

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Хауффе. Реакции в твердых телах и на их поверхности. Т. 2. М., ИЛ, 1963.
2. О. Кубашевский, Б. Гопкинс. Окисление металлов и сплавов. М., «Металлургия», 1965.
3. Окисление металлов. Т. 1. Пер. с франц. Под ред. Э. Бенара. М., «Металлургия», 1968.
4. П. Кофстад. Высокотемпературное окисление металлов. М., «Мир», 1969.
5. U. R. Evans. Trans. Electrochem. Soc., 1947, 91, 547.
6. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
7. А. Г. Мержанов, Ф. И. Дубовицкий. Усп. химии, 1966, XXXV, 4.
8. Н. Н. Семенов. ЖРФХО, ч. физ., 1928, 60, 241.
9. А. Г. Мержанов, Е. Г. Зеликман, В. Г. Абрамов. Докл. АН СССР, 1968, 180, 3, 639.
10. A. Mellor, I. Glassman. Pyrodynamics, 1965m, v. 3, 43.
11. R. Friedman, A. Масек. Combustion and Flame, 1962, 6, 9; R. Friedman, A. Масек. 9-th Symposium (International) on Combustion, 1963, 703; A. Масек. 11-th International Symposium on Combustion, 1967, 203.
12. М. А. Гуревич, К. И. Лапкина, Е. С. Озеров. Матер. Восьмой Всесоюз. межвуз. конф. по вопросам испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем. Одесса, 1968; М. А. Гуревич, К. И. Лапкина, Е. С. Озеров, ФГВ, 1970, 6, 2.
13. М. В. Мальцев, Ю. Д. Чистяков, М. И. Цыпин. Изв. АН СССР, сер. физ., 1956, 20, 7, 824.
14. W. C. Sleppu. J. Electrochem. Soc., 1961, 108, 12, 13.
15. Т. И. Алексеева, М. А. Гуревич, Е. С. Озеров. Аэротермодинамика. Тр. ЛПИ, № 280, 1967, 1970, 6, 2.
16. H. M. Cossel, L. Liebman. Combustion and Flame, 1959, 3, 4.
17. Гордон, Дрю, Прентис, Найп. Ракетная техника и космонавтика, 1968, 6, 4, 3—11.
18. М. А. Гуревич, А. М. Степанов. ФГВ, 1968, 4, 2, 189.
19. Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертис, Р. Берд. Молекулярная теория жидкостей и газов. М., ИЛ, 1961.
20. Н. А. Фукс. Испарение и рост капель в газообразной среде. М., Изд-во АН СССР, 1958.

УДК 536.46

К РАСЧЕТУ ГОРЕНИЯ НЕПЕРЕМЕШАНЫХ ГАЗОВ ПРИ КОНЕЧНОЙ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ

Л. А. Вулис, Л. П. Ярин
(Ленинград)

1. Теория горения перемешанных газов строится на основе известной схематизации явления в целом и двух его главных звеньев — смешения реагентов и кинетики реакций. Первое из них — перемешивание компонентов, образующих горючую смесь, — в значительной мере предопределяется выбором конкретной аэродинамической модели потока. Второе — кинетика горения — обычно учитывается в рамках принятого в расчете допущения о скорости химических реакций.

В настоящее время наиболее развита и эффективно используется в технических приложениях предельная схема бесконечно большой скорости реакций (так называемое диффузионное горение [1—3]). В таком предположении, исключающем протекание реакций в объеме факела (кроме бесконечно тонкого фронта пламени), проблема, по существу, сводится к решению своеобразных газодинамических задач, т. е. к расчету одних

только процессов переноса. При всей своей полезности расчеты такого рода не позволяют определить, например, полноту сгорания, критические условия процесса горения и др.

