 = 6$. Структура волны представляет собой изгиб плоского фронта пламени, который распространяется в поперечном направлении к направлению потока газа.

В радиальном канале изгиб фронта пламени распространяется в тангенциальном направлении, вращаясь вокруг оси симметрии. На рис. 11 приведено последовательное изменение сечений распределения температуры вблизи верхней и нижней границы радиального канала при $z = 0,15h$ и $z = 0,85h$ через равные промежутки времени $\Delta t = 0,04$.

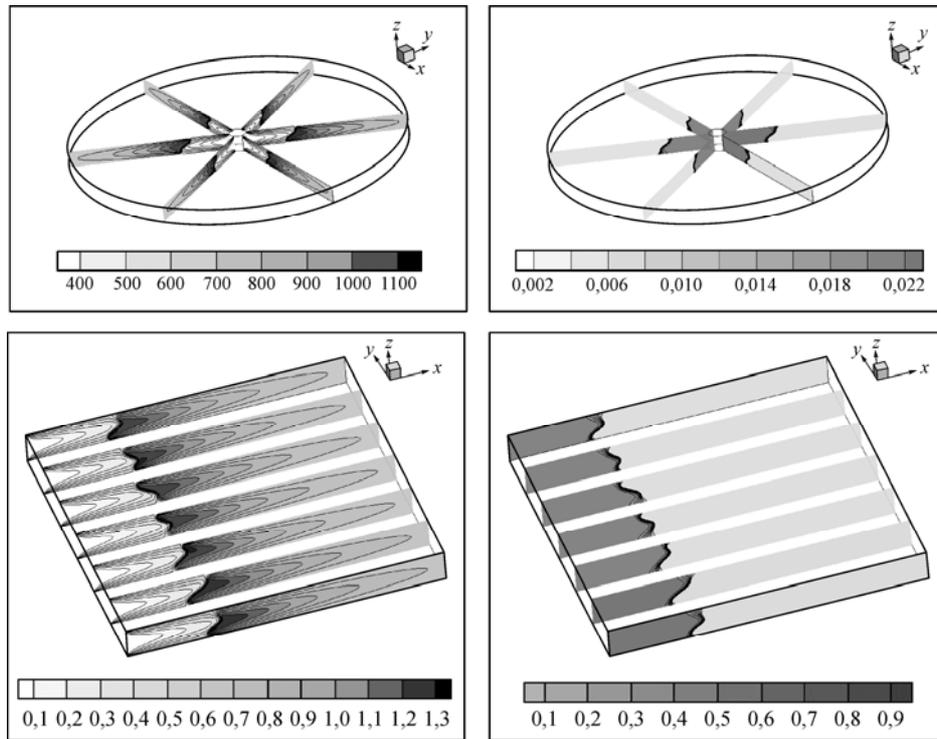


Рис. 7. Срезы начального распределения температуры и концентрации. На верхних рисунках — для цилиндрического канала, на нижних — для прямоугольного. На рисунках слева — температура, справа — концентрация.

