

к изменению температурных уровней процесса — снижению стационарных значений температуры и появлению второй так называемой теплообменной пары критических состояний.

Рассмотрим вкратце особенности процесса при наличии теплообмена с окружающей средой. В этом случае уравнение теплового баланса (квазигетерогенная модель) можно записать в виде

$$\varphi_{II} = [(\theta_{\phi} - \theta_0) + Q(\theta)] : [\vartheta - 1/\beta \cdot (\theta_{\phi} - \theta_0)], \quad (17)$$

где $Q(\theta)$ — некоторая функция температуры, определяемая характером теплообмена.

Наличие в правой части уравнения (17) дополнительного члена, учитывающего тепловые потери, приводит при уменьшении коэффициента фильтрации к смещению кривых $\varphi_{II}(\theta)$ к началу координат. При достаточно малых значениях k_{ϕ} кривые $\varphi_I(\theta)$ и $\varphi_{II}(\theta)$ теряют на верхнем уровне общую точку, что соответствует срыву горения. Потухание при малых k_{ϕ} происходит из-за уменьшения потока газообразного окислителя, поступающего в зону реакции, и соответственно уменьшения общего тепловыделения при практически неизменной величине тепловых потерь. Это естественно приводит к снижению температуры и в конечном счете — к потуханию.

В заключение отметим, что приведенный выше анализ относится к режиму так называемой встречной фильтрации, при которой поток газообразного окислителя направлен навстречу волне горения. Развитый подход может быть применен и к исследованию фильтрационного горения при спутной фильтрации. Особенностью такого процесса является фильтрация окислителя к зоне реакции через слой продукта. В этом случае определяющее влияние на протекание процесса будут оказывать свойства продукта (его пористость, коэффициент фильтрации), которые могут существенно отличаться от свойств исходного материала. Учет этих эффектов в рамках рассматриваемого подхода не составляет принципиальных трудностей.

Ленинград

*Поступила в редакцию
16/VIII 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М., Госэнергоиздат, 1954.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИСТЕРЕЗИСНОГО ГОРЕНИЯ ГАЗА В ЛАМИНАРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Л. Ю. Артюх, Э. А. Закарин

1. Теоретический анализ гистерезисных эффектов связан с поиском возможных неоднозначных решений исходной системы уравнений. Теория теплового режима горения, развитая в работах Д. А. Франк-Каменецкого, Я. Б. Зельдовича [1] и Л. А. Вулиса [2], изучает гистерезисные явления при неравновесном горении¹ на основе нульмерной

¹ Имеется в виду горение с конечной скоростью реакции.

модели. Такой подход, когда камера сгорания или реагирующая поверхность рассматриваются в целом без учета геометрических размеров и конфигурации, позволил описать задачу системой трансцендентных уравнений и применить графоаналитический метод решения. При переходе к более реальным моделям, учитывающим пространственное распределение искомым функций, возникли значительные трудности, связанные с необходимостью численного интегрирования существенно нелинейной, имеющей неоднозначные решения системы уравнений. И если в одномерных задачах эти трудности удалось преодолеть путем численного поиска неоднозначных решений обыкновенных дифференциальных уравнений [3, 4], то гистерезисные явления в двумерных моделях до настоящего времени вообще не исследовались.

В данной работе делается попытка такого анализа на примере неравновесного горения в ламинарном пограничном слое. Вначале на идеализированной одномерной модели течения апробируются два различных численных метода. Наиболее подходящий из них — метод установления — распространяется далее на двумерную задачу.

2. Рассмотрим стационарное течение в ламинарном пограничном слое, который образуется при обтекании изотермической пластины потоком двухкомпонентной смеси, состоящей из горючего газа и продуктов сгорания. Эта смесь, как показано в работе [5], нагреваясь от накаливаемой поверхности, воспламеняется вблизи нее и горит в пограничном слое. Предметом данного исследования будет также обратный процесс — срыв пламени при изменении внешних условий, например уменьшении длины пластины.

