

Зададимся теперь конкретными числовыми данными. Масштабы турбулентности атмосферы возьмем $L_n=100$ м, $L_r=2 L_n$ [11]. Рассмотрим два случая: $\sigma_w=2$ м/с (ясная погода) и $\sigma_w=20$ м/с (грозовые условия). Зависимость $v=f(\omega)$ по данным, опубликованным в работе [12], может быть аппроксимирована выражением $v=0,0875 \omega - 1$ (м/с). Формулы (19), (20) дают для первого случая $V=1,004 v_0$, $\sqrt{D_y}=5,1$ м, а для второго — $V=1,3 v_0$, $\sqrt{D_y}=39,3$ м.

Как видно из приведенных оценок, дисперсия линии фронта развившегося пожара может достигнуть нескольких десятков метров, а средняя скорость движения фронта может существенно увеличиться по сравнению с величиной локальной нормальной скорости только за счет турбулентности атмосферы. При учете случайного распределения других параметров, например свойств горючего, подобный эффект будет выражен еще сильнее.

Подведем итоги проведенного исследования.

Формулы для вычисления нормальных скоростей распространения огня, полученные при изучении малых (по сравнению с характерными размерами неоднородностей) участков фронта, требуют коррекции при расчете достаточно развитых пожаров, т. е. учета временного и пространственного спектра неоднородностей. В связи с этим следует обратить внимание на сбор соответствующих экспериментальных данных.

Поступила в редакцию
30/XI 1976,
после доработки — 17/II 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. A. E. Stevenson, D. A. Shermerhorn, S. C. Miller. 15-th International Symposium on Combust., Tokyo, 1974.
2. R. S. Rothermel. USDA Forest Service Res. Paper INT—115, 1972, 40 p., Intermountain Forest and Range Exp. Stn., Ogden, Utah.
3. Э. В. Конев, А. И. Сухинин, Н. П. Курбатский. ФГВ, 1975, 11, 5, 743.
4. P. H. Kourtz, W. G. O'Regan. Forest Science, 1971, 17, 2, 163.
5. О. Ю. Воробьев, Г. А. Доррер.— В сб.: Вопросы лесной пирологии. Красноярск, 1974.
6. Нестационарное распространение пламени. Под ред. Дж. Г. Маркштейна. М., «Мир», 1968.
7. К. Ю. Острем. Введение в стохастическую теорию управления. М., «Мир», 1973.
8. Л. Д. Ландау. Собр. трудов. Т. I. М., «Наука», 1969.
9. Е. С. Вентцель. Теория вероятностей. М., Физматгиз, 1962.
10. Д. Бетчелор. Теория однородной турбулентности. М., ИЛ, 1955.
11. Ю. П. Доброленский. Динамика полета в неспокойной атмосфере. М., «Машиностроение», 1969.
12. Н. П. Курбатский, Г. П. Телицын.— В сб.: Вопросы лесной пирологии. Красноярск, 1977.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОЦЕССОВ В РЕАКТОРЕ ВЫТЕСНЕНИЯ С УЧЕТОМ ПРОДОЛЬНОГО ПЕРЕНОСА И БОКОВЫХ ТЕПЛОПТЕРЬ

Э. И. Максимов

(Черноголовка)

Постановка задачи в общем случае должна учитывать двумерную структуру потока. Однако в ряде случаев оправдано рассмотрение одномерной задачи, в которой усреднены по сечению потока температура

и концентрации веществ и вводятся эффективные коэффициенты продольного переноса и коэффициент теплообмена через боковую поверхность реактора. Реактор можно представить в виде трубы. В этом случае уравнения процесса в стационарной постановке для одноступенчатой реакции в одномерном приближении имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} aT'' - uT' + Q/c_p\rho \cdot kc^n \exp(-E/RT) - 2\alpha/c_p\rho r \cdot (T - T_0) &= 0, \\ Dc'' - uc' - kc^n \exp(-E/RT) &= 0. \end{aligned}$$

Граничные условия:

$$\begin{aligned} \text{при } x=0 \quad aT' &= u(T - T_0), \quad Dc' = u(c - c_0), \\ \text{при } x=L \quad T' &= c' = 0. \end{aligned}$$