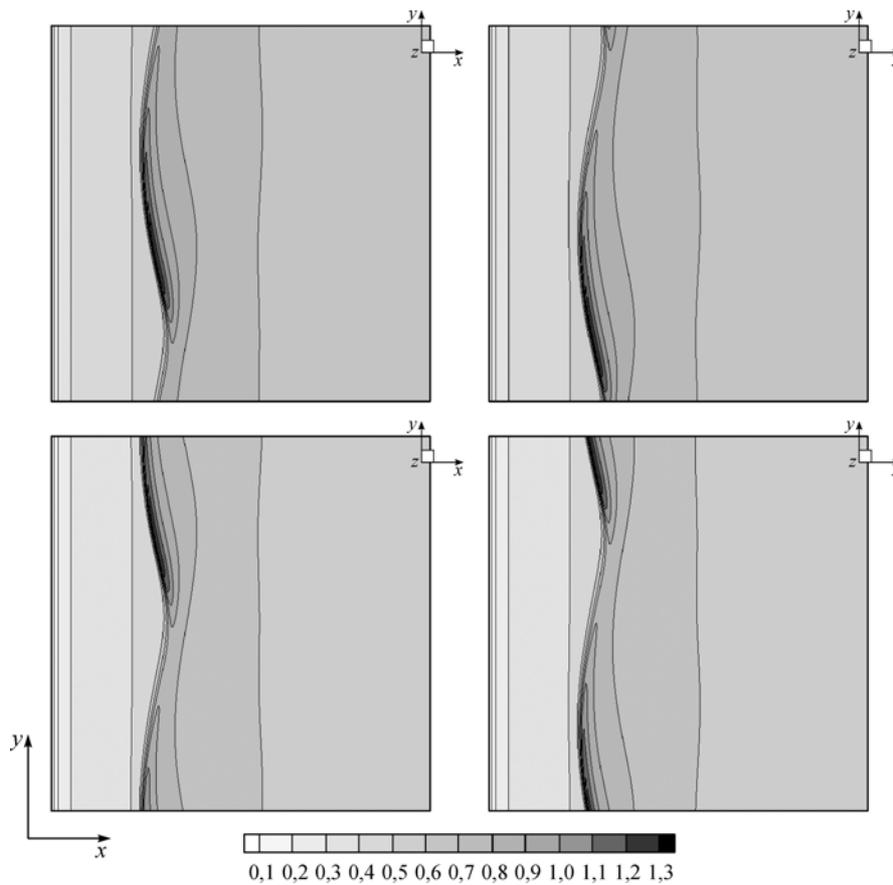


Рис. 8. Срезы по температуре при $z = 0,85$ в прямоугольном канале, представленные, через равные промежутки времени $\Delta t = 0,4$. Отображен один период колебаний.

Данные вращающиеся структуры существуют в некотором интервале расходов газа, значения которых были выше критического значения расхода газа, соответствующего верхней точке поворота S -образной кривой, приведенной на рис. 2. Тангенциальная скорость распространения изгиба фронта пламени была в 3-4 раза выше значения нормальной скорости пламени. Эти факты позволяют предположить, что данная “изгибная” неустойчивость фронта пламени может быть связана с образованием вращающегося спирального пламени (см. рис. 12), которое наблюда-

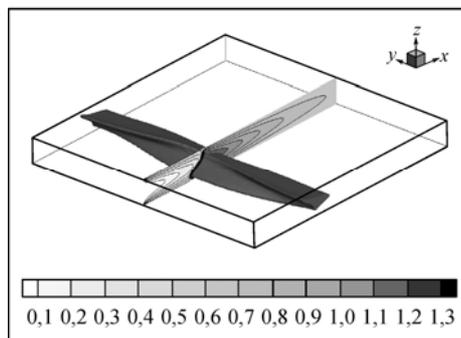


Рис. 9. Изоповерхность $T = 1,15$ и срез (при $y = 5$) распределения температуры в прямоугольном канале.

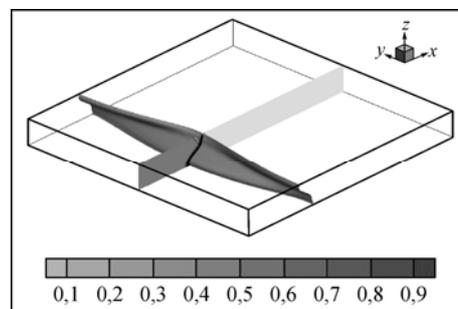


Рис. 10. Изоповерхность $Y = 0,4$ и срез (при $y = 5$) распределения концентрации в прямоугольном канале.

