

УДК 536.468

ЯЧЕИСТАЯ И ТЮЛЬПАНООБРАЗНАЯ КОНФИГУРАЦИИ ПЛАМЕНИ

А. Г. Истратов, Н. И. Кидин*, А. В. Федоров*

Институт химической физики РАН, 117977 Москва

* Институт проблем механики РАН, 117526 Москва

Проведено математическое моделирование распространения пламени в плоском канале с образованием тюльпанообразных и ячеистых конфигураций фронта горения. Определены структура течения вблизи пламени и его тепловая структура и проведена аналогия между “тюльпаном” и изломами пламени на границах ячеек.

Ключевые слова: горение в канале, ячеистая и тюльпанообразная конфигурации пламени, математическое моделирование.

В настоящее время получены важные экспериментальные и теоретические результаты исследований появления и поведения ячеистых и тюльпанообразных конфигураций пламени при его распространении в канале [1–8]. Однако гидродинамическая и тепловая структура таких пламен исследована недостаточно, имеются разногласия в трактовке природы и причин их образования. Представляет интерес сравнение ячеистого и тюльпанообразного пламени.

В данной работе рассматривается горение однородно перемешанной газовой смеси в плоском прямоугольном канале, один конец которого открыт, другой закрыт.

Постановка задачи. Считаем, что горение моделируется необратимой одностадийной реакцией и описывается формулой Аррениуса. Теплоотвод в стенки и влияние силы тяжести не учитываются. Вязкость ν и теплопроводность χ полагаются постоянными. Рассмотрим случай $\chi = D = \nu$ (D — коэффициент диффузии). Так как течение при ламинарном распространении пламени существенно дозвуковое, то газ предполагается динамически несжимаемым, т. е. его плотность не зависит от перепадов давления, вызванных гидродинамическими потоками, однако изменяется в соответствии с изменением температуры при сгорании.

При данных предположениях нестационарные динамические и тепловые параметры газа в канале описываются следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{V}) &= 0, & \frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \rho \mathbf{V} &= -\nabla p + \frac{1}{\text{Re}} \Delta \mathbf{V}, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) T &= \frac{1}{\text{Re Pr } \rho} \Delta T - \frac{\text{Re Pr Ze}^2 (\varepsilon - 1) \varepsilon}{2} a \exp\left(\frac{E}{T_b} - \frac{E}{T}\right), \\ \frac{\partial a}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) a &= \frac{1}{\text{Re Pr } \rho} \Delta a - \frac{\text{Re Pr Ze}^2 \varepsilon}{2} a \exp\left(\frac{E}{T_b} - \frac{E}{T}\right), \end{aligned}$$

где ρ — плотность; p — динамическая компонента давления; \mathbf{V} , T — скорость и температура газа; T_b — температура адиабатически сгоревшего газа; a — концентрация; E — энергия активации; t — время; $\text{Re} = u_n d \rho_0 / \nu$, $\text{Pr} = \nu c_p / \chi = 1$, $\text{Ze} = (\varepsilon - 1) E / \varepsilon^2$ — числа Рейнольдса, Прандтля, Зельдовича; $\varepsilon = T_b / T_0$ — коэффициент теплового расширения газа; d — ширина канала; c_p — теплоемкость при постоянном давлении; u_n — нормальная

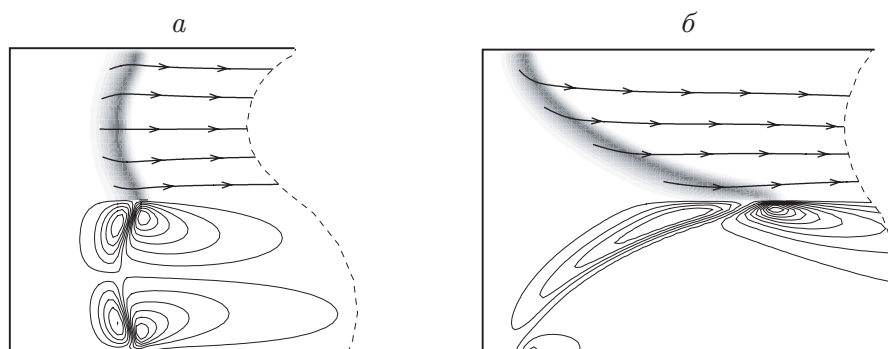


Рис. 1. Шлирен-представления поля температур с линиями тока ячеистой (а) и тюльпанообразной (б) конфигураций пламени (*вверху*) и изолинии завихренности (*внизу*)

скорость распространения ламинарного пламени, вычисленная по формуле Зельдовича — Франк-Каменецкого. Число Льюиса $Le = \chi / (c_p \rho_0 D) = 1$, число Маха $M \ll 1$. Статическое давление в канале считается постоянным и равным атмосферному.