Здесь u — скорость потока; a — коэффициент температуропроводности; D — коэффициент диффузии; T — текущая температура; T_0 — температура бокового теплообменника, а также входного потока реагентов; c , c_0 — концентрация текущая и входного потока соответственно; c_p — теплоемкость; ρ — плотность; Q — тепловой эффект реакции; k — предэкспонент; E — энергия активации; n — порядок реакции; R — универсальная газовая постоянная; α — коэффициент теплоотдачи через боковую поверхность; r — радиус реактора (внутренний); x — координата; L — длина реактора. Представим приведенную систему уравнений в безразмерном виде

$$\theta''/\text{Pe} - \theta' + \text{Da}/\gamma \cdot \{(1-\eta)^n \exp[\theta/(1+\beta\theta)] - \theta/\kappa\} = 0, \quad (1)$$

$$\text{Le}/\text{Pe} \cdot \eta'' - \eta' + \text{Da}(1-\eta)^n \exp[\theta/(1+\beta\theta)] = 0. \quad (2)$$

Граничные условия:

$$\begin{aligned} \text{при } \xi=0 \quad \theta' &= \text{Pe} \theta, \quad \text{Le} \eta' = \text{Pe} \eta; \\ \text{при } \xi=1 \quad \theta' &= \eta' = 0. \end{aligned}$$

Здесь $\eta = (c_0 - c)/c_0$; $\xi = x/L$; $\theta = E(T - T_0)/RT_0^2$; $\text{Pe} = uL/a$; $\text{Le} = D/a$; $\beta = RT_0/E$; $\gamma = RT_0^2 c_p \rho / EQc_0$; $\text{Da} = L\omega_0/uc_0$; $\kappa = Q\omega_0 r E / 2\alpha RT_0^2$, где $\omega_0 = kc_0^n \exp(-E/RT_0)$.

В работе [1] показано, что в адиабатическом реакторе вытеснения с учетом продольного переноса закономерности процесса зависят от соотношения скорости потока и скорости распространения волны реакции (или скорости горения), а также от соотношения времени пребывания смеси в реакторе и времени воспламенения. Поэтому предварительная задача работы заключается в рассмотрении процессов горения и воспламенения при наличии теплопотерь. В работе [2] рассматривалось влияние теплопотерь на скорость горения и показано, что имеется предельная скорость горения, которая меньше адиабатической в \sqrt{e} раз. Однако в [2] не получен закон изменения скорости горения в зависимости от теплопотерь и критические условия потухания.

Будем исходить из предположения, что $\gamma \ll 1$ и $\beta \ll 1$. Это означает [3], что зона реакции очень узка по сравнению с зоной прогрева фронта горения. Поэтому в дальнейшем предполагается, что зона реакции бесконечно узка и располагается вблизи максимальной температуры. При таком предположении распределение температуры в окрестности зоны реакции будет описываться одним уравнением (без химического источника)

$$cT'' - uT' - 2\alpha(T - T_0)/c_p\rho r = 0, \quad (3)$$

где скорость горения u_r — определяется с учетом химического источника. Если предположить, что теплопотери невелики, так что выполняется условие

$$y \equiv 8a\alpha/ru_r^2 c_p \rho \ll 1, \quad (4)$$

то из решения (3) в первом приближении по y получаем величину тепловых потоков вблизи максимальной температуры — T_r (или «горячей» точки). Слева от зоны реакции тепловой поток

$$q = c_p \rho u_r (T_r - T_0) (1 + 2a\alpha/c_p \rho u_r^2 r),$$

а справа

$$q = 2a\alpha(T_r - T_0)/ru_r.$$

Записав баланс энергии, проходящей через две поверхности, непосредственно примыкающие справа и слева к зоне реакции, получаем

$$T_m - T_r = (T_r - T_0) 4a\alpha/c_p \rho u_r^2 r \simeq (T_m - T_0) 4a\alpha/c_p \rho u_r^2 r, \quad (5)$$

где $T_m = T_0 + Qc_0/c_p \rho$. Согласно [3], скорость горения можно представить следующим образом:

$$u_r = A \exp(-E/RT_r),$$

где A — функция, слабо зависящая (по сравнению с экспонентом) от температуры. Можно, используя разложение Франк-Каменецкого, записать

$$\exp(-E/RT_r) \simeq \exp(-E/RT_m) \exp[-E(T_m - T_r)/RT_m^2].$$

Отсюда

$$u_r = u_r^a \exp[-E(T_m - T_r)/2RT_m^2], \quad (6)$$

где u_r^a — скорость горения в отсутствие теплопотерь. Подставляя (5) в (6), получаем

$$\frac{u_r}{u_r^a} = \exp\left[-\frac{2a\alpha}{c_p \rho r u_r^2} \cdot \frac{E(T_m - T_r)}{RT_m^2} \frac{(u_r^a)^2}{u_r^2}\right]. \quad (7)$$