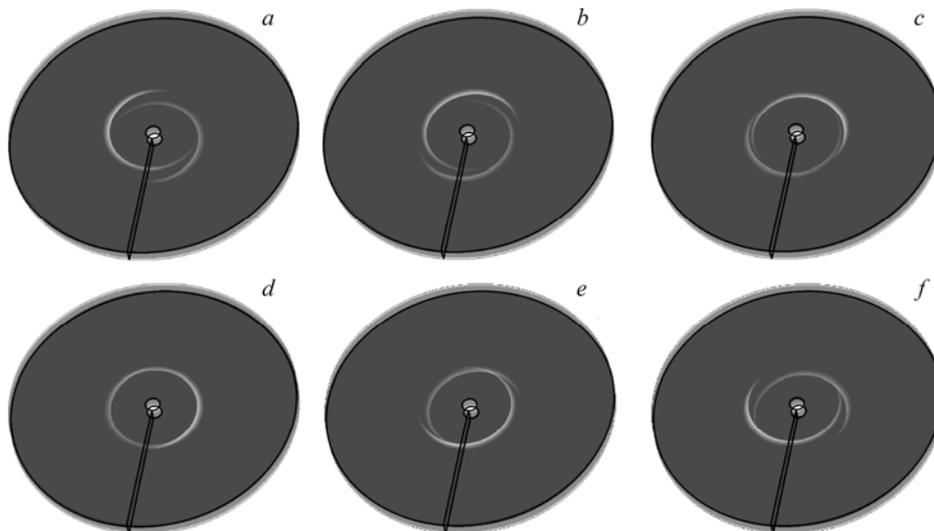


Рис. 11. Последовательное изменение сечений распределения температуры вблизи верхней и нижней границ радиального канала ($z = 0,15 h$ и $z = 0,85 h$). Профили представлены через равные промежутки времени $\Delta t = 0,03\text{с}$.

лось в экспериментах при высоких значениях расходов газа в ограниченном диапазоне расходов газа [16, 18]. Отметим, что данная неустойчивость может усиливаться за счет искажения поля скоростей, вызванного искривлением пламени. В данной диффузионно-тепловой постановке поле скоростей считалось заданным, что, по-видимому, не позволяет воспроизвести в полной мере структуру вращающегося спирального пламени, наблюдаемого в экспериментах [19].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках тепло-диффузионной модели распространения пламени в микроканале с заданным распределением температуры в стенках, показана возможность образования осциллирующих и вращающихся пространственных структур пламени, описанных ранее в экспериментальных работах по микрогорению. Рассмотрены

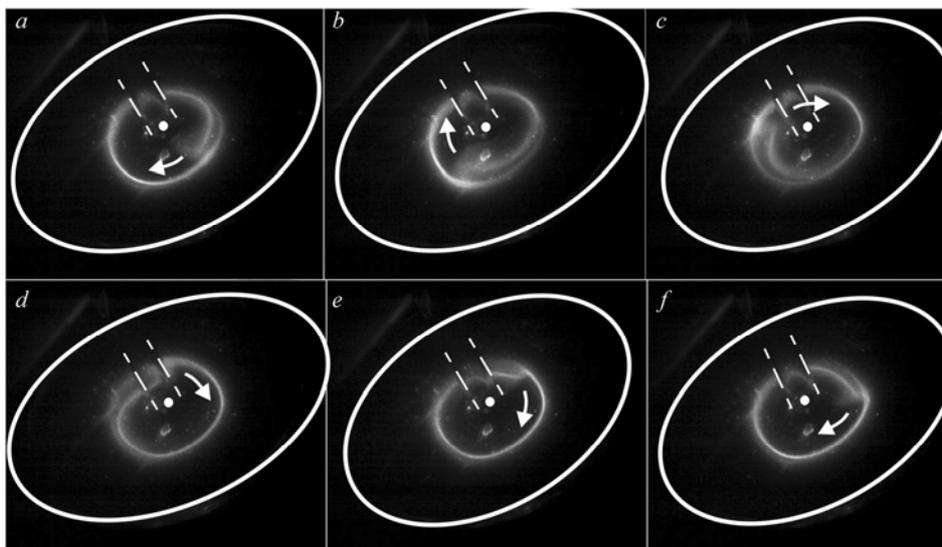


Рис. 12. Экспериментальные фотографии распространения фронта спирального пламени, представленные через равные промежутки времени 2 мс.

случаи, когда горение происходило в прямоугольном канале и в зазоре между двумя дисками с радиальной подачей топлива. В обоих случаях характерный поперечный размер канала был меньше критического диаметра, определенного для температуры окружающей среды, и горение газа происходило в области, где температура стенок была выше температуры окружающей среды. Течение газа считалось заданным и описывалось пуазейлевским профилем скорости. Образование осциллирующих пламён в прямом канале и вращающихся структур в радиальном канале наблюдалось в некотором диапазоне расходов газа. Вне этого диапазона, при малых расходах газа, происходило периодическое воспламенение/затухание пламени, а при больших расходах устанавливалось устойчивое стационарное пламя. Формирование данных пространственных структур пламени связано с теплообменом газа с нагретыми стенками канала и неоднородным распределением скорости в микроканале.