Анализ проводится на основе общепринятой для такого типа задач [5, 6] математической модели Прандтля. Считается, что реакция горения одноступенчатая, необратимая, первого порядка, ее скорость ω подчиняется закону Аррениуса

$$\omega(c, T) = k_0 c \exp(-E/RT).$$

Здесь c — относительная массовая концентрация горючего газа, k_0 — предэкспонент, E — энергия активации, T — температура, R — газовая постоянная.

Принятая кинетика позволяет выявить основные особенности гистерезисного горения [2]. Дальнейшие упрощения, связанные в основном с динамикой течения, также не искажают качественную картину процесса.

Запишем в безразмерном виде систему уравнений сжимаемого пограничного слоя, преобразованную в плоскость переменных Дородницына

$$\xi = xu_\infty/v_\infty, \quad \eta = \int_0^y \rho dy,$$

предположив предварительно постоянство поля давления, произведения вязкости μ на плотность ρ и чисел Прандтля Pr и Шмидта Sc ,

$$u \cdot \partial u / \partial \xi + v \cdot \partial u / \partial \eta = \partial^2 u / \partial \eta^2, \quad (1)$$

$$\partial u / \partial \xi + \partial v / \partial \eta = 0, \quad (2)$$

$$u \cdot \partial T / \partial \xi + v \cdot \partial T / \partial \eta = 1/Pr \cdot \partial^2 T / \partial \eta^2 + \theta \tau c \exp(-\mathcal{E}/T), \quad (3)$$

$$u \cdot \partial c / \partial \xi + v \cdot \partial c / \partial \eta = 1/Sc \cdot \partial^2 c / \partial \eta^2 - \tau c \exp(-\mathcal{E}/T). \quad (4)$$

Здесь использованы следующие безразмерные величины: $\theta = Qc_\infty/c_p T_\infty$ — теплота реакции, $\tau = \delta_0^2 k_0 / v_\infty$ — отношение времени пребывания

ко времени реакции, $\mathcal{E} = E/RT_\infty$ — энергия активации. Остальные обозначения общеприняты. В качестве масштабных служат параметры в невозмущенном потоке (индекс ∞) и некоторая характерная толщина реагирующего слоя δ_0 . Все расчеты проводились в основном при следующих численных значениях кинетических параметров: $\theta = 0,1$; $\mathcal{E}^{-1} = 0,03$; $\tau = 10^7$.

Уравнения (1), (2) можно решить приближенно методом интегральных соотношений [7]

$$u = 1/2 \cdot \varphi (3 - \varphi^2) = f_1(\varphi), \quad v = 3/8 \cdot \varphi^2 (2 - \varphi^2) \cdot d\delta/d\xi = f_2(\varphi) \cdot d\delta/d\xi, \quad (5)$$

где $\varphi = \eta/\delta$, $\delta(\xi)$ — толщина пограничного слоя, отнесенная к δ_0 . Тогда уравнения энергии (3) и диффузии (4) в переменных ξ , φ с учетом формул (5) преобразуются к виду

$$\begin{aligned} f_1 \cdot \partial T / \partial \xi + 1/\delta \cdot d\delta/d\xi \cdot (f_2 - f_1 \varphi) \cdot \partial T / \partial \varphi = \\ = 1/Pr\delta^2 \cdot \partial^2 T / \partial \varphi^2 + \theta \tau c \exp(-\mathcal{E}/T), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} f_1 \cdot \partial c / \partial \xi + 1/\delta \cdot d\delta/d\xi \cdot (f_2 - f_1 \varphi) \cdot \partial c / \partial \varphi = \\ = 1/Sc\delta^2 \cdot \partial^2 c / \partial \varphi^2 - \tau c \exp(-\mathcal{E}/T). \end{aligned} \quad (7)$$

Задачу будем решать при следующих граничных условиях:

$$\begin{aligned} \xi = 0: T = T_0(\varphi), \quad c = c_0(\varphi), \\ \xi > 0: T = T_w, \quad \partial c / \partial \varphi = 0 \quad \text{при } \varphi = 0, \\ T \rightarrow 1, \quad c \rightarrow 1 \quad \text{при } \varphi \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (8)$$

3. Пограничный слой при стабилизированном горении можно разбить вниз по течению на три характерные области. В первой, примыкающей к передней кромке пластины, горение практически отсутствует, преобладающую роль в пограничном слое играют процессы переноса. Во второй области происходит воспламенение смеси и формирование пламени. В третьей — горение протекает в диффузионном режиме, пламя распространяется с постоянной скоростью и фронт его практически параллелен внешней границе пограничного слоя.

