

τ_2 — то же, в среде с постоянной температурой (как на фронте волны); $Ze = E(T_2 - T)/RT_2^2$ — число Зельдовича; Δt — длительность фазы сжатия. При $Ze \rightarrow 0$ $\tau_i^*/\tau_2 \rightarrow 1$, а при уменьшении температуры за фронтом $Ze > 0$. Увеличение темпа снижения температуры газа за фронтом приводит к тому, что $Ze \Delta t^{-1}$ растет, а следовательно, $\tau_i^* > \tau_2$. При $Ze_c \Delta t_c^{-1} = \tau_2^{-1}$ воспламенение срывается.

При неизменном значении темпа снижения температуры за волной уменьшение T_2 требует для сохранения способности смеси к самовоспламенению удлинения фазы сжатия до $\Delta t = \tau_2(T_0/T_2)$, где $T_0 = ER^{-1}$. Все эти выводы согласуются с представленными опытными данными.

В заключение отметим, что установленные опытным путем особенности воспламенения в волнах с убывающей или возрастающей температурой газа необходимо учитывать при анализе возбуждения детонации в реагирующих системах взрывными источниками.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. D. Hawrton, A. C. Nixon. AIAA J., 1966, 4, 3.
2. K. W. Kaufman, J. A. Nicholls. Comb. Sci. Techn., 1971, 3, 4. 165.
3. А. Вежба. ФГВ, 1974, 10, 5, 740.
4. K. Migasaka, Y. Mizutani. 10-th Intern. Shock tube Symp. Tokyo, 1975.
5. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, Л. Т. Еременко и др. Докл. АН СССР, 1979, 247, 5, 1176.
6. А. В. Пинаев, А. И. Сычев. ФГВ, 1982, 18, 6, 81.
7. C. J. Spadachinni, J. A. Tevelde. Comb. Flame, 1982, 46, 3, 283.
8. A. Strickland-Constable. 3-th Symp. (Intern.) on Combustion. 1949.
9. С. А. Ждан. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 32. Новосибирск, 1977.
10. S. Eidelman, A. Burgat. AIAA J., 1980, 18, 9, 1103.
11. Г. Броуд. Расчеты взрывов на ЭВМ. Газодинамика взрывов. М.: Мир, 1976.
12. Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, С. М. Когарко. Изв. АН СССР. МЖГ. 1973, 5, 54.
13. Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин и др. — В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
14. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин и др. Докл. АН СССР, 1970, 190, 3, 621.
15. C. W. Kaufman, M. Sichel, J. A. Nicholls. AFOSR-79-0093, 1983.

Поступила в редакцию 26/II 1985,
после доработки — 18/VIII 1985

КОНЕЧНО-РАЗНОСТНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ДВУМЕРНОГО ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ

В. Н. Игнатьев, А. И. Задорин

(Омск)

В данной работе изучается распространение ламинарного пламени в щели между двумя параллельными пластинами, температура которых задана. При этом рассматриваются две модели (с учетом и без учета диффузии смеси в вертикальном направлении) и приводится их сравнительный численный анализ. Подобной задаче посвящены работы [1, 2]. В [1] параболизированная система уравнений тепло- и массопереноса совместно с уравнениями движения и неразрывности решается итерационно-интерполяционным методом. Однако влияние ширины канала и числа Льюиса Le на горение не анализируется, что важно при конструировании воспламенителей смесей в камерах сгорания.

Рассмотрим уравнения, описывающие процесс свободного распространения ламинарного пламени между двумя параллельными пластинами, в системе декартовых координат, связанной с фронтом пламени [3]:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - \frac{Gc_p}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{H_c}{\lambda} w, \quad (1)$$

$$Le \frac{\partial^2 \alpha}{\partial x^2} - \frac{Gc_p}{\lambda} \frac{\partial \alpha}{\partial x} = - \frac{c_v}{Y_0 \lambda} w,$$

где T — температура стехиометрической смеси; α — относительная концентрация горючего; x, y — направления вдоль и поперек щели; c_p — удельная теплоемкость; λ — коэффициент теплопроводности смеси; Y_c — начальная массовая концентрация горючего; H_c — теплота сгорания; w — скорость одноступенчатой химической реакции, определяемая законом Аррениуса; $G = \rho u = \text{const}$ — расход смеси; ρ — плотность; u — скорость смеси вдоль оси x . Поскольку процесс горения симметричен, будем рассматривать только половину ширины щели. Тогда краевые условия системы (1) примут вид

$$\begin{aligned} x = -\infty: & \quad T = T_0, \quad \alpha = 1, \\ x = +\infty: & \quad \partial T / \partial x = \partial \alpha / \partial x = 0, \\ y = 0: & \quad T = T_0, \\ y = L: & \quad \partial T / \partial y = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Отметим, что при численном анализе задачи (1), (2) необходимо брать достаточно большой интервал $[0, a]$ вдоль x . Исследуем влияние числа Льюиса. Пусть $\alpha_0(x, y)$ — решение (1), (2) при $Le = 0$. На основе асимптотического анализа [3] заключаем, что

$$\alpha(x, y) = \alpha_0(x, y) + O(Le Pe^{-1}), \quad Pe = Gc_p/\lambda. \quad (3)$$

Это представление для функции $\alpha(x, y)$ имеет важное значение при задании начального поля концентрации и оценки ее поведения в предельном случае.