Согласно [4], адиабатическая скорость горения

$$(u_r^a)^2 = \frac{2n! a (RT_m^2/E)^{n+1}}{(T_m - T_0)^{n+1}} \cdot [kc_0^{n-1} \exp(-E/RT_m)] \left(\frac{D}{z}\right)^{-n}. \quad (8)$$

С использованием безразмерных переменных это уравнение можно представить в виде

$$[c_0 (u_r^a)^2] / aw_0 = \{2n! (\gamma + \beta)^{2(n+1)} \text{Le}^{-n} / \gamma^{n+1}\} \exp[1/(\gamma + \beta)]. \quad (9)$$

Обозначив правую часть (9) через $f_0(\gamma, \beta, \text{Le})$, уравнение (7) можно представить в безразмерной форме

$$u_r/u_r^a = \exp[(-b)/2 (u_r^a/u_r)^2], \quad (10)$$

где

$$b = 2(\gamma + \beta)^{-2} f_0^{-1} x^{-1}.$$

Уравнение (10) с точностью до значения коэффициента b совпадает с уравнением, полученным в работе [2]. Знание коэффициента, выраженного через исходные параметры задачи, позволяет вычислить изменение скорости и критическое условие потухания. Критическое условие определяется равенством (10) и равенством производных от левой и правой части (10). Отсюда

$$\kappa_{кр1} = 2e/(\gamma + \beta)^2 f_0. \quad (11)$$

Скорость u_r найдем приближенно, применив к (10) процедуру итерации и приняв за нулевое приближение адиабатическую скорость горения. Второе приближение дает следующий результат:

$$u_r^2 = (u_r^a)^2 \exp(-b \exp b). \quad (12)$$

Таким образом, уравнения (11) и (12) позволяют описать закономерности горения с учетом боковых теплопотерь в одномерном приближении. Теперь приведем обоснование неравенства (4), принятого в начале работы.

Величина y достигает максимального значения на пределе горения

$$y_{\max} = (4/\gamma f_0 \kappa) (u_r^a/u_r)^2.$$

В критических условиях потухания [2]

$$(\gamma + \beta)^2 f_0 \kappa = 2e, \quad u_r^a/u_r = 1/\sqrt{e}.$$

Отсюда получаем

$$y_{\max} = 2(\gamma + \beta)^2/\gamma.$$

Учитывая, что $\gamma \ll 1$ и $\beta \ll 1$, получаем подтверждение (4).

Вторая часть предварительного рассмотрения заключается в определении времен воспламенения. Предполагается [1], что эту величину можно определить по уравнениям (1) и (2) без учета продольного переноса, так как большую часть времени процесс воспламенения протекает при градиентах температуры и концентраций, близких к нулевым

$$\begin{aligned} d\theta/d\xi &= (Da/\gamma) \{ (1-\eta)^n \exp[\theta/(1+\beta\theta)] - \theta/\kappa \}, \\ d\eta/d\xi &= Da(1-\eta)^n \exp[\theta/(1+\beta\theta)]. \end{aligned} \quad (13)$$

Начальные условия: $\xi=0$, $\theta=0$, $\eta=0$. Уравнение (13) можно записать в виде

$$\frac{\gamma}{Da} \int_0^{\theta_r} (1-\eta)^{-n} \exp \frac{-\theta}{1+\beta\theta} \left[1 - \frac{\theta}{\kappa} (1-\eta)^{-n} \exp \frac{-\theta}{1+\beta\theta} \right]^{-1} d\theta = \xi_r, \quad (14)$$

где θ_r — температура «горячей» точки; ξ_r — координата «горячей» точки. Если принять $\beta=0$, $n=0$, $\theta_r \approx \gamma^{-1} \rightarrow \infty$, выражение в квадратной скобке в (14) можно разложить в ряд и проинтегрировать. Получим [5]

$$\xi_r = (\gamma/Da) \sum_{m=0}^{\infty} [m!/(m+1)^{n+1}] \kappa^{-m}.$$

Этот ряд сходится при $\kappa > e^{-1}$.

