

## О ПОТУХАНИИ ДИФФУЗИОННОГО ПЛАМЕНИ ПРОТИВОНАПРАВЛЕННЫХ СТРУЙ

Г. И. Сивашинский (Москва)

Исследовано условие потухания диффузионного пламени, образующегося двумя противоположно направленными соосными газовыми струями, одна из которых содержит окислитель, а другая — горючее. С увеличением скорости подвода вещества в зону реакции поток тепла из зоны реакции, идущий на нагревание подводимых реагентов, начинает превышать количество тепла, выделяемого в зоне химической реакции. При некотором критическом потоке вещества высокотемпературный режим горения становится неосуществимым. Реакция переходит к другому возможному режиму — низкотемпературному медленному окислению гомогенной смеси, образующейся при диффузионном смешивании исходных реагирующих компонент.

Поттер и Батлер [1] проводили опыты по затуханию диффузионного пламени, образующегося двумя противоположно направленными соосными газовыми струями, одна из которых содержит окислитель, а другая — горючее. При достаточно больших массовых скоростях набегающих потоков диффузионное пламя разрушается на оси симметрии. Это вызвано тем, что с увеличением скорости подвода вещества в зону реакции поток тепла из зоны реакции, идущий на нагревание подводимых реагентов, начинает превышать количество тепла, выделяемого в зоне химической реакции. Таким образом, при некотором критическом потоке вещества высокотемпературный режим горения становится неосуществимым. Реакция переходит к другому возможному, низкотемпературному, медленному окислению гомогенной смеси, образующейся при диффузионном смешивании исходных реагирующих компонент. Сполдинг [2] нашел критическое условие, определяющее скорость струй, при которой происходит потухание диффузионного пламени из-за слишком интенсивного подвода вещества в зону реакции. Расчет проводился численными методами. Задача ставилась с учетом как термодиффузионных, так и гидродинамических эффектов (распределение скоростей в соударяющихся струях). Ниже предлагается более простая модель для получения описанного выше эффекта, фактически исключающая рассмотрение гидродинамики противонаправленных струй. Для рассматриваемых ниже величин введем следующие обозначения:  $x$  — координата, отсчитываемая вдоль оси струи ( $x = 0$  соответствует месту соударения струй);  $y$  — координата, отсчитываемая по направлению, ортогональному к оси струи;  $u, v$  — компоненты скорости газа;  $d$  — диаметр невозмущенной части струи;  $\rho$  — плотность газа;  $c_p$  — теплоемкость;  $D, \kappa$  — соответственно коэффициенты диффузии и теплопроводности;  $T$  — температура;  $a, b$  — концентрации реагирующих компонент.

Предполагаем, что горение происходит без потерь тепла на нагревание окружающей среды, и поверхность струи непроницаема для вещества, т. е. на поверхности струи имеем

$$\frac{dT}{dn} = 0, \quad \frac{da}{dn} = \frac{db}{dn} = 0 \quad (1)$$

где  $n$  — нормаль к поверхности струи.

Распределение скоростей в соударяющихся струях возьмем в виде

$$\rho u = \begin{cases} \rho_0 u_0 H(x), & |y| \leq d/2 \\ 0, & |y| > d/2 \end{cases}, \quad \rho v = \begin{cases} 2y u_0 \rho_0 \delta(x), & |y| \leq d/2 \\ (du_0 \rho_0 \delta(x)), & |y| > d/2 \end{cases} \quad (2)$$

Здесь  $H(x) = \pm 1$  соответственно при  $x < 0$  и  $x > 0$ ,  $\delta(x)$  —  $\delta$ -функция.

Если брать распределение скоростей из гидродинамической задачи о соударяющихся струях, то существенное искривление линий тока будет происходить на расстоянии  $\sim d$  от места соударения струй. Предполагаемая схема (2), очевидно, может служить приближением для предельного случая тонкой струи ( $d \ll D / \rho_0 u_0, \kappa / \rho_0 u_0 c_p$ ).

В области  $|y| \leq d/2$  уравнения диффузии и теплопроводности примут вид

$$\begin{aligned} c_p u_0 \rho_0 \left( H(x) \frac{\partial T}{\partial x} + 2y \delta(x) \frac{\partial T}{\partial y} \right) &= \kappa \Delta T + Qq \\ u_0 \rho_0 \left( H(x) \frac{\partial T}{\partial x} + 2y \delta(x) \frac{\partial a}{\partial y} \right) &= D \Delta a - q \quad u_0 \rho_0 \left( H(x) \frac{\partial b}{\partial x} + 2y \delta(x) \frac{\partial b}{\partial y} \right) = D \Delta b - q \quad (3) \\ q &= kab \exp(-E/RT) \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь  $q$  — скорость химической реакции,  $Q$  — тепловой эффект реакции,  $k$  — предэкспоненциальный множитель,  $E$  — энергия активации,  $R$  — газовая постоянная.

