

диффузии всех реагирующих компонентов до нулевых значений дает уменьшение S_u до 1,48 м/с. Дана качественная интерпретация полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rogg B., Williams F. A. Comb. Sci. Technol., 1985, 42, 5/6, 301.
2. Tsatsaronis G. Comb. Flame, 1978, 33, 3, 217.
3. Fukutani S., Jinno H. Notes Numer. Fluid Mech., 1982, 6, 167.
4. Шебеко Ю. П., Корольченко А. Я., Баратов А. П. и др. ФГВ, 1988, 24, 5.
5. Мольков В. В., Шамонин В. Г., Баратов А. П. // Горение гетерогенных и газовых систем: Материалы VIII Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Черноголовка, 1986.
6. Басевич В. Я., Беляев А. А., Посвянский В. С. Хим. физика, 1982, 6, 842.
7. Behrendt F., Warnatz J. Intern. J. Hydrogen Energy, 1985, 10, 11, 749.
8. Smoot L. D., Hecker W. C., Williams G. A. Comb. Flame, 1976, 26, 3, 323.
9. Warnatz J. Comb. Sci. Technol., 1981, 26, 3/4, 203.
10. Cherian M. A., Rhodes P., Simpson R. J. et al. // 18th Symp. (Intern.) on Combustion.— Pittsburgh: Comb. Inst., 1981.
11. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. М., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
12. Соколик А. С. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах.— М.: Изд-во АН СССР, 1960.
13. Bechtel J. H., Blint R. J., Dasch C. J. et al. Comb. Flame, 1981, 42, 2, 197.
14. Creighton J. R. J. Phys. Chem., 1977, 81, 25, 2520.
15. Димитров В. П. Простая кинетика.— Новосибирск: Наука, 1982.

Поступила в редакцию 29/1 1988

УДК 536.46

НЕЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ ЯЧЕЙСТОЙ СТРУКТУРЫ ФРОНТА ПЛАМЕНИ С УЧЕТОМ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ И ДИФфуЗИОННО-ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ

С. М. Игнатьев, Ю. И. Петухов
(Норильск)

Устойчивая ячейчатая структура фронта пламени в горючих газовых смесях наблюдалась во множестве экспериментов [1—3]. Причина образования ячеек состоит в потере устойчивости плоским фронтом пламени. К настоящему времени сформировалось два подхода к исследованию устойчивости плоского фронта. В одном из них учитываются лишь гидродинамические возмущения потока, а в другом — диффузионно-тепловые факторы, вызывающие нарушение плоской структуры фронта. Очевидно, что выделение двух аспектов устойчивости вызвано определенными математическими трудностями, возникающими при одновременном учете указанных факторов. Необходимо отметить, что процесс образования ячейчатой структуры, наблюдаемый в экспериментах, происходит путем монотонного роста амплитуды начальных возмущений плоского фронта. Таким образом, необходим учет нелинейных эффектов, предотвращающих рост ячеек при достижении ими определенной высоты.

В [4] описан диффузионно-тепловой механизм формирования ячейчатой структуры фронта. Количественные расчеты проведены в рамках линейной теории в [5], нелинейный анализ диффузионно-тепловой устойчивости — в [6]. Причина развития возникших искривлений плоского фронта заключается, согласно диффузионно-тепловой теории, в том, что температура на выпуклых в сторону холодной горючей смеси участках фронта повышается (при числе Льюиса $Le > 1$), и они перемещаются с большей скоростью, чем вогнутые участки. Но эти участки находятся в движущемся потоке газа и сносятся им с различной скоростью. Ука-

занное обстоятельство может, например, привести к тому, что возникшее возмущение плоского фронта будет гаситься. Таким образом, гидродинамические возмущения могут оказать существенное влияние на распад плоского фронта.

В настоящей работе рассматривается нелинейная математическая модель формирования ячеистой структуры фронта пламени в газовых смесях, в которой задача решается в замкнутой постановке с учетом гидродинамических и диффузионно-тепловых процессов. Изучается эволюция двумерных начальных возмущений плоского фронта пламени, который считается бесконечно тонким. Тепловыделение на фронте в результате химических реакций учитывается заданием соответствующих граничных условий. Горючая смесь перед фронтом пламени, вверх по потоку (в системе отсчета, связанной с движущимся фронтом пламени) и за фронтом считается однородным, вязким, теплопроводящим, сжимаемым газом с некоторыми средними теплофизическими характеристиками.