Далее предполагается, что глубина превращения есть линейная функция температуры ($\eta = \gamma\theta$). Это допущение точно для адиабатического случая. Далее полагается, что в течение большей части времени воспламенения $\eta \ll 1$. Тогда уравнение (14) можно переписать, оставив линейные члены по $\beta\theta$ и $\gamma\theta$ (так как $\beta \ll 1$, $\gamma \ll 1$),

$$\xi_r = (\gamma/Da) \int_0^\infty (1 + \beta\theta^2 + n\gamma\theta) e^{-\theta} [1 - (1 + \beta\theta^2 + n\gamma\theta)(\theta/\kappa) e^{-\theta}]^{-1} d\theta. \quad (15)$$

Выражение в квадратной скобке представляем в виде ряда. Принимая во внимание, что члены ряда быстро убывают, получаем

$$\xi_r = (\gamma/Da) \left\{ 1 + 2\beta + n\gamma + \sum_{m=1}^{\infty} [m!/(m+1)^{m+1}] \kappa^{-m} + 3\beta/4\kappa + n\gamma/2\kappa + 8\beta/81\kappa^2 + 2n\gamma/27\kappa^2 \right\}. \quad (16)$$

Перейдем непосредственно к описанию закономерностей в реакторе вытеснения. Фронт горения будет находиться вблизи входа в реактор, если $u_r > u$; в противном случае он будет сноситься потоком [6, 7]. Следовательно, $u_r = u$ есть условие смены закономерностей процесса в реакторе. Принимая во внимание, что $Pe/Da = u^2 c_0 / a \omega_0$, и комбинируя уравнения (9) и (12), получаем

$$Pe/Da = f_0 \exp(-b \exp b). \quad (17)$$

Условие равенства времен пребывания и воспламенения ($\xi_r = 1$), согласно (16), дает уравнение

$$Da/\gamma = 1 + 2\beta + n\gamma + \sum_{m=1}^{\infty} [m!/(m+1)^{m+1}] \kappa^{-m} + 3\beta/4\kappa + n\gamma/2\kappa + 8\beta/81\kappa^2 + 2n\gamma/27\kappa^2, \quad (18)$$

которое определяет возможности воспламенения смеси в реакторе.

Если скорость потока несколько превышает скорость горения, то устанавливается промежуточный режим реагирования [6]. Физическая причина этого заключается в следующем. В результате протекания реакции температура смеси поднимается. Скорость движения фронта горения, построенного на «новых» начальных условиях, увеличивается, поэтому на некотором расстоянии от входа в реактор сносимый фронт горения остановится. Согласно [8], «новая» начальная температура для адиабатического фронта горения

$$T'_0 = T_m - u_r^a(T_0)(T_m - T_0)/u_r^a(T'_0). \quad (19)$$

Запишем уравнение (19) в следующем виде:

$$[u_r^a(T'_0)]^2 = [u_r^a(T_0)]^2 / (1 - \gamma\theta'_0)^2, \quad (20)$$

где $\theta'_0 = E(T'_0 - T_0)/RT_0^2$. Считаем, что при наличии теплотерь в первом приближении зависимость скорости горения от начальной температуры будет аналогична (20). Отсюда на основе уравнений (17) и (20) получаем условие равенства скоростей горения и потока (для промежуточного режима)

$$Pe/Da = [f_0 / (1 - \gamma\theta'_0)^2] \exp(-b \exp b). \quad (21)$$

Местоположение «новой» начальной температуры (θ'_0) зависит от параметров задачи. Температуру можно отыскать из уравнений (14) или (15), заменив верхний предел интегрирования на θ'_0 . Если эта температура (θ'_0) достигается на выходе реактора (т. е. при $\xi=1$), то это условие будет определять существование промежуточного режима реагирования, так как только в этом случае фронт горения будет находиться внутри реактора. Принимаем во внимание, что $\beta \ll 1$ и $\gamma \ll 1$, а также учитываем, что $e^{-\theta} \ll 1$ при $\theta \rightarrow \infty$. Поэтому при интегрировании уравнения (15) с верхним пределом θ'_0 отбрасываются члены порядка $\beta e^{-\theta'_0}$, $\gamma e^{-\theta'_0}$, $e^{-(m+1)\theta'_0}$ ($m = 1, 2, \dots$):

$$\theta'_0 = \ln \left\{ 1 + 2\beta + n\gamma + \sum_{m=1}^{\infty} [m!/(m+1)^{m+1}] \kappa^{-m} + 3\beta/4\kappa + n\gamma/2\kappa + 8\beta/81\kappa^2 + 2n\gamma/27\kappa^2 - Da/\gamma \right\}. \quad (22)$$