Прямой путь расчета процесса во всей его сложности, т. е. учет конечной скорости реакции в любой точке зоны смешения, не получил распространения прежде всего из-за математических трудностей интегрирования системы нелинейных уравнений, в частных производных с распределенными нелинейными источниками тепла и вещества. Отсутствие в настоящее время достаточных сведений о кинетических константах реакций горения делает, видимо, нецелесообразным проведение массовых численных расчетов на ЭВМ. Отдельные расчеты, выполненные таким путем [4], свидетельствуют о локализации горения в весьма узкой зоне пограничного слоя из-за характерной для экзотермических реакций резкой (экспоненциальной) зависимости скорости реакции от температуры. Это обстоятельство стимулирует развитие приближенных аналитических методов расчета процесса при конечной скорости реакций горения. Ценность таких расчетов в достаточной общности и обзорности результатов. Вместе с тем им свойственны известные ограничения.

В работе [3] подробно рассмотрена предложенная в [5] квазигетерогенная модель факела, сочетающая в себе допущение о существовании бесконечно тонкого фронта пламени с конечной скоростью реакций на нем. В рамках этой расчетной схемы удается определить полноту сгорания и температуру на фронте, а также критическое условие потухания факела, т. е. определить ряд существенных, специфических для реального процесса эффектов. Недостатки схемы связаны прежде всего с необходимостью введения эффективных значений констант гетерогенной реакции.

Ниже для анализа теплового режима горения неперемешанных газов используется более общая схема реакционного слоя малой, но конечной толщины. Согласно этой модели, в пограничном слое, образующемся при смешении параллельных потоков топлива и окислителя, выделяется узкая область — зона активного реагирования компонент. Вне этой зоны, во всем поле течения, осуществляются одни только процессы переноса импульса, тепла и вещества.

В первом приближении можно принять, что горение локализовано в области максимальных температур. Что касается размера реакционной зоны δ , то из соображений размерности следует принять значение характерного безразмерного параметра

$$\frac{k \delta^2}{D} \approx \text{const},$$

где D — коэффициент диффузии; $k = k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)$ — константа скорости реакции (причем $k \approx \frac{1}{\tau_k}$, если τ_k — характерное время реакции).

Отсюда следует, что при ламинарном горении неперемешанных газов характерный размер зоны реакции порядка толщины фронта пламени в факеле однородной смеси $\delta \approx \sqrt{\frac{D}{k}} \approx \sqrt{\frac{a}{k}}$. Этот результат $\delta \approx$

$\approx \frac{u_n}{k}$, где $u_n \approx \sqrt{Dk}$ — нормальная скорость распространения пламени, отражает физическую общность процесса гомогенного горения газа и горения внутри зоны реакции факела неперемешанных газов. Для

относительной величины $\bar{\delta} = \delta/L$, где L — размер зоны смешения, получим:

$$\bar{\delta} \approx \sqrt{\frac{D}{L^2 k}} = \sqrt{\frac{\tau_k}{\tau_d}} \exp\left(\frac{E}{2RT}\right),$$

где $\tau_d \approx \frac{L^2}{D}$ — характерное время диффузии, $\tau_k = \frac{1}{k_0}$. Численные значения коэффициентов, входящие в выражение для δ , могут быть найдены в результате решения конкретной задачи о горении неперемешанных газов в пограничном слое.

Расчет по схеме конечной зоны горения применим к аэродинамическим формам факела — ламинарному и турбулентному (в последнем случае, в принципе, с учетом конечного времени смешения). В дальнейшем ограничимся анализом ламинарного горения неперемешанных газов на примере горения в зоне смешения параллельных потоков (задача о крае струи [3]).

2. Рассмотрим тепловой режим стационарного ламинарного газового факела, образующегося в зоне смешения полубесконечного потока топлива с неподвижным окислителем.