Рассматриваются смеси нестехиометрического состава, в которых один из компонентов присутствует с недостатком и лимитирует реакцию на фронте пламени. Используются приближение «независимой» диффузии, справедливое для большинства реальных горючих смесей. Отметим, следуя [7], что неопределенность кинетических коэффициентов значительно выше неопределенности в описании процессов переноса. Поэтому учет многокомпонентной диффузии практически не имеет смысла. Считается, что недостающий компонент полностью исчезает на фронте пламени, поэтому за фронтом процессы диффузии не рассматриваются. Диффузией продуктов реакции в свежую смесь пренебрегаем.

Запишем для задачи уравнения переноса массы, импульса, энергии, концентрации лимитирующего компонента и газового состояния в безразмерной форме:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial \tau} &= -\rho u \frac{\partial \rho}{\partial x} - \rho v \frac{\partial \rho}{\partial y}, \\ \rho \frac{\partial u}{\partial \tau} &= -\rho u \frac{\partial u}{\partial x} - \rho v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{4}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} \right), \\ \rho \frac{\partial v}{\partial \tau} &= -\rho u \frac{\partial v}{\partial x} - \rho v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{4}{3} \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} \right), \\ \rho \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} &= -\rho u \frac{\partial \Theta}{\partial x} - \rho v \frac{\partial \Theta}{\partial y} + \frac{1}{\text{Pe}} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} \right), \\ \rho \frac{\partial S}{\partial \tau} &= -\rho u \frac{\partial S}{\partial x} - \rho v \frac{\partial S}{\partial y} + \frac{\text{Le}}{\text{Pe}} \left(\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} \right), \\ p &= A_0 \rho (\Theta + \Theta_0). \end{aligned}$$

Здесь ρ — плотность потока, отнесенная к плотности холодной смеси ρ_0 ; u, v — проекции скорости потока, отнесенные к скорости потока холодной смеси v_0 ; $\Theta = \frac{T - T_0}{T_b - T_0}$ — температура, отнесенная к разности температур горячего невозмущенного потока продуктов реакции T_b и холодной смеси T_0 ; S — концентрация лимитирующего компонента, отнесенная к его концентрации в исходной смеси S_0 ; p — давление, отнесенное к динамическому напору холодной смеси $\rho_0 v_0^2$; $\text{Pe} = v_0 h / a$, $\text{Le} = D / a$, $\text{Re} = v_0 h / \nu$ — числа Пекле, Льюиса и Рейнольдса, построенные по параметрам холодной смеси.

На фронте пламени задается условие теплового баланса (рис. 1)

$$\frac{\partial \Theta_2}{\partial n} - \frac{\partial \Theta_1}{\partial n} = \text{Le} \frac{\partial S}{\partial n}, \quad \Theta_2 = \Theta_1,$$

где Θ_2 — температура в зоне 2 (за фронтом пламени), а Θ_1 — температура в зоне 1 (перед фронтом). Возмущение фронта пламени обладает

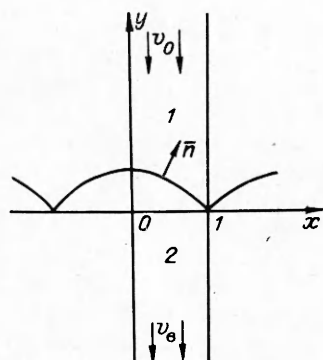


Рис. 1. Двумерный симметричный профиль начального возмущения плоского фронта пламени.

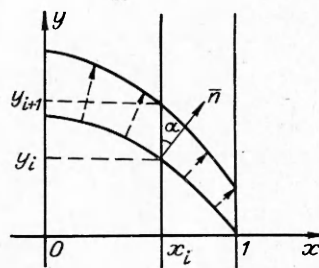


Рис. 2. Изменение профиля возмущения фронта на i -й итерации по времени.

элементами симметрии, поэтому задача решается в областях 1 и 2. На бесконечности задаются параметры невозмущенного потока, а при $x=0$ и 1 — условия симметрии потока. Уравнения решаются методом установления. Используется схема расщепления (четырёхшаговая), позволяющая находить значения функций в узлах методом простой прогонки. Выбрана согласованная сетка с неравномерным шагом по осям x и y . Для контроля результатов применялись различные варианты разбиения области прямоугольными сетками. В вычислениях использовались константы удвоенной точности.