На первом этапе исследования рассмотрим третью область пограничного слоя, где функции T , c и δ слабо меняются вдоль координаты ξ и поэтому левые части уравнений (6) и (7) можно положить равными нулю. Если далее принять, что динамический, тепловой и диффузионный слои имеют одинаковую толщину δ_0 , то задача сильно упрощается и сводится к интегрированию системы обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} T'' + \theta \tau c \exp(-\mathcal{E}/T) = 0, \\ c'' - \tau c \exp(-\mathcal{E}/T) = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

в слое конечной толщины

$$T(0) = T_w, \quad T(1) = 1, \quad c'(0) = 0, \quad c(1) = 1. \quad (10)$$

Цитрих означает производную по φ .

Задача (9), (10) интегрировалась численно с поиском возможных неоднозначных решений, при этом были использованы две численные процедуры. Следуя первой, интегрирование проводилось методом Рунге — Кутты 4-го порядка с видоизменением Мерсона (автоматический вы-

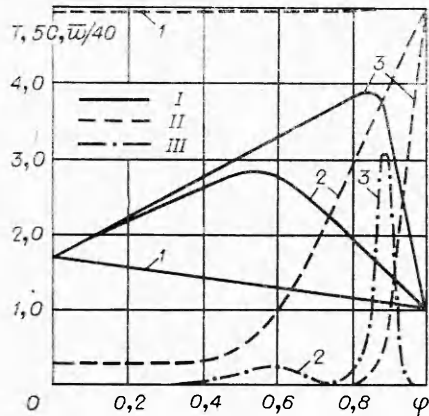


Рис. 1. Профили температуры (I), концентрации (II) и скорости реакции (III), соответствующие трем решениям задачи (9), (10).

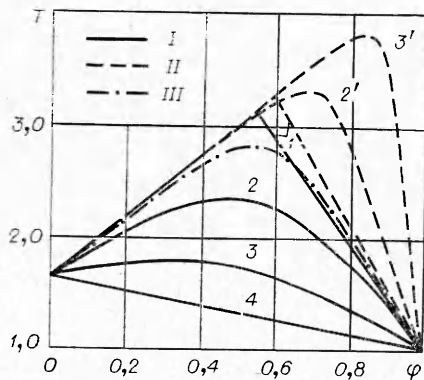


Рис. 3. Установление низкотемпературного (I) и высокотемпературного (II) состояний системы при решении задачи (12), (13) (III — неустойчивое горение).
 1 — $t=0$; 2 — 0,1; 3 — 0,2; 4 — $t \geq 0,26$; 2' — 0,05; 3' — $t \geq 0,11$.

Первое решение (кривые 1) соответствует течению без реакции, второе (кривые 2) — неустойчивому процессу, третье (рис. 1, 3) — развитому горению. Результаты вычислений по определению возможных стационарных уровней процесса и критических условий перехода с одного уровня на другой (воспламенение и потухание) находятся в полном качественном согласии с выводами нульмерной теории теплового режима горения [2]. Например, получены критические «углы», ограничивающие область неоднозначных решений в плоскости τ, T_w (рис. 2).

Следует отметить, что основная сложность расчетов связана с поиском третьего решения, которое оказалось очень чувствительным к величине параметра пристрелки T_w' . Для вариантов, соответствующих большой скорости реакции, это решение получить не удалось — шаг дробления параметра пристрелки достиг «машинного нуля». Кроме того, этот метод оказался практически непригодным при изучении двумерных течений, и поэтому данная задача (с целью отработки методики и сопоставления результатов) решалась также методом установления.