Авторы благодарны проф. К. Марута (университет Тохоку, Япония) за ценные замечания и обсуждение представленной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Fennandez-Pello A.C.** Micropower generation using combustion: issues and approaches // Proc. of the Combust. Inst. 29th Symp. (Int.) on Combustion. 2002. Vol. 29. P. 883–899.
2. **Dunn-Rankin D., Leal E.M., Walther D.C.** Personal power systems // Progress in Energy and Combust. Sci. 2005. Vol. 31. P. 422–465.
3. **Зельдович Я.Б.** Теория предела распространения тихого пламени // Ж. эксперим. и теорет. физики. 1941. Т. 11, № 1. С. 50–60.
4. **Lloyd S.A., Weinberg F.J.** A burner for mixtures of very low heat content // Nature. 1974. Vol. 251. P. 47–49.
5. **Sitzki L., Borer K., Wussow S., Schuster E., Ronney P. D., Cohen A.,** Combustion in microscale heat-recirculating burners // 39th AIAA Aerospace Sci. Meeting, Reno, NV, January 8–11, 2001. Paper No. 2001–1087.
6. **Fateev G.A., Rabinovich O.S., Silenkov O.S.** Oscillatory combustion of a gas mixture blow through a porous medium or a narrow tube // Proc. Combust. Inst. 27th Symp. (Int.) on Combustion. 1998. Vol. 27. P. 3147–3153.
7. **Марута К., Парк Дж.К., Ох К.С., Фуджимори Т., Минаев С.С., Фурсенко Р.В.** Особенности горения газа в узком нагретом канале // Физика горения и взрыва. 2004. Т. 40, № 5. С. 21–29.
8. **Minaev S., Maruta K., Fursenko R.** Nonlinear dynamics of flame in a narrow channel with a temperature gradient // Combust. Theory Model. 2007. Vol. 11. P. 187–203.
9. **Jackson T.L., Buckmaster J., Lu Z., Kyritsis D.C., Massa L.** Flames in narrow circular tubes // Proc. of the Combust. Inst. 31th Symp. (Int.) on Combustion. 2007. Vol. 31. P. 955–962.
10. **Pizza G., Frouzakis C.E., Mantzaras J., Tomboulides A.G., Boulouchos K.** Dynamics of premixed hydrogen/air flames in microchannels // Combust. Flame. 2008. Vol. 152. P. 433–450.
11. **Richecœur F., Kyritsis D.C.** Experimental study of flame stabilization. in low reynolds and dean number flows in curved mesoscale ducts // Proc. of the Combust. Inst. 30th Symp. (Int.) on Combustion. 2005. Vol. 30. P. 2419–2427.
12. **Kumar S., Maruta K., Minaev S.** Pattern formation of flames in radial microchannels with lean methane-air mixtures // Proc. of the Combust. Inst. 31th Symp. (Int.) on Combustion. 2007. Vol. 31. P. 3161–3268.
13. **Fan A.W., Minaev S., Kumar S., Liu W., Maruta K.** Regime diagrams and characteristics of flame patterns in radial microchannels with temperature gradients // Combust. Flame 2008. Vol. 153 P. 479–489.
14. **Fan A.W., Minaev S., Sereshchenko E., Fursenko R., Kumar S., Liu W., Maruta K.** Experimental and numerical investigations of flame pattern formations in a radial microchannel // Proc. Combust. Inst. 32 Symp. (Int.) on Combustion. 2009. Vol. 32. P. 3059–3066.
15. **Minaev S. Fursenko R., Bakirova N., Kumar S., Maruta K.** Modeling of traveling structure in radial microchannel with temperature gradient // Proc. of the 6th Asia-Pacific Conf. on Combustion ASPACC 07. 2007. P. 546–549.
16. **Fan A., Minaev S., Kumar S., Liu W., Maruta K.** Regime diagrams and characteristics of flame patterns in radial microchannels with temperature gradients // Comb. Flame. 2008. Vol. 153/3. P. 479–489.
17. **Kurdyumov V., Pizza G., Christos E., Mantzaras J.** Dynamics of premixed flames in a narrow channel with a step-wise wall temperature // Comb. and Flame 2009. Vol. 156. P. 2190–2200.
18. **Kumar S., Maruta K., Minaev S.** Pattern formation of flames in radial microchannels with lean methane-air mixtures // Physical Review E 75. 2007. 016208.
19. **Kumar S., Maruta K., Minaev S., Fursenko R.** Appearance of target and spiral wave patterns in radial microchannels with methane-air mixtures // Physics of Fluids 20. 024101. 2008.

Статья поступила в редакцию 11 ноября 2010 г.