Задача решалась в области $x \in [0, 4]$, $y \in [0, 1]$. Поджигание производилось очагом или слоем вблизи открытого конца канала. При этом $T(x, y) = T_0 + (T_b - T_0)[\text{th}(r + dr) - \text{th}(r - dr)]/2$, где $r = x - x_0$ в первом случае, $r = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2$ во втором; величина dr порядка толщины фронта. Плотность при поджигании вычислялась по распределению температуры. Система решалась при условиях как прилипания ($\mathbf{V} = 0$), так и проскальзывания ($(\partial \mathbf{V} / \partial \mathbf{n})_w = 0$) на стенке. Граница считалась непроницаемой ($(\mathbf{n} \cdot \nabla a)_w = 0$) и адиабатической ($(\mathbf{n} \cdot \nabla T)_w = 0$).

Расчеты проводились на равномерной сетке по явной схеме с расщеплением по физическим процессам. Уравнения Пуассона для определения динамической компоненты давления решались с использованием пакета ISIS++.

Результаты численного моделирования. Ячеистые пламена (рис. 1, а) образуются при условии проскальзывания газа на стенках канала. Линии тока построены по полю скоростей в неподвижной системе координат. Условия проскальзывания на стенке аналогичны условиям на линии соединения ячеек, что позволяет увеличивать их число вдоль фронта, увеличивая ширину канала, т. е. количество ячеек возрастает с увеличением числа Рейнольдса Re .

Конфигурация “тюльпан” (рис. 1, б) образуется при условии прилипания на стенке и распространении пламени от открытого конца канала и остается неизменной до тех пор, пока практически не коснется стенки, закрывающей канал.

Скорости распространения конфигурации “тюльпан” и ячеистого пламени больше скорости распространения плоского пламени и зависят от степени теплового расширения газа (рис. 2).

Картины линий тока течения газа через “тюльпан” и ячейки аналогичны. Заострение “тюльпана” и изломы гладкой поверхности пламени на границах между ячейками имеют вид гидродинамических стоков (см. рис. 1). Течение продуктов сгорания за “тюльпаном” или сформировавшимися ячейками вихревое. Следует отметить, что завихренность имеет место также внутри фронта пламени и связана исключительно с поворотом потока при тепловом расширении. Завихренность в продуктах сгорания имеет знак, противоположный знаку завихренности во фронте пламени.

Конфигурации изломов ячеек и кромки тюльпанообразного пламени могут быть сведены одна к другой аффинным преобразованием (рис. 3, а). Коэффициенты преобразования вдоль осей x и y , необходимые для совмещения этих изломов, являются функциями теплового расширения. Установлено, что коэффициент преобразования вдоль оси x обратно

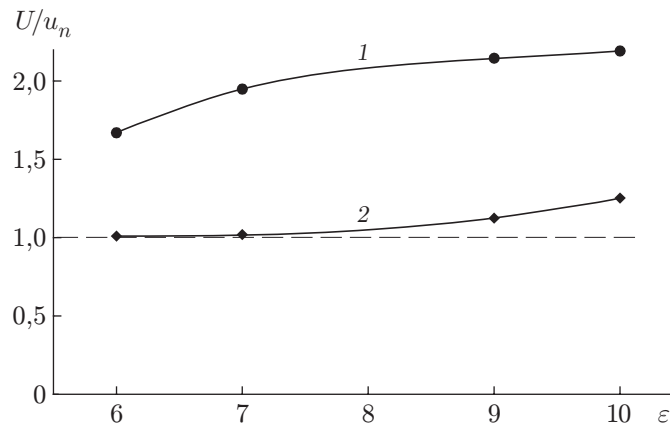


Рис. 2. Зависимость скорости распространения U/u_n "тюльпана" (1) и ячеистого пламени как целого (2) от степени теплового расширения ε