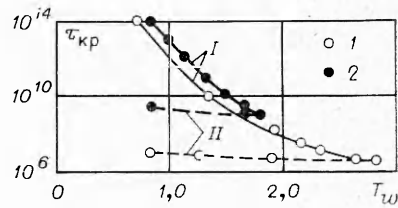


Рис. 2. Зависимость критического числа $\tau_{кр}$ от температуры стенки при теплопроводности смеси, равной 0,1 (I) и 0,05 (2).

I — воспламенение; II — потухание.

бор шага). Предварительно задача была сведена к одному дифференциальному уравнению

$$T'' - \tau [T + (1 - \varphi) T_w' - T_\infty - \vartheta] \exp(-\vartheta/T) = 0. \quad (11)$$

Условие на внешней границе $T(1) = 1$ удовлетворялось пристрелкой по начальному наклону T_w' , причем поиск решений осуществлялся во всем реальном интервале изменения этого параметра

$$(1 - T_w) \leq T_w' \leq (1 - T_w + \vartheta).$$

Нижний предел соответствует инертному течению, верхний — полному выгоранию топлива вблизи поверхности.

В результате расчетов в определенном интервале фиксированных параметров ϑ, τ и T_w были найдены трехзначные решения (рис. 1).

4. Метод установления фактически моделирует нестационарный выход системы на различные устойчивые состояния и можно предположить эффективность его применения к данному исследованию. Правда, при этом надо быть уверенным в том, что соответствующие стационарные решения устойчивы (например, в случае $Pr > Sc$ могут наблюдаться автоколебательные процессы [8]).

Задача (9), (10) в нестационарном случае имеет вид

$$\partial T / \partial t = \partial^2 T / \partial \varphi^2 + \theta \tau c \exp(-\mathcal{E}/T), \quad (12)$$

$$\partial c / \partial t = \partial^2 c / \partial \varphi^2 - \tau c \exp(-\mathcal{E}/T),$$

$$t=0: T=T^0(\varphi), c=c^0(\varphi),$$

$$t>0: T=T_w, \partial c / \partial \varphi = 0 \text{ при } \varphi=0,$$

$$T=1, c=1 \quad \text{при } \varphi=1, \quad (13)$$

где $T^0(\varphi)$ и $c^0(\varphi)$ — некоторые начальные распределения, заменяющие здесь параметр пристрелки. Задача (12), (13) интегрировалась численно методом сеток по неявной конечно-разностной схеме, предложенной в работе [10]. Следуя этому методу, разностный аналог уравнений (12) представим в виде

$$\frac{a_m^n - a_m^{n-1}}{\Delta t} = \frac{a_{m+1}^n - 2a_m^n + a_{m-1}^n}{\Delta \varphi^2}, \quad (14)$$

$$\frac{b_m^n - b_m^{n-1}}{\Delta t} = \frac{b_{m+1}^n - 2b_m^n + b_{m-1}^n}{\Delta \varphi^2} + \theta \tau c_m^{n-1} \left[1 + \frac{\mathcal{E}(b_m^n - b_m^{n-1})}{(a_m^n + b_m^{n-1})^2} \right] \times \\ \times \exp\left(-\frac{\mathcal{E}}{a_m^n + b_m^{n-1}}\right), \quad (15)$$

$$\frac{c_m^n - c_m^{n-1}}{\Delta t} = \frac{c_{m+1}^n - 2c_m^n + c_{m-1}^n}{\Delta \varphi^2} - \tau c_m^n \exp\left(-\frac{\mathcal{E}}{a_m^n + b_m^{n-1}}\right). \quad (16)$$

Здесь аппроксимация проводилась на сеточной области $t=n\Delta t$, $\varphi=m\Delta\varphi$ ($m=0, 1, 2, \dots, M$; $n=0, 1, 2, \dots$). Функция температуры T разбивалась на два слагаемых: $T=a+b$. Шаги сетки Δt и $\Delta\varphi$ выбирались в соответствии с условиями устойчивости прогоночных коэффициентов. Граничные условия (13) налагались на функции a и c , функция b рассчитывалась при однородных краевых условиях. Расчеты велись до того момента времени, пока не установятся стационарные распределения $T(\varphi)$ и $c(\varphi)$.