Граница раздела областей 1 и 2 (см. рис. 1) принимается фиксированной на каждой итерации по времени. Процесс эволюции возмущений плоского фронта пламени считается квазистационарным. Для фиксированной границы на каждом шаге решаются основные уравнения задачи, находятся значения всех величин в узлах сетки. Затем граница перестраивается в соответствии со следующим соотношением (рис. 2):

$$y_{i+1} = y_i + \left(\frac{v_n}{\cos \alpha} + u \operatorname{tg} \alpha + v \right) \tau.$$

Здесь y_i — ордината участка фронта на i -й итерации по времени; v_n — нормальная скорость перемещения участка фронта пламени в неподвижной среде. При выводе этой формулы учтено, что на координату любого участка фронта влияет перемещение зоны реакции в нормальном направлении по мере нагревания близлежащих слоев газа. Кроме того, участок фронта находится в движущемся потоке (в системе отсчета, связанной с одной из точек фронта), поэтому изменение координаты связано также и с тем, что участок фронта сносится этим потоком.

В работе [4] получена формула для скорости перемещения плоского фронта пламени, которая будет применяться локально без учета кривизны фронта:

$$v_n = F \exp(-E_A/2RT),$$

где E_A — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; T — температура в данной точке фронта; F — постоянный множитель.

После определения нового профиля возмущения вновь решаются основные уравнения для найденной границы. Итерационный процесс продолжается до тех пор, пока не перестает изменяться форма возмущения фронта пламени. В этом случае развитие начального возмущения плоского фронта приводит к образованию фронта с ячеистой структурой, который перемещается, сохраняя форму.

В число основных параметров задачи входит число Pe . Меняя его значение, можно получить информацию о размерах ячеек, образовавшихся в результате развития начального возмущения (h — полуширина ячейки). На рис. 3 показаны последовательное изменение профиля возмущения в процессе развития и кривые изменения температуры на со-

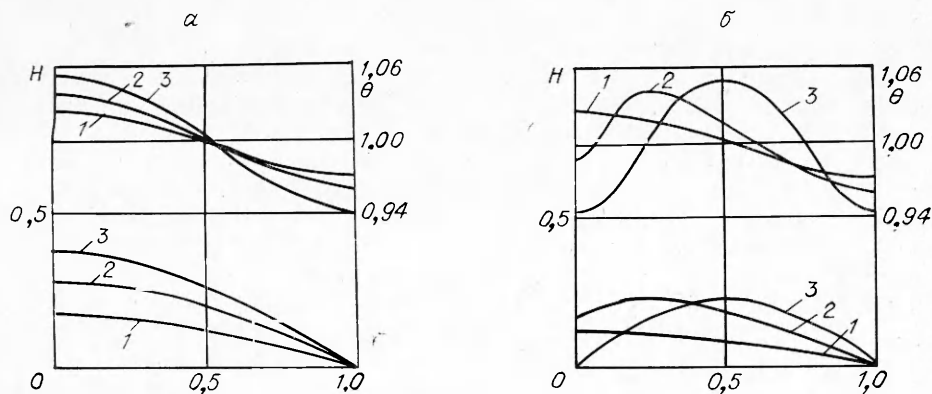


Рис. 3. Последовательное изменение профиля возмущения и кривые изменения температуры при $Re = 3$ (а) и 6 (б).

1—3 — профиль ячейки и изменение температуры вдоль ячейки на последовательных итерациях по времени.

ответствующем фронте пламени. При $Re = 3$ высота ячейки растет, а при $Re = 6$ появляется некоторый внутренний участок фронта, скорость перемещения которого в направлении свежей смеси больше скорости перемещения вершины ячейки, в результате чего ячейка распадается на две меньшего размера.

На каждой итерации по времени определено поле скоростей газа. Горючая смесь, приближаясь к фронту, огибает выпуклые участки, при этом горизонтальная составляющая скорости мала по сравнению с вертикальной, а вершина ячейки сносится набегающим потоком с большей скоростью, чем точка сочленения ячеек, что является стабилизирующим фактором, препятствующим развитию искривлений плоского фронта пламени.

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что учет гидродинамики не вносит качественных изменений в диффузионно-тепловой механизм формирования ячеистой структуры фронта пламени. Распад ячейки на две при достижении достаточно большой ширины наблюдается в экспериментах с реальными пламенами. Отметим, что со временем размеры ячеек выравниваются [1]. Указанное обстоятельство может быть объяснено при анализе процесса развития таких возмущений фронта пламени, профиль которых обладает элементами несимметрии. Необходимо, например, анализ изменения профиля установившегося ячеистого фронта после случайного отклонения его от симметричной формы. Причины такого отклонения могут быть различными. Это, например, случайные возмущения скорости потока.