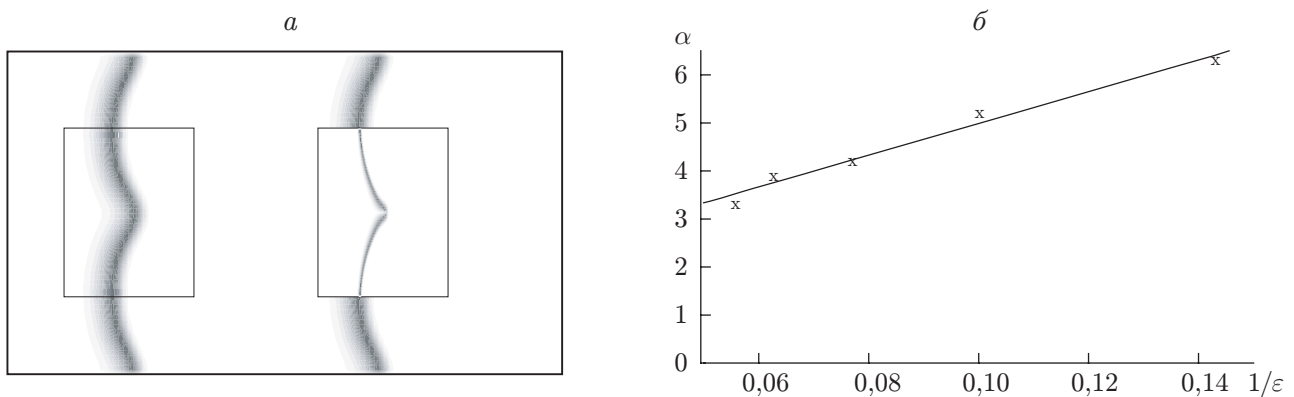


Рис. 3. Сведение аффинным преобразованием "тюльпана" к ячеистому пламени (а) и зависимость коэффициента α этого преобразования от степени теплового расширения (б):

точки — расчетные данные, линия — их аппроксимация

пропорционален Re . Коэффициент преобразования вдоль оси y пропорционален $1/Re$, что связано с увеличением числа ячеек при росте Re . Таким образом, отношение коэффициента преобразования вдоль оси x к коэффициенту преобразования вдоль оси y не зависит от числа Рейнольдса, зависимость этого отношения от степени теплового расширения представлена на рис. 3,б.

На рис. 4 приведены последовательные эпюры поля скоростей течения, индуцированного конфигурацией "тюльпан". Наблюдается сильная неоднородность поля скоростей в окрестности заострения "тюльпана", которая затем сглаживается.

На тепловую структуру фронта "тюльпана" влияет так называемый стреч-эффект, обусловленный переменной вдоль фронта касательной составляющей скорости газа [9, 10]. Этот эффект приводит к тому, что смыкание тепловой структуры в окрестности заострения (с образованием области с повышенной скоростью сгорания) (рис. 5) аналогично наблюдающемуся в вершине пламени горелки Бунзена. Последнее происходит главным образом за счет конвективных, а не кондуктивных тепловых потоков (рис. 6). Конвективный тепловой поток на участках фронта, замыкающих заострение "тюльпана", значительно больше, чем для "нормального" пламени.

На изломах ячеек влияние стреч-эффекта выражено намного слабее.

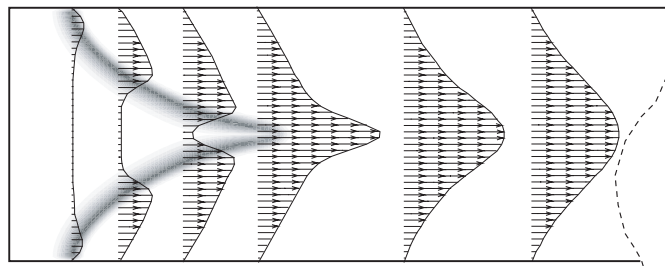


Рис. 4. Эпюры поля скоростей тюльпанообразной конфигурации пламени

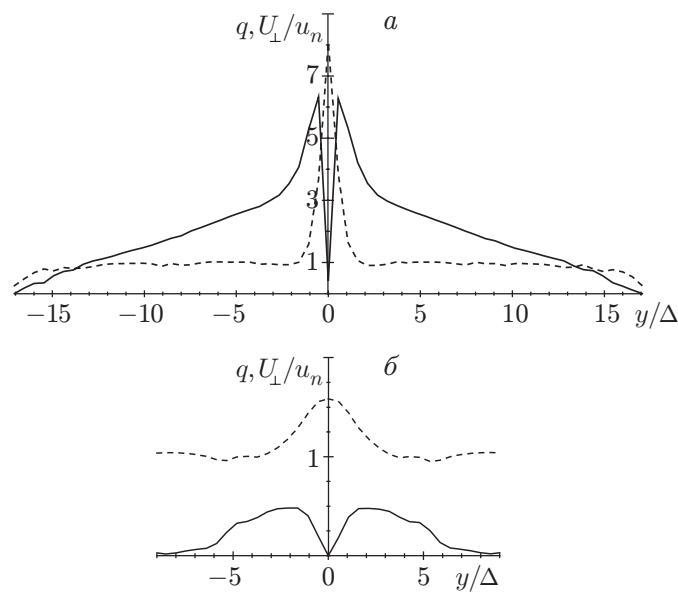


Рис. 5. Зависимость теплового потока и скорости сгорания вдоль фронта от расстояния y , отнесенного к толщине фронта пламени Δ , до излома “тюльпана” (а) и ячейки (б):