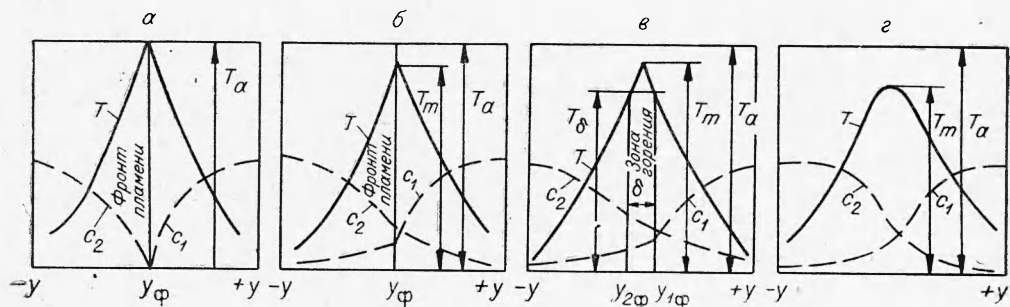


Рис. 1.

На рис. 1 схематически показано распределение температуры и концентрации топлива и окислителя в поперечном сечении пограничного слоя при бесконечно большом и конечном значении скорости реакции (для различных схем). В случае рис. 1, а наличие химических реакций отражено фронтом пламени, температура на котором (в пренебрежении излучением) равна адиабатической температуре горения. На рис. 1, б, в и г область протекания реакций представлена соответственно фронтом пламени (при более низкой температуре), узкой зоной и (в пределе) всей областью смешения компонентов. Таким образом, в общем случае относительная толщина зоны горения лежит в пределах $0 \leq \frac{\delta}{L} \leq 1$. При этом граничное значение $\delta=0$ соответствует квазигетерогенной схеме (в частности, при $\tau_k \rightarrow 0$ — диффузионному горению), а значение $\delta \approx L$ — протеканию реакций во всем объеме зоны смешения. Рассматриваемой ниже схеме зоны конечной толщины отвечает неравенство $0 < \frac{\delta}{L} \ll 1$. В соответствии с этим в области максимальных температур выделим зону реакции толщиной δ (см. рис. 1, в). Значения концентрации топлива и температуры на ее границах примем равными соответственно c_{δ_1} , c_{δ_2} и $T_{\delta_1} = T_{\delta_2} = T_{\delta}$.

Система уравнений, описывающая перенос импульса, тепла и вещества вне слоя δ , имеет вид:

$$\begin{aligned}
\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right), \\
\rho u c_p \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v c_p \frac{\partial T}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right), \\
\rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D \frac{\partial c_i}{\partial y} \right), \\
\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} &= 0.
\end{aligned} \tag{1}$$

Считая c_{δ_1} , c_{δ_2} и T_δ параметрами задачи, запишем граничные условия, необходимые для расчета структуры области струйного смешения:

$$\begin{aligned}
u \rightarrow u_{+\infty}, T \rightarrow T_{+\infty}, c_1 \rightarrow c_{1,+\infty} &\text{ при } y \rightarrow +\infty; \\
T = T_\delta, c = c_{\delta_1} &\text{ при } y = y_{1\phi}; \\
T = T_\delta, c = c_{\delta_2} &\text{ при } y = y_{2\phi}; \\
u \rightarrow 0, T \rightarrow T_{-\infty}, c_1 \rightarrow 0 &\text{ при } y \rightarrow -\infty.
\end{aligned}$$

При линейной зависимости вязкости от температуры ($\rho\mu = \text{const}$) решение системы уравнений (1) известно [3]:

$$\frac{u}{u_{+\infty}} = 0,5 [1 + \operatorname{erf}(\varphi)] \text{ при } -\infty < \varphi < +\infty; \tag{2}$$

$$\left. \begin{aligned}
\frac{c - c_{\delta_1}}{c_{+\infty} - c_{\delta_1}} &= 1 - \frac{1 - \operatorname{erf}(\varphi \sqrt{\operatorname{Pr}})}{1 - \operatorname{erf}(\varphi_{1,\phi} \sqrt{\operatorname{Pr}})}, \\
\frac{T - T_{+\infty}}{T_\delta - T_{+\infty}} &= \frac{1 - \operatorname{erf}(\varphi \sqrt{\operatorname{Pr}})}{1 - \operatorname{erf}(\varphi_{1,\phi} \sqrt{\operatorname{Pr}})},
\end{aligned} \right\} \text{ при } \varphi_{1,\phi} < \varphi < +\infty, \tag{3}$$