Ширина зоны реакции при горении примерно на порядок меньше ширины фронта горения. Она составляет [9]

$$\delta \approx (\gamma + \beta)^2 a / \gamma u_r. \quad (23)$$

Если длина реактора меньше ширины зоны реакции, горение невозможно из-за «искусственного» уменьшения зоны реакции. Согласно уравнениям (9) и (12),

$$u_r^2 = (w_a a / c_0) f_0 \exp(-b \exp b). \quad (24)$$

Подставляем уравнение (24) в (23) и принимаем $\delta = L$, тогда в безразмерном виде получаем

$$Pe Da \approx (\gamma + \beta)^4 / \gamma^2 f_0 \exp(-b \exp b). \quad (25)$$

Рассмотрим закономерности процесса в реакторе, представляя полученные результаты на параметрической плоскости $Pe-Da$. Линии, соответствующие уравнениям (18) (рис. 1, 3), (17) (рис. 1, 2), (21) (рис. 1, 1) и (25) (рис. 1, 4), разбивают плоскость $Pe-Da$ на ряд областей.

Область I ограничена сверху линией 4. Следовательно, для нее длина реактора меньше ширины зоны реакции при горении. В этой области горение невозможно и имеется одно стационарное состояние, при котором наблюдается небольшое изменение температуры и кон-

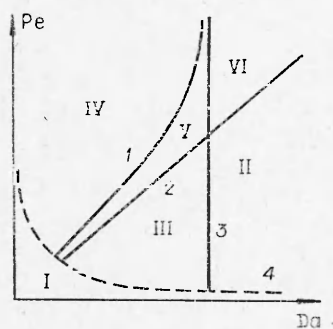


Рис. 1.

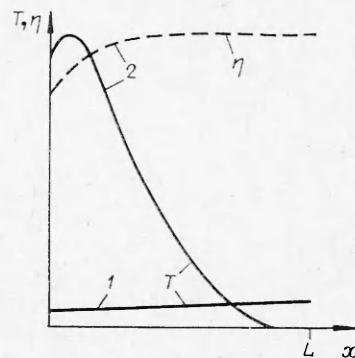


Рис. 2.

центрации по длине реактора (рис. 2, 1). Поэтому этот режим называется квазиизотермическим [1].

Область II ($u_r > u$, $t_{np} > t_n$, где t_{np} — время пребывания смеси в реакторе, t_n — время воспламенения). Смесь реагентов за время нахождения в реакторе воспламеняется. Образовавшийся фронт реакции будет двигаться навстречу потоку и остановится у входа в реактор из-за уменьшения зоны реакции вследствие «срезания» ее у входа (см. рис. 2, 2). Следовательно, в этой области существует одно стационарное состояние. Его назовем режимом самораспространяющейся реакции. Глубина превращения на выходе реактора будет близка к 100%.

В области III ($u_r > u$, $t_{np} < t_n$) имеются два устойчивых стационарных состояния: квазиизотермический режим (см. рис. 2, 1) и режим самораспространяющейся реакции (см. рис. 2, 2). Установление того или иного режима зависит от начальных условий.

В области IV ($u_r < u$, $t_{np} < t_n$) даже искусственно созданный фронт горения будет вынесен за пределы реактора. Следовательно, в этой области существует одно стационарное состояние — квазиизотермический режим (см. рис. 2, 1).

Область V ($u_r < u$, $t_{np} < t_n$). В этом случае искусственно созданный фронт горения также будет сноситься потоком, но он остановится внутри реактора. Следовательно, в этой области в зависимости от начальных условий возможны два устойчивых стационарных состояния — квазиизотермический режим (рис. 3, 1) или промежуточный режим [1] (рис. 3, 2). Изменение температуры и концентрации веществ на начальных участках обоих режимов будут совпадать. В промежуточном режиме в отличие от квазиизотермического глубина превращения на выходе будет близка к 100%.