Как показали результаты решения (рис. 3), различные уровни процесса (см. рис. 1, 1, 3) можно получить путем выбора различных начальных профилей $T^0(\varphi)$ и $c^0(\varphi)$, причем неустойчивые (см. рис. 1, 2) и поэтому физически нереальные состояния методом установления реализовать не удалось. Следует отметить, что время счета зависит от начальных функций $T^0(\varphi)$ и $c(\varphi)$. При их удачном выборе метод установления становится менее трудоемким, чем метод Рунге — Кутты — Мерсона с пристрелкой, правда, критические условия воспламенения и потухания удобнее искать в стационарной постановке.

5. Апробированный выше метод установления использовался для решения двумерной задачи, сформулированной в 2. С этой целью перепишем исходную систему уравнений (6), (7) в нестационарном виде,

использовав при этом известный [7] закон расширения динамического слоя $\delta^2 = (280/13)\xi$,

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \xi f_1 \cdot \frac{\partial T}{\partial \xi} = 13/70 \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + 1/2 \cdot (f_2 - f_1 \varphi) \cdot \frac{\partial T}{\partial \varphi} + 4\xi \theta \tau c \exp(-\mathcal{E}/T), \quad (17)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \xi f_1 \cdot \frac{\partial c}{\partial \xi} = 13/70 \cdot \frac{\partial^2 c}{\partial \varphi^2} + 1/2 \cdot (f_2 - f_1 \varphi) \cdot \frac{\partial c}{\partial \varphi} - 4\xi \tau c \exp(-\mathcal{E}/T). \quad (18)$$

Задача решалась при следующих начальных и граничных условиях:

$$\begin{aligned} \xi = 0 : T = T_w + (1 - T_w) f_1(\varphi), \quad c = 1, \\ \xi > 0 : T = T^\circ(\varphi), \quad c = c^\circ(\varphi) \quad \text{при } t = 0, \\ T = T_w, \quad \frac{\partial c}{\partial \varphi} = 0 \quad \text{при } \varphi = 0, \\ T \rightarrow 1, \quad c \rightarrow 1 \quad \text{при } \varphi \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (19)$$

Для целенаправленного поиска неоднозначных решений зададим в качестве начальных профилей $T^\circ(\varphi)$ и $c^\circ(\varphi)$ а) стационарные решения с предыдущего разностного ξ -слоя или б) некоторые функции, имитирующие высокотемпературное горение.

Задача (17)–(19) решалась по конечно-разностной схеме, основные идеи которой изложены выше. Первые производные по координатам аппроксимируем разностями назад

$$\frac{\partial f}{\partial \xi} = \frac{f_m^n - f_{m-1}^{n-1}}{\Delta \xi} \quad (20)$$

и центральными разностями

$$\frac{\partial f}{\partial \varphi} = \frac{f_{m+1}^n - f_{m-1}^n}{2\Delta \varphi}. \quad (21)$$

Результаты расчета в случае начальных условий а) приведены на рис. 4 и условий б) на рис. 5. Как видно из рис. 4, 2, итерационный счет с общепринятым начальным приближением описывает нагрев газового потока и воспламенение в точке ξ_w (расстояние, на котором $(\partial T / \partial \varphi)_w = 0$ [10]). Если же в качестве начального приближения выбрать высокотемпературное состояние (рис. 5, штриховые линии), то совпадение решений будет лишь в области $\xi < \xi_n$ (кривые 1 на рис. 4 и 5). При $\xi \geq \xi_n$ реализуется режим интенсивного горения (рис. 5, 2–4). Таким образом, на участке $\xi_n \leq \xi \leq \xi_w$ численная задача имеет два решения, по которым нетрудно построить гистерезисные кривые.