$$\frac{c - c_{-\infty}}{c_{\delta_2} - c_{-\infty}} = \frac{T - T_{-\infty}}{T_\delta - T_{-\infty}} = \frac{1 - \operatorname{erf}(\varphi \sqrt{\operatorname{Pr}})}{1 + \operatorname{erf}(\varphi_{2,\phi} \sqrt{\operatorname{Pr}})} \text{ при } -\infty < \varphi < \varphi_{2,\phi}, \tag{4}$$

где

$$\begin{aligned}
\varphi &= \frac{\bar{\eta}}{\sqrt{\bar{\xi}}}; \quad \bar{\eta} = \int_0^{\bar{y}} \bar{\rho} d\bar{y}; \quad \bar{\xi} = \bar{x}; \quad \bar{x} = \frac{x}{L}; \\
\bar{y} &= \frac{y}{L}; \quad \bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_{+\infty}}.
\end{aligned}$$

Соотношения (3), (4) определяют распределение топлива в области значений $-\infty < \varphi < +\infty$.

Полагая толщину зоны реакции малой и пренебрегая вследствие этого конвективным переносом тепла и вещества ($\Delta \rho u c \approx 0$, $\rho u c_p \Delta T \approx 0$), запишем уравнения теплового и материального баланса для слоя δ :

$$\rho D \left\{ \left| \frac{\partial c}{\partial y} \right|_1 - \left| \frac{\partial c}{\partial y} \right|_2 \right\} = k_0 W(c) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \delta, \tag{5}$$

$$q \rho D \left\{ \left| \frac{\partial c}{\partial y} \right|_1 - \left| \frac{\partial c}{\partial y} \right|_2 \right\} = \lambda \left\{ \left| \frac{\partial T}{\partial y} \right|_1 + \left| \frac{\partial T}{\partial y} \right|_2 \right\}, \tag{6}$$

где q — тепловой эффект реакции; $W(c)$ — функция концентрации, определяемая порядком реакции, индексы 1 и 2 указывают соответственно, на какой из границ зоны реакции берутся производные.

В уравнения (5) и (6) входят неявно пять неизвестных величин: c_{δ_1} , c_{δ_2} , T_{δ} , δ , φ_{ϕ} . Поэтому система (5), (6) должна быть дополнена еще тремя уравнениями.

Определим связь между толщиной зоны реакции δ и характерными температурами T_m и T_{δ} . Учитывая, что δ — малая величина, можно записать:

$$\frac{T_m - T_{\delta}}{\left| \frac{\partial T}{\partial y} \right|_1} = \delta_1, \quad \frac{T_m - T_{\delta}}{\left| \frac{\partial T}{\partial y} \right|_2} = \delta_2.$$

Отсюда получим ($\delta = \delta_1 + \delta_2$):

$$\delta = (T_m - T_{\delta}) \left\{ \frac{1}{\left| \frac{\partial T}{\partial y} \right|_1} + \frac{1}{\left| \frac{\partial T}{\partial y} \right|_2} \right\}. \quad (7)$$

Запишем также соотношение, связывающее c_{δ_i} и δ :

$$c_{\delta_1} = c + \delta \left| \frac{\partial c}{\partial y} \right|_1, \quad c_{\delta_2} = c + \delta \left| \frac{\partial c}{\partial y} \right|_2. \quad (8)$$

В уравнения (7), (8) входят две новые независимые величины — максимальная температура T_m и концентрация в зоне реакции c . Первая из них может быть приближенно принята равной адиабатической температуре горения $T_m \approx T_a$, а вторая — полусумме концентраций на границах слоя: $c \approx \frac{c_{\delta_1} + c_{\delta_2}}{2}$. Для определения координаты $\varphi_{1,\phi}$ может быть использовано условие сгорания реагентов в стехиометрической пропорции. Не внося существенной погрешности, примем, что значение $\varphi_{1,\phi}$ равно значению φ_{ϕ} при диффузионном горении.