Решение (1), (2) определяем на основе линеаризации Пикара с последующим применением конечно-разностных схем на шагах линеаризации. Расход смеси рассчитывается как собственное значение задачи на каждой итерации по нелинейности [3]. Численное сравнение схем центральных направленных разностей Самарского [4], а также экспоненциально-подогнанной схемы [5, 6] показывает, что целесообразно использовать последнюю, если краевые условия заданы так, что имеется температурный пограничный слой по числу Pe . В противном случае удовлетворительную точность дает счет по схемам Самарского и направленных разностей.

Рассмотрим результаты численных экспериментов по моделированию горения пропано-воздушной смеси [3]. На рис. 1 приведены графики $T(x, L)$ и $\alpha(x, L)$ при различных значениях $Le' = Le/Pe$, подтверждающие соотношение (3). В табл. 1 приведены значения G и количество итераций (N) по нелинейности в зависимости от Le' .

Проанализируем зависимость T и α от расстояния между пластинами. В табл. 2 приведена зависимость расхода и количества итераций по нелинейности от L , если $Le = 0$. Из анализа содержащихся в ней результатов можно заключить, что G резко уменьшается при $L \rightarrow L_{кр}$ ($L_{кр}$ — расстояние между пластинами, при котором горение прекращается), а количество итераций по нелинейности возрастает. В [2] посчитано, что $L_{кр} = 0,1281$ см при $Le = 0$, что согласуется с данными табл. 2.

Зависимость температуры от расстояния между пластинами приведена на рис. 2. Как показали расчеты, $L_{кр}$ зависит от Le . Если $Le' = 10^{-3}$

Таблица 1

Le'	G	N
0	0,57	8
10^{-5}	0,52	20
10^{-4}	0,36	13
10^{-3}	0,18	12

Таблица 2

L	G	N
0,05	0,56	9
0,025	0,57	8
0,01	0,56	11
0,008	0,54	35
0,006	0,47	31
0,004	0,45	108
0,001	0,00	6

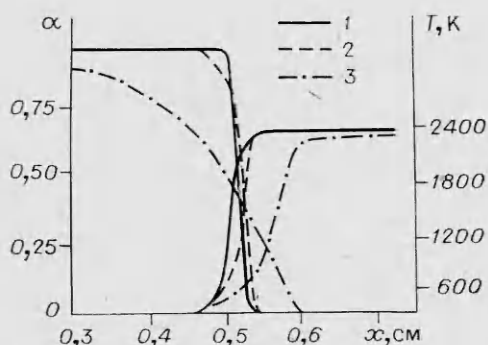


Рис. 1. Зависимости $T(x, L)$ и $\alpha(x, L)$ при $Le' = 0$ (1), 10^{-4} (2) и 10^{-3} (3).

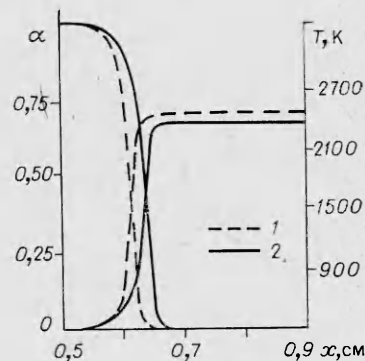


Рис. 3. Зависимости $T(x, L)$ и $\alpha(x, L)$ с учетом (1) и без учета вертикальной диффузии (2).

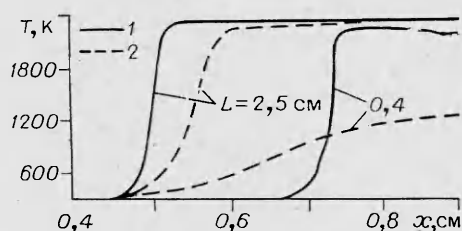


Рис. 2. Зависимость температуры от расстояния между пластинами при $Le' = 0$ (1) и 10^{-3} (2).

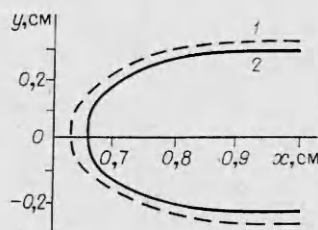


Рис. 4. Фронт пламени с учетом (1) и без учета вертикальной диффузии (2).

и $L = 0,15$ см, происходит затухание пламени в отличие от [2], где при $Le = 0$ горение не прекращается. Анализ табл. 1 показывает, что величина G уменьшается при увеличении Le , что говорит о зависимости скорости реакции от диффузионных процессов в реагирующем газе.