В области VI ($u_r < u$, $t_{np} < t_n$) при любых начальных условиях смесь воспламенится. Следовательно, здесь имеется одно стационарное устойчивое состояние. Однако эту область по закономерностям не очень строго можно разделить на две подобласти: в первой ($u_r < u$), примыкающей к линии 3 (см. рис. 1), процесс осуществляется в промежуточном режиме реагирования. В этом случае образовавшийся фронт реакции будет двигаться навстречу потоку до некоторой точки (т. е. «горячая» точка будет смещаться). Во второй подобласти ($u_r \ll u$) координата «горячей» точки не изменяется при воспламенении смеси. По виду распределения температуры и концентрации веществ эти два режима мало отличаются (см. рис. 3, 2). Следовательно, продольный перенос в последнем случае роли не играет. Поэтому этот режим реагирования называем режимом самоускоряющейся реакции. Таким образом, продольным переносом можно пренебречь в двух режимах: самоускоряющейся реакции и в квазиизотермическом. Используя диаграмму рис. 1, можно предсказать не только стационарное состояние, но и в ряде случаев динамику процесса. Неустойчивые стационарные состояния, колебательные режимы в данной работе не рассматривались.

Обсудим изменение закономерностей при вариации параметров β , γ , Le , и. Выше были наложены ограничения на β и γ ($\beta \ll 1$, $\gamma \ll 1$). При увеличении β и γ точность полученных результатов ухудшается. Поэтому этот вопрос требует самостоятельного исследования. Уменьшение β и γ приводит к расширению области множественности стационарных состояний за счет увеличения наклона линий 1 и 3 (см. рис. 1) (линия 2 смещается влево, но не сильно) вследствие увеличения f_0 . По этой же

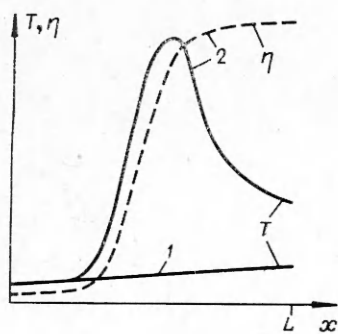


Рис. 3.

причине при уменьшении Le (при $n > 0$) область множественности расширяется. Однако необходимо иметь в виду, что уравнение (8), на котором основываются наши результаты, справедливо при значениях Le , не сильно отличающихся от единицы.

Рассмотрим влияние изменения κ . При $\kappa \rightarrow \infty$ имеем случай адиабатического реактора, исследованный в [1]. При уменьшении κ наклон линий 1 и 3 (см. рис. 1) уменьшается, а линия 2 параллельно себе смещается вправо, причем намного сильнее, чем смещаются линии 1 и 3. Бесконечный ряд в уравнении (18) расходится при $\kappa = e^{-1}$, поэтому линия 2 при $\kappa \rightarrow e^{-1}$ должна сместиться на бесконечность. Однако при $\kappa \rightarrow e^{-1}$ точность приближенных вычислений ухудшается. Для выяснения поведения при $\kappa \rightarrow e^{-1}$ воспользуемся дополнительными сведениями. Известно [10], что критическое значение параметра κ для воспламенения зависит также от параметров β и γ и равно

$$\kappa_{кр2} \approx e^{-1} (1 + \beta) [1 + 2,4 (n\gamma)^{2/3}].$$

Время индукции воспламенения при $\kappa = \kappa_{кр2}$ из-за расходования вещества в реакции равно конечной величине. Следовательно, предел смещения линии 2 (см. рис. 1) конечен. Укажем приближенно границу смещения. Подставляя $\kappa_{кр2}$ в уравнение (18), находим предел смещения линии 2 ($Da_{кр}$). Можно также найти $Da_{кр}$, используя уравнение для времени индукции, полученное в работе [9]

$$Da_{кр}/\gamma \approx (1 + 2\beta + n\gamma)/(n\gamma)^{1/3}.$$

Вблизи предела воспламенения ($\kappa_{кр2}$) при рассмотрении смещения линии 2 для реакции первого порядка можно применить более точное выражение (точность 5%), полученное в результате обработки результатов численного счета [10],

$$Da/\gamma = (1 + 2\beta) [1 + 0,62 (1 - 4\Delta^{-2}\gamma) / (\Delta - 0,95)^{0,9}],$$

где $\Delta = \kappa/\kappa_{кр2}$. При переходе значения $\kappa_{кр2}$ линия 2 (см. рис. 1) скачкообразно уходит на бесконечность, так как воспламенение становится невозможным. Поэтому в диапазоне $\kappa_{кр1} < \kappa < \kappa_{кр2}$ области II и VI отсутствуют (рис. 4). Максимальное уменьшение наклона линии 3 (при $\kappa = \kappa_{кр1}$), согласно изложенному выше, составит e раз по сравнению с адиабатическим случаем ($\kappa \rightarrow \infty$). При $\kappa < \kappa_{кр1}$ может быть только одно устойчивое стационарное состояние — квазизотермический режим.