Полагая для реакции первого порядка $W(c) = \rho c$ и определяя из (3) и (4) значения производных $\left| \frac{\partial c}{\partial y} \right|_1$ и $\left| \frac{\partial c}{\partial y} \right|_2$, преобразуем уравнение (5), предварительно трансформируя его в плоскость переменных¹ ξ , η :

$$\frac{D_{\infty} \{ [\operatorname{erf}(\varphi \sqrt{\operatorname{Pr}})] \}^2}{L^2 \{ 1 - [\operatorname{erf}(\varphi \sqrt{\operatorname{Pr}})]^2 \}} \{ c_{+\infty} [1 + \operatorname{erf}(\varphi_{\phi} \sqrt{\operatorname{Pr}})] - (c_{\delta_1} + c_{\delta_2}) - \operatorname{erf}(\varphi_{\phi} \sqrt{\operatorname{Pr}}) (c_{\delta_1} - c_{\delta_2}) \} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right)^2 = k_0 c \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \quad (9)$$

Поскольку c_{δ_1} и c_{δ_2} — малые величины и $\operatorname{erf}(\varphi_{\phi} \sqrt{\operatorname{Pr}}) < 1$, членом $\operatorname{erf}(\varphi_{\phi} \sqrt{\operatorname{Pr}}) \cdot (c_{\delta_1} - c_{\delta_2})$ можно пренебречь. Кроме того, при исследовании процесса вблизи верхнего стационарного уровня, т. е. в области интенсивного горения, можно определить значение константы скорости реакции по температуре T_{δ} .

С учетом принятых допущений уравнению (9) можно придать вид

$$\psi_1 = \frac{\tau_{gk}}{\tau_{gk} + \frac{\theta_{\delta} - \theta_{\infty}}{\theta_a - \theta_{\delta}} e^{\frac{1}{\theta_{\delta}}}}, \quad (10)$$

¹ Здесь и в дальнейшем принято $T_{\pm\infty} = T_{\infty}$, $\operatorname{erf}(\varphi_{i,\phi} \sqrt{\operatorname{Pr}}) \approx \operatorname{erf}(\varphi_{\phi} \sqrt{\operatorname{Pr}})$, $[\operatorname{erf}(\varphi_i \sqrt{\operatorname{Pr}})]'_{\phi} \approx [\operatorname{erf}(\varphi \sqrt{\operatorname{Pr}})]'_{\phi}$.

где $\psi = 1 - \frac{c}{c_g}$ — коэффициент полноты сгорания; c_g — концентрация топлива в слое δ при отсутствии реакции; $\theta = \frac{RT}{E}$;

$$\tau_{gk} = \frac{\tau_g}{\tau_k}; \quad \tau_g = \frac{L^2}{D_\infty} \frac{1 - \operatorname{erf}(\varphi_\Phi \sqrt{\operatorname{Pr}})}{\{[\operatorname{erf}(\varphi \sqrt{\operatorname{Pr}})]'\} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \eta}\right)^2},$$

$$\tau_k = \frac{1}{k_\nu}.$$

Уравнение теплового баланса (5) после подстановки выражений производных $\frac{\partial T}{\partial y}$ и $\frac{\partial c}{\partial y}$ из (3), (4) можно переписать в виде

$$\psi_2 = \frac{1}{\vartheta} (\theta_\delta - \theta_\infty), \quad (11)$$

где

$$\vartheta = \frac{qc_{+\infty} R}{c_p E} 0,5 [1 + \operatorname{erf}(\varphi_\Phi \sqrt{\operatorname{Pr}})].$$

Совместное решение уравнений (10), (11) позволяет определить стационарные значения θ_δ и c_δ и, следовательно, значение полноты сгорания и толщины зоны реакции δ .