При  $|y| = d/2$  из условий (1) имеем

$$\partial T / \partial y = 0, \quad \partial a / \partial y = \partial b / \partial y = 0 \quad (x \neq 0) \quad (5)$$

Хотя распределение скоростей зависит от  $y$  (2), структура уравнений (3) и граничных условий (5) позволяет искать профили температуры и концентраций, не зависящими от  $y$ . Очевидно, что получаемый ниже результат не будет зависеть также и от  $d$ .

Таким образом, задача сводится к одномерной. Система уравнений диффузии и теплопроводности примет вид

$$c_p u_0 \rho_0 H(x) \frac{dT}{dx} = \kappa \frac{d^2 T}{dx^2} + Q \dot{q}, \quad u_0 \rho_0 H(x) \frac{da}{dx} = D \frac{d^2 a}{dx^2} - q, \quad u_0 \rho_0 H(x) \frac{db}{dx} = D \frac{d^2 b}{dx^2} - q$$

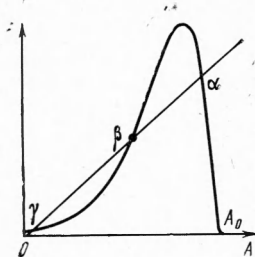
$$\text{Граничные условия (условия в набегающем потоке)} \quad (6)$$

$$T(\pm\infty) = T_0, \quad a(-\infty) = a_0, \quad a(+\infty) = b(-\infty) = 0, \quad b(+\infty) = b_0 \quad (7)$$

Рассмотрим предельный случай такой кинетики реакции, при которой ширина зоны реакции много меньше зоны, обусловленной эффектами переноса. В этом приближении положим

$$q = J \delta(x), \quad J = k \int_{-\infty}^{\infty} ab \exp(-E/RT) dx \quad (8)$$

Для простоты ограничимся рассмотрением случая  $a_0 = b_0$ . Тогда в силу симметрии  $b(x) = a(-x)$ . Итак, зона реакции рассматривается как поверхность разрыва потоков тепла и вещества. Причем температура и концентрация при переходе через  $x = 0$  остаются непрерывными



$$da/dx_+ - da/dx_- = J/D, \quad a_+ = a_- \quad (9)$$

$$dT/dx_+ - dT/dx_- = -JQ/\kappa, \quad T_+ = T_-$$

Из системы уравнений (6), используя (7), (9), имеем

$$T_{\pm} = T_0 + A \exp(\pm c_p u_0 \rho_0 x / D)$$

$$a_- = a_0 + B \exp(u_0 \rho_0 x / D)$$

$$a_+ = (a_0 + B) \exp(-u_0 \rho_0 x / D)$$

Отсюда, используя (8), (9) после несложных преобразований, получаем соотношение для определения  $A$

$$(u_0 \rho_0)^2 A = F(A)$$

$$F(A) = kD \left( \frac{a_0 Q \kappa}{2c_p} - A \right) \int_0^1 \left( a_0 - \frac{a_0}{2} z + \frac{Ac_p}{kQ} z \right) \exp(-E/RT^*) dz$$

$$T^* = T_0 + Az \frac{Dc_p}{x}$$

Качественный вид функции  $F(A)$  для случая  $E/RT_0 \gg 1$  представлен на фигуре, где  $A_0 = a_0 Q \kappa / 2c_p$ .

Точки  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  соответствуют решению уравнения (13). Точка  $\alpha$  соответствует высокотемпературному устойчивому режиму протекания реакции, который осуществим при достаточно малой скорости подвода вещества. Из фигуры видно, что погасание диффузионного пламени происходит при некоторой высокой конечной температуре.

Точка  $\beta$  соответствует неустойчивому режиму горения. Точка  $\gamma$  соответствует низкотемпературному режиму протекания реакции. При достаточно сильном подводе вещества в зону реакции, режим соответствующий точке  $\gamma$ , является единственно возможным. Заметим, что при низкотемпературном режиме окисления ширина зоны реакции становится сравнимой с шириной зоны, обусловленной эффектами переноса, и для описания этого режима подход, основанный на предположении узости зоны химической реакции, является уже непригодным.

Автор благодарит Г. И. Баренблатта, Ю. С. Рязанцева и В. Б. Либровича за обсуждение и ценные советы.

Поступила 13 V 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Potter A. E., Butler J. N. A novel combustion measurement based on the extinguishment of diffusion flames. ARS Journal, 1959, vol. 29, № 1, pp. 54—56.
2. Spalding D. B. A theory of mixing and chemical reaction in the opposed-jet diffusion flames. ARS Journal, 1961, vol. 31, № 6. (Рус. перев.: Теория смешения и кинетики химических реакций в диффузионном пламени противонаправленных струй. Ракетн. техн. сб. перев. и обз. ин. период. лит., 1961, № 6.)