сплошные кривые — $q = \rho U_{\parallel} c_p T / (\rho_0 u_n c_p T_0)$, штриховые — U_{\perp} / u_n

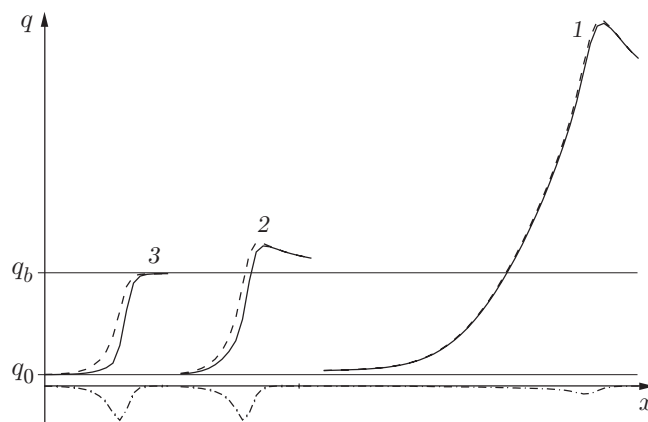


Рис. 6. Тепловые потоки для “нормального” пламени и на оси, проходящей через излом пламени:

1 — тюльпанообразная конфигурация, 2 — ячейчатая, 3 — “нормальная”; штриховые кривые — конвективный тепловой поток, штрихпунктирные — кондуктивный, сплошные — суммарный

Заключение. При численном моделировании распространения пламени в плоском канале при числах Льюиса и Прандтля, равных единице, с образованием конфигурации “тюльпан” и ячеистых пламен обнаружена аналогия между заостренностью “тюльпана” и изломами пламени на границах ячеек. Заостренность и изломы являются гидродинамическими стоками для горючей смеси, а в продуктах сгорания возникают завихренность и существенная неоднородность течения. Скорость распространения фронта, а также скорость сгорания в заостренности “тюльпана” и изломах ячеистого пламени больше, чем в остальной части фронта. На этих участках существенны конвективные тепловые потоки.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Маркштейн Дж. Г.** Нестационарное распространение пламени. М.: Мир, 1968.
2. **Dunn-Runkin D., Berr P. K., Sawyer R. F.** Numerical and experimental study of “tulip” flame formation in a closed vessel // Proc. of the 21st Intern. symp. on combustion. Pittsburgh: Combust. Inst., 1986. P. 1291–1301.
3. **Lee S. T., Tsai C. H.** Numerical investigation of steady laminar flame propagation in a circular tube // Combust. Flame. 1994. V. 99. P. 484–490.
4. **Gonzalez M., Borghi R., Saouab A.** Detailed analysis of tulip flame phenomenon using numerical simulation // Combust. Flame. 1992. V. 88. P. 201–220.
5. **Gonzalez M.** Acoustic instability of a premixed flame propagation in a tube // Combust. Flame. 1996. V. 107. P. 245–259.
6. **Hackert C., Ellzey J. L., Ezekoye O. A.** Effect of thermal boundary conditions of flame shape and quenching in ducts // Combust. Flame. 1998. V. 112. P. 73, 74.
7. **Karlin V., Makhviladze G., Roberts J., Melikhov V. I.** Effect of lewis number of flame front fragmentation in narrow closed channels // Combust. Flame. 2000. V. 120. P. 173–187.
8. **Зельдович Я. Б., Истратов А. Г., Кидин Н. И., Либрович В. Б.** Гидродинамика течения и устойчивость искривленного фронта при распространении пламени в каналах. М., 1980. (Препр. / АН СССР. Ин-т пробл. механики; № 143).
9. **Karlovitz B., Denniston D. W. Jr., Knapschaefer D. H., Wells F. E.** Studies on turbulent flames // Proc. of the 4th Intern. symp. on combustion. Baltimore: Williams and Wilkins, 1953. P. 613–620.
10. **Климов А. М.** Ламинарное пламя в турбулентном потоке // ПМТФ. 1963. № 3. С. 49–58.

Поступила в редакцию 24/VII 2002 г.