3. Следуя [6], рассмотрим ход кривых $\psi_1(\theta_\delta)$ и $\psi_2(\theta_\delta)$ в диаграмме $\psi - \theta$ и определим значения параметров, отвечающих стационарным режимам горения и критическим условиям воспламенения и потухания. Из рис. 2 видно, что зависимость $\psi_1(\theta)$ имеет сложный характер. В области $\theta_\delta > \theta_\infty$ при увеличении θ_δ наблюдается вначале снижение, а затем рост $\psi_1(\theta_\delta)$ до максимальной величины (при $\theta_\delta \approx \frac{\theta_a}{1 + \theta_a}$).

Дальнейшее увеличение температуры приводит к снижению $\psi_1(\theta_\delta)$ вплоть до нуля при $\theta_\delta \rightarrow \theta_a$. Зависимость $\psi_2(\theta_\delta)$ линейна.

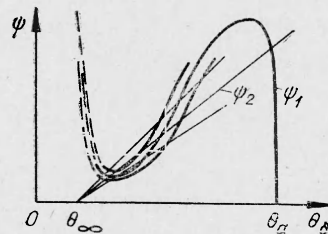


Рис. 2.

Как известно, стационарным уровням процесса горения отвечают точки пересечения кривых $\psi_1(\theta_\delta)$ и $\psi_2(\theta_\delta)$. На первый взгляд может показаться, что существует такая область изменения параметров, в которой с увеличением температуры в зоне горения происходит снижение полноты сгорания. В действительности такой физически не реальный процесс не вытекает из решения задачи. Это нетрудно показать, исследуя характер результирующей кривой $\psi_{ст}(\theta_\delta)$. Учитывая, что $\vartheta = \theta_a - \theta_\infty$, решим совместно уравнения (10) и (11). В результате получим следующее выражение для определения стационарных значений полноты сгорания:

$$\psi_{ст} = \frac{1}{1 + \frac{1}{\sqrt{\tau_{дк}}} l \frac{1}{\theta_\delta}}. \quad (12)$$

¹ Заметим, что в рамках принятой модели анализ процесса горения в области низких температур носит условный характер, поскольку при $\theta_\delta \rightarrow \theta_\infty$ толщина зоны реакции соизмерима с толщиной зоны смешения ($\delta/L \sim 1$).

Из выражения (12) видно, что при увеличении температуры θ_0 всегда растет полнота сгорания $\psi_{ст}$. Поскольку при конечной скорости реакции $\tau_{gk} \neq \infty$, а $\theta_0 < \theta_a$, значение $\psi_{ст} < 1$.

Запишем также соотношение, связывающее толщину зоны реакции с температурой горения:

$$\delta = \sqrt{\frac{D_\infty}{k_0} \frac{\theta_0}{\theta_\infty} l^{\frac{1}{2\theta_0}} [1 - \operatorname{erf}(\varphi_\phi \sqrt{\operatorname{Pr}})]^{-0,5}}. \quad (13)$$

Из (13) видно, что при $k_0 \rightarrow \infty$ зона реакции вырождается в математическую поверхность. Этому предельному случаю отвечает диффузионный режим горения.

Полученное выражение качественно согласуется с приведенным ранее из соображений размерности и позволяет определить численные значения δ . Оценки, проведенные для условий горения углеводородных топлив ($k_0 \sim 10^8 - 10^{10} \text{ сек}^{-1}$, $E \sim 4 \cdot 10^4 \text{ ккал/м} \cdot \text{град}$, $D \sim 15 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{сек}$), показывают, что толщина зоны реакции δ достаточно мала (порядка $10^{-1} \div 1 \text{ мм}$).