Автор благодарит А. Г. Мержанова и А. А. Бутакова за обсуждение работы.

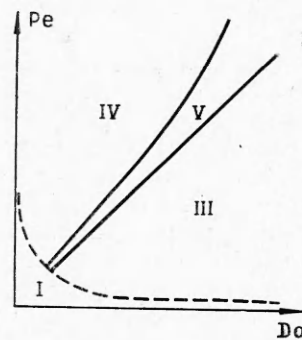


Рис. 4.

Поступила в редакцию
24/VII 1976,
после доработки — 29/VI 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бутаков, И. И. Максимов, К. Г. Шкадинский. ФГВ, 1978, 14, 1.
2. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 159.
3. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. Докл. АН СССР, 1938, 19, 693.
4. Я. Б. Зельдович. ЖФХ, 1948, 22, 27.

5. А. Г. Мержанов, Ю. М. Григорьев. Докл. АН СССР, 1967, 176, 6, 1344.
6. Р. М. Зайдель, Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1962, 4.
7. А. Г. Мержанов, А. К. Филоненко. Докл. АН СССР, 1963, 152, 1.
8. Б. И. Хайкин, Э. Н. Руманов, ФГВ, 1975, 11, 5, 671.
9. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
10. В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская и др. ПМТФ, 1964, 3.

ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК В ЗАДАЧЕ О ТЕПЛОМ ВЗРЫВЕ В УСЛОВИЯХ ЛИНЕЙНОГО НАГРЕВА

И. С. Любченко, В. Н. Косолапов

(Казань)

Качественная теория динамических режимов теплового взрыва впервые рассмотрена в работах [1—3]. В них построены квазистационарные и псевдотермическое приближения к решению задачи о тепловом взрыве при линейном нагреве без учета распределения температуры в реакционном объеме. Полученные в этих работах приближения не учитывают влияния параметра β ($\beta \sim 10^{-2}$) на всех режимах и сингулярного влияния параметра γ ($\gamma \sim 10^{-2} \div 10^{-4}$) над пределом воспламенения. Кроме того, в этих работах используется допущение $|\Theta_n| \gg 1$, что ограничивает применимость предлагаемых формул.

В методическом плане следует отметить, что построенные в [1—3] приближения для нахождения характеристик теплового взрыва используют: под пределом — максимальные значения этих приближений вместо оценок на максимум точного решения; на пределе — критическую точку характеристики $t^-(\omega)$, в то время как необходимо использовать качественное различие решений под, на и над пределом.

Цель настоящей работы — дальнейшее развитие приближенных методов решения задачи о динамических режимах теплового взрыва для простых реакций, построение двухсторонних оценок его характеристик при $\beta=0$ и $\gamma=0$, учет влияния малых параметров β и γ , построение формул приближенного определения характеристик при $\beta > 0$, $\gamma > 0$ и любых $\Theta_n < 0$.

1. Постановка задачи

Без учета распределения температуры в реакционном объеме задача о динамических режимах теплового взрыва для несамоускоряющихся реакций может быть сформулирована в виде [1]

$$\varepsilon \cdot dz/dt = 1 - (\eta)^m \exp\{(z+t)/[1+\beta(z+t)]\} - z/\kappa_* - \varepsilon \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} \omega \cdot d\eta/dt &= (1-\eta)^m \exp\{(z+t)/[1+\beta(z+t)]\}, \\ t &= \Theta_n, \quad z=0, \quad \eta=0, \quad (\Theta_n < 0). \end{aligned} \quad (1.2)$$

Здесь $z = \frac{E}{RT_*} (T - T_0)$; $t = \frac{E}{RT_*} (T_0 - T_*)$; $\Theta_n = \frac{E}{RT_*} (T_n - T_*)$; $\gamma = \frac{c\rho RT_*^2}{QE}$;

$$\beta = \frac{RT_*}{E}, \quad \omega = \frac{wE}{k_0 RT_*^2} \exp\left(\frac{E}{RT_*}\right); \quad \kappa_* = \frac{QVEk_0}{\alpha S RT_*^2} \exp\left(-\frac{E}{RT_*}\right); \quad \varepsilon = \gamma\omega;$$