На рис. 4 показано последовательное изменение формы ячеистого фронта после случайного возникновения несимметрии. Отметим, что рассматривается отклонение от формы установившегося ячеистого фронта. При $Re = 3$ ячейка большего размера (или высоты) поглощает малую, образуется устойчивый фронт пламени с ячейками, размеры которых соответствуют $Re = 3$. Таким образом, исходный фронт пламени с ячейками вдвое меньшего размера оказался неустойчивым по отношению

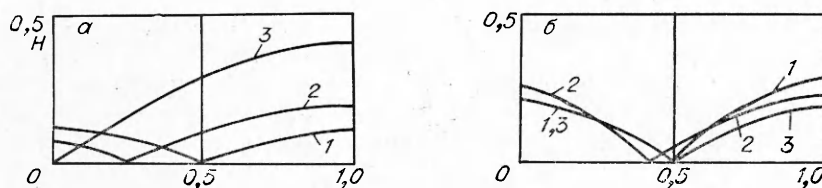


Рис. 4. Последовательное изменение профиля фронта после случайного уменьшения высоты одной из соседних ячеек при $Re = 3$ (а) и 6 (б).

1 — начальный профиль; 2 — промежуточный; 3 — конечный.

к малым случайным отклонениям его формы от симметричной. При $Re = 6$ форма ячеистого фронта устойчива.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы. Поле скоростей возмущенного потока таково, что участки фронта, выдвинутые в сторону свежей смеси, сносятся с большей скоростью, чем угловые точки, что является стабилизирующим фактором, препятствующим дальнейшему росту амплитуды возмущения. Однако возрастание температуры на этих участках приводит к более значительному изменению скорости их перемещения в направлении свежей смеси. В результате при $Le > 1$ плоский фронт неустойчив. Таким образом, подтверждается диффузионно-тепловая теория Я. Б. Зельдовича.

В дальнейшем размеры ячеек выравниваются в результате действия нелинейных эффектов. При этом малые ячейки поглощаются более крупными, в результате чего две соседние ячейки сливаются в одну, а большие распадаются на две вдвое меньшие. В итоге образуется устойчивая ячеистая структура фронта пламени с ячейками примерно одинакового размера, соответствующего критическому значению $Re_{кр} = 4 \div 5,5$. Отметим, что ширина ячейки, соответствующая указанному значению $Re_{кр}$, имеет порядок ~ 1 см, что согласуется с данными экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маркштейн Г. ВРТ, 1951, 4.
2. Кокочавили В. П. ЖФХ, 1951, 25, 4, 445
3. Карпов В. П. ФГВ, 1965, 1, 3, 68.
4. Зельдович Я. Б. Теория горения и детонации газов.— М.: Изд-во АН СССР, 1944.
5. Баренблатт Г. И., Зельдович Я. Б., Истратов А. Г. ПМТФ, 1962, 4, 21.
6. Петухов Ю. И., Фурсенко А. А. ФГВ, 1984, 20, 6, 40.
7. Зельдович Я. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.

Поступила в редакцию 20/XI 1987

УДК 536.46 : 536.6

ДВУХПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВУХФАЗНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ СТРУИ С ЧАСТИЦАМИ, ГОРЯЩИМИ В ПАРОФАЗНОМ РЕЖИМЕ

Л. Б. Гавил, С. В. Медведев

(Тюмень)

Моделирование двухфазных струйных турбулентных течений с горящими дисперсными частицами в настоящее время актуально. Оно требует объединения в единое целое достижений, по крайней мере, трех различных областей знаний: теории турбулентности, гидродинамики многофазных сред и химической кинетики.

В [1] предложена однопараметрическая модель турбулентной струи на основе уравнения переноса пульсационной энергии с частицами, горящими в гетерогенном режиме, а в [2] численно исследовано такого рода течение и выявлено влияние горения на поля скоростей и температур составляющих фаз, концентрации окислителя и счетной концентрации частиц. Для расчета струйных турбулентных течений газозвеси разработана двухпараметрическая модель турбулентности с применением уравнений переноса пульсационной энергии и скорости ее диссипации [1]. Сопоставление результатов расчетов по данной модели с имеющими-