4. Определим также критические значения параметров. Из условия равенства $\psi_1(\theta_0) = \psi_2(\theta_0)$ и $\psi'_1(\theta_0) = \psi'_2(\theta_0)$ получим следующее выражение для критического значения полноты сгорания $\psi_{кр}$:

$$\psi_{кр} = 1 - \frac{2\theta_0^2}{\theta_0 - \theta_\infty}. \quad (14)$$

Используя соотношения (1) и (14), можно записать выражение, связывающее критическую температуру с теплотворностью топлива и начальной температурой газа:

$$\theta_{кр} = 0,5 \left\{ \frac{2\theta_\infty + \vartheta}{1 + 2\vartheta} \left[1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{\theta_\infty(\theta_\infty + \vartheta)}{(2\theta_\infty + \vartheta)^2} (1 + 2\vartheta)} \right] \right\}, \quad (15)$$

В этом выражении знак плюс перед радикалом соответствует потуханию, минус — воспламенению.

Исходя из соотношения (15), оценим порядок величины температуры воспламенения. Полагая начальную температуру газа θ_∞ достаточно малой, так что $4 \frac{\theta_\infty(\theta_\infty + \vartheta)(1 + 2\vartheta)}{(2\theta_\infty + \vartheta)^2} < 1$, представим радикал в выражении (15) в виде ряда. Ограничиваясь первыми членами разложения, получим

$$\theta_b = \frac{\theta_\infty(\theta_\infty + \vartheta)}{(\vartheta + 2\theta_\infty)} + \frac{\theta_\infty^2(\theta_\infty + \vartheta)^2}{(2\theta_\infty + \vartheta)^3} (1 + 2\vartheta).$$

Для высококалорийных топлив будем иметь

$$\frac{\theta_b - \theta_\infty}{\theta_b} \approx 2\theta_\infty.$$

Критическое значение параметра τ_{gk} определим из уравнений (12) и (14):

$$\tau_{кр} = \left(\frac{\theta_0 - \theta_\infty - 2\theta_0^2}{2\theta_0^2} \right)^2 \exp\left(\frac{1}{\theta_0}\right).$$

Таким образом, в рамках модели конечной зоны реакции удастся определить выражения всех характеристик процесса, соответствующих стационарным режимам горения и критическим условиям воспламенения и потухания.

В заключение отметим, что, определив по (13) толщину зоны горения, можно найти связь между величиной эффективной постоянной k_0' в квазигетерогенной модели [3, 5] и значением k_0 для реакции в объеме $k_0' = k_0 \delta$. Из последнего соотношения и уравнения (13) видно, что в общем случае эффективное значение предэкспоненциального множителя квазигетерогенной реакции k_0' зависит от ряда параметров, определяющих процесс горения. Возможность использования в расчете допущения о постоянстве k_0 определяется слабым изменением температуры в зоне реакции при переходе от устойчивого горения к потуханию.

Расчет по схеме конечной зоны реакции может быть выполнен и для ряда других аэродинамических схем горения неперемешанных газов. Во всех случаях полученные в результате расчета выражения позволяют оценить значение характерных параметров процесса и, в частности, проверить допустимость применения как самой расчетной схемы, так и квазигетерогенной.

Поступила в редакцию
13/III 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. S. P. Burke, T. E. W. Schumann. Diffusion flame Ind. Chem., 1928. 20, 10.
2. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. Физматгиздат, 1960.
3. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. «Энергия», 1968.
4. Е. С. Шетников. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
5. Л. Ю. Артюх, Л. А. Вулис и др. Сб. «Тепло- и массоперенос». Т. 3, Госэнергоиздат, 1960.
6. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. Госэнергоиздат, 1954.

УДК 536.46+532.507

ДЛИНА ТУРБУЛЕНТНОГО ГАЗОВОГО ПЛАМЕНИ В НЕПОДВИЖНОМ ВОЗДУХЕ РАЗЛИЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Ю. М. Аннушкин, В. А. Сосунов
(Москва)

Задачи на расчет длин диффузионных факелов в практике встречаются часто. Наиболее простой и удачной аналитической зависимостью для определения длины открытых турбулентных газовых пламен считается формула Хауторна, Уиделла и Хоттеля [2]:

$$L_{\Phi}^0 = \frac{L_{\Phi}}{d_c} K (1 + L_0) \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_s}}, \quad (1)$$