Перейдем от модели (1), (2) к более общей, учитывающей перенос массы в вертикальном направлении посредством диффузии. Скорость смеси в вертикальном направлении, следуя закону Фика [7], выразим в виде $v = D/\alpha \cdot \partial\alpha/\partial y$ и запишем уравнения для процесса горения в диффузионном приближении

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - \frac{Gc_p}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{Le}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{H_c w}{\lambda},$$

$$Le \frac{\partial^2 \alpha}{\partial x^2} + Le \frac{\partial^2 \alpha}{\partial y^2} - \frac{Gc_p}{\lambda} \frac{\partial \alpha}{\partial x} - \frac{Le}{\alpha} \left[\frac{\partial \alpha}{\partial y} \right]^2 = - \frac{c_p w}{Y_0 \lambda}. \quad (4)$$

К краевым условиям (2) добавим условия: $\partial\alpha/\partial y = 0$ при $y = 0$; L . При численном решении системы (4), (2) использовалась сетка, содержащая 40 узлов вдоль x и 20 узлов вдоль y . Сетка по y строилась неравномерной таким образом, чтобы часть узлов попала во фронт пламени. На рис. 3 приведены графики $T(x, L)$ и $\alpha(x, L)$ с учетом и без учета диффузии в вертикальном направлении. Из анализа рис. 3 следует, что в случае модели (4), (2) горение происходит активнее, увеличиваются скорость реакции и адиабатическая температура. На рис. 4 приведен фронт пламени для указанных выше случаев.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Гришин, В. Б. Немировский. ФГВ, 1979, 15, 3, 135.
2. S. Aly, R. Simpson, C. Hermance. AIAA J., 1979, 17, 1, 56.
3. В. Н. Игнатьев, А. П. Задорин. Препринт ВЦ СО АН СССР, № 446. Новосибирск, 1983.

4. А. А. Самарский. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977.
5. А. М. Ильин. Матем. заметки, 1969, 6, 2, 237.
6. А. И. Задорин, В. И. Игнатьев. ЖВММФ, 1983, 23, 3, 620.
7. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970.

Поступила в редакцию 12/XII 1984,
после доработки — 11/IX 1985

ПИРОЛИЗ ДВУХСЛОЙНОГО ТЕПЛОЗАЩИТНОГО МАТЕРИАЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЗАДАННОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

А. М. Гришин, А. С. Якимов
(Томск)

Вопрос о математическом моделировании термохимического разрушения и горения коксующихся теплозащитных материалов (ТЗМ) обсуждался в [1—4]. В данной работе теоретически рассматривается термохимическое разрушение двухслойного теплозащитного покрытия, первый слой которого выполнен из тефлона или капрона с наполнителем, а второй представляет собой стеклопластик. Для описания термохимического разрушения обоих слоев используются модель недеформированного пористого реагирующего тела [4] и существенно различные теплофизические и термокинетические постоянные, характеризующие структуру и реакционные свойства ТЗМ. Исследуется влияние механического уноса на характеристики разрушения и горения.

Постановка задачи

С целью повышения эффективности ТЗМ довольно часто на его поверхность наносят защитную пленку — квазисублиматор. В данной задаче в качестве внешнего (первого) диспергируемого слоя принимаем квазисублиматор толщиной l_1 из тефлона или капрона и частиц инертного наполнителя — Sb_2O_3 . Второй (внутренний) слой — коксующийся стеклопластик конечного размера l_2 . Считается, что задан переменный конвективный тепловой поток $q_w(t)$ или лучистый поток постоянной интенсивности q_n , действующий на ТЗМ определенное время. Необходимо найти поля температур и давления газа на любой глубине, температуру поверхности, массовый унос и линейную скорость перемещения поверхности разрушения в функции от времени.

Предполагается, что в первом слое идет реакция деструкции тефлона (ПТФЭ) [5, 6] $A_T \rightarrow A_{газ}$. Надо отметить, что известные нам литературные данные по термохимическому разрушению тефлона носят противоречивый характер. Согласно результатам [7—9], при деструкции тефлона образуется жидкая пленка. В то же время обнаружено [5, 6], что при термохимическом разрушении тефлона в высокоэнтальпийном потоке расплав не образуется.

Следует [5, 6], считаем, что в результате деструкции при $T_* \geq 800$ К тефлон сублимирует в газ-мономер без образования пленки расплава, что частицы наполнителя шарообразны, а их расположение в композиционном материале равномерно упорядочено [10]. Считается, что проницаемость квазисублиматора и стеклопластика определяется известной формулой Козени — Кармана [10], но начальные проницаемость и пористость квазисублиматора на порядок меньше этих величин стеклопластика:

$$k_j = \frac{k_{j0} \varphi_{3,j}^3}{(1 - \varphi_{3,j})^2}, \quad j = 1; 2.$$

В результате воздействия теплового потока полимерное связующее квазисублиматора разлагается в тонком слое у нагреваемой поверхности, частицы наполнителя оголяются, их связь с материалом ослабевает и они