Однако «машинный эксперимент» на насыщение разностной сетки, проведенный для определения сходимости конечно-разностной схемы, показал, что полученная неоднозначность решения вызвана аппроксимационной «вязкостью». Действительно, при использовании разности (20) в уравнениях диффузии (17) и энергии (18) появляются фиктивные коэффициенты теплопроводности и диффузии, пропорциональные $\Delta \xi$,

$$\frac{f_m^n - f_{m-1}^{n-1}}{\Delta \xi} = \left(\frac{\partial f}{\partial \xi} \right)_m^n + \frac{\Delta \xi}{2} \left(\frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} \right)_m^n + O(\Delta \xi^2).$$

Соответствующие расчеты показали сокращение области неоднозначности при дроблении шага $\Delta \xi$, при этом координаты «воспламенения» и «потухания» сливаются в одну точку. При удачном выборе соотно-

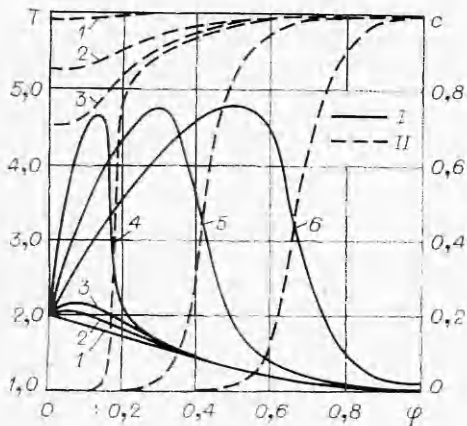


Рис. 4. Профили температуры (I) и концентрации (II) при воспламенении потока от нагретой пластины.
 1 — $\xi=0,2$; 2 — 1,2; 3 — 1,47; 4 — 1,5; 5 — 1,75; 6 — $\xi=2,0$.

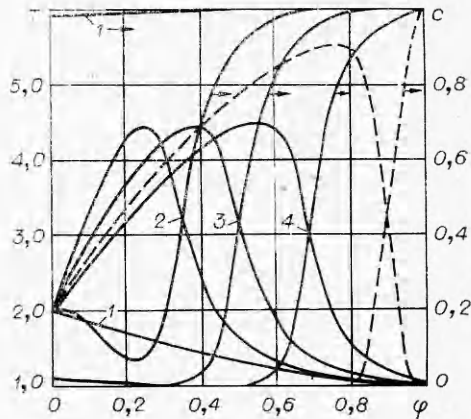


Рис. 5. Профили температуры и концентрации в различных сечениях, установившиеся в результате эволюции начального высокотемпературного состояния системы.
 1 — $\xi=0,016$; 2 — 0,018; 3 — 0,022; 4 — $\xi=0,032$.

шения $\Delta\xi/\Delta\varphi^2$ увеличение шага $\Delta\xi$ мало влияет на точность расчетов по «воспламенению», в то время как координата «потухания» очень чувствительна к величине этого шага и практически не зависит от соотношения $\Delta\xi/\Delta\varphi^2$. Вычисления с шагом $\Delta\xi < 0,0002$ выходят за пределы возможностей ЭВМ БЭСМ-4.

На наш взгляд, разностные уравнения, практически учитывающие перенос тепла и вещества вверх по потоку, более полно отражают физику явления, чем дифференциальные уравнения пограничного слоя. Тепловой поток навстречу свежей смеси, как указывалось в [11], обеспечивает инерционность процесса и гистерезисный эффект.

Основные выводы работы сводятся к следующему.

Система двумерных уравнений энергии и диффузии в приближении Прандтля в случае моделирования гомогенного горения в пограничном слое имеет единственное решение, которое отвечает процессам воспламенения газовой смеси накаленной поверхностью.

Исследования гистерезисных явлений надо проводить на основе более полных уравнений, не пренебрегая вторыми производными по продольной координате.

Одномерные модели позволяют исследовать гистерезис, поскольку в этом случае неявно учитываются условия как в начальный момент времени, так и в начальном сечении.

Итерационные схемы типа метода установления с вариацией нулевых приближений являются эффективными процедурами поиска неоднозначных решений и связанных с ними гистерезисных явлений, причем такой подход исключает решения, соответствующие физически неустойчивым состояниям.

В одномерной задаче преимущества метода Рунге — Кутта с видоизменениями Мерсона проявляются при анализе критических условий воспламенения и потухания. Это связано с высокой и автоматически контролируемой точностью метода, которая в кризисной, весьма чувствительной к малым возмущениям области, совершенно необходима.

Мы с благодарностью храним память о нашем учителе профессоре Л. А. Вулисе, высказавшем в свое время пожелание и рекомендации по численному исследованию гистерезисных явлений в процессах горения.

Казахский государственный университет, Алма-Ата

Поступила в редакцию 4/1 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
2. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М.—Л., Госэнергоиздат, 1954.
3. H. W. Smith, R. A. Schmitz, R. G. Ladd. Combustion Science and Technology, 1971, 4, 131.
4. Takeo Saito. Int. J. Heat Mass Transfer, 1974, 17, 1063.
5. Тау-И Тунг.—В сб.: Вопросы зажигания и стабилизации пламени. М., ИЛ, 1963.
6. Shinzo Kikkawa, Katsuhiko Yoshikawa. Int. J. Heat Mass Transfer, 1973, 16, 1215.
7. С. М. Тарг. Основные задачи теории ламинарных течений. М.—Л., Гостехиздат, 1951.
8. М. А. Гришин, Е. Е. Зеленский.—В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 5, № 4. ВЦ СО АН СССР, 1974.
9. О. Б. Сидонский.—В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 3, № 1. ВЦ СО АН СССР, 1972.
10. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1939, 9, 1530.
11. Л. А. Вулис, А. Л. Генкин, Б. А. Фоменко. Теория и расчет магнитогазодинамических течений. М., Атомиздат, 1971.

САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ ТОПЛИВОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В ЗОНАХ ЦИРКУЛЯЦИИ ЗА ПЛОХО ОБТЕКАЕМЫМИ ТЕЛАМИ

М. С. Гордон, А. В. Кудрявцев

Если подать топливо в высокотемпературный поток газа [1, 2], то на некотором расстоянии от места его подачи произойдет самовоспламенение топливовоздушной смеси и появится фронт пламени. Расстояние от места подачи топлива до фронта пламени (длина «холодного» участка) определяется скоростью потока и величиной задержки самовоспламенения, зависящей от параметров потока. Однако если на длине «холодного» участка находится плохо обтекаемое тело, то при определенных условиях горение топлива может начаться раньше, непосредственно за этим телом, вследствие самовоспламенения смеси в зоне циркуляции потока, образовавшейся за этим телом.

Рассмотрим эти условия.

Предположим, что зона циркуляции создана в потоке топливовоздушной смеси. В зоне циркуляции, как показано в [3], состав газа и его температура T_1 практически постоянны по всему объему зоны, поэтому, следуя [4], будем считать, что зона циркуляции представляет собой гомогенный реактор, объем которого равен объему зоны циркуляции.

Кроме того будем считать, что теплообмен между газом, находящимся в зоне, и стенками плохо обтекаемого тела отсутствует и что изменение концентрации реагирующих веществ в зоне вследствие химической реакции пренебрежимо мало, т. е. значения этих концентраций в потоке и зоне циркуляции равны между собой [5]. В этих предположениях можно записать уравнение теплового баланса для зоны циркуляции

$$H_u/C_p \cdot \omega = \varepsilon (T_1 - T) = (T_1 - T)/\tau_0,$$

где H_u — теплотворная способность топлива; C_p — теплоемкость смеси; ω — скорость химической реакции; $\varepsilon = 1/\tau_0$ — коэффициент массообмена между зоной и внешним потоком; τ_0 — характерное время массообмена; T — температура потока.