

ной по горизонтальному. Поскольку введение поправки на конвекцию не представляется возможным, диапазон использованных давлений и добавок воды ограничивался условием $S \geq S_c$.

Поступила в редакцию
4/III 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Делягин. Сб. «Новые методы сжигания топлив и вопросы теории горения». М., «Наука», 1965, стр. 72.
2. Н. Чирков. Докл. АН СССР, 1944, XV, 6.
3. D. K. Kuehe. ARS, J., 1962, 32, 11.
4. В. С. Бабкин, Л. С. Козаченко, И. Л. Кузнецов. ПМТФ, 1964, 3.
5. В. С. Бабкин, Л. С. Козаченко, ФГВ, 1966, 2, 3.
6. H. C. Hottel, G. C. Williams, C. N. Satterfield. Thermodynamic charts for combustion processes. N. Y.—London, 1956.
7. I. Fellsand A. G. Rutherford. Combustion and Flame, 1969, 13, 2.

УДК 536.46

АЭРОДИНАМИКА ЛАМИНАРНЫХ ДИФФУЗИОННЫХ ПЛАМЕН

Л. П. Ярин
(Ленинград)

Для процесса напряженного горения неперемешанных газов характерно наличие выраженного фронта пламени, разграничивающего поле течения на две области, в одной из которых присутствуют топливо и продукты сгорания, а во второй — окислитель и продукты сгорания. Структуре такого факела отвечают совершенное смешение компонентов и бесконечно большая скорость химической реакции на фронте пламени. Наличие в каждой из двух областей только одного реагента позволяет эффективно использовать модель Бурке — Шумана — Зельдовича [1, 2] для определения основных характеристик газового факела [3, 4]. Ниже в рамках этой же модели рассматривается аэродинамика ряда характерных типов прямоструйных ламинарных газовых пламен — свободного, полуограниченного и распространяющегося в спутном однородном потоке. Решение проводится в рамках теории пограничного слоя на основе обобщенной схемы расчета диффузионного факела [4].

1. Рассмотрим аэродинамику плоского ламинарного факела, образующегося при истечении струи газа из узкой и достаточно протяженной щели. Будем полагать, что давление постоянно во всей области течения, $\mu = \text{const}$, а число Льюиса равно единице. Последнее позволяет ограничиться решением только динамической и диффузионной задачи. Не будем также учитывать изменение молекулярного веса в процессе реакции.

При принятых допущениях задача сводится к интегрированию следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho V \frac{\partial u}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho V}{\partial y} = 0, \\ \rho u \frac{\partial \widetilde{\Delta c}}{\partial x} + \rho V \frac{\partial \widetilde{\Delta c}}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D \frac{\partial \widetilde{\Delta c}}{\partial y} \right); \end{aligned} \quad (1)$$

с граничными условиями:

$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \widetilde{\Delta c}}{\partial y} = 0 \text{ при } y = 0; \quad u = 0, \quad \widetilde{\Delta c} = 0 \text{ при } y \rightarrow \infty,$$

где $\widetilde{\Delta c} = \bar{c}_1 - \bar{c}_2 + 1$, $\bar{c}_1 = \frac{c_1}{c_{2,\infty}} \Omega$, $\bar{c}_2 = \frac{c_2}{c_{2,\infty}}$ — соответственно

концентрация топлива и окислителя; Ω — стехиометрический коэффициент.

Запишем также интегральные соотношения, заменяющие начальные условия.

$$\int_0^{\infty} \rho u^2 dy = I_0; \quad \int_0^{\infty} \rho u \widetilde{\Delta c} dy = G_0 \quad (I_0, G_0 - \text{const}).$$

Совершая переход в плоскость переменных $\xi = x$, $h = \int_0^y \rho dy$, будем искать автомодельное решение системы уравнений (1) в виде:

$$\frac{u}{u_m} = F'(\psi), \quad \frac{\widetilde{\Delta c}}{\widetilde{\Delta c}_m} = \pi(\psi), \quad u_m = A \xi^\alpha, \quad \widetilde{\Delta c} = \Gamma \xi^\gamma, \quad \psi = B \eta \xi^\beta$$

(A, B, Γ — постоянные, определяемые интегральными характеристиками струи I_0, G_0 ; $\alpha = \gamma = \beta/2 = -\frac{1}{3}$). При этом выражения, определяющие значения искомых функций, имеют вид [5]:

$$F'(\psi) = (\text{Ch } \psi)^{-2}, \quad \pi(\psi) = (\text{Ch } \psi)^{-2Pr}. \quad (2)$$

Учитывая (2), запишем, следуя [4], соотношения определяющие распределение концентрации в поперечных сечениях факела:

$$\frac{c_1}{c_{1,m}} = \frac{(\text{Ch } \psi_\phi)^{2Pr} - (\text{Ch } \psi)^{2Pr}}{(\text{Ch } \psi)^{2Pr} [(\text{Ch } \psi_\phi)^{2Pr} - 1]} \quad (3)$$

— для внутренней области факела и

$$\frac{c_2}{c_{2,\infty}} = 1 - \left(\frac{\text{Ch } \psi_\phi}{\text{Ch } \psi} \right)^{2Pr} \quad (4)$$

— для внешней области¹.

Вводя в качестве характерного масштаба длину факела l_ϕ , запишем уравнение, определяющее изменение концентрации топлива по оси факела, и уравнение, связывающее координаты фронта пламени:

$$\bar{c}_{1,m} = (1 - \bar{\xi}^{1/3}) \bar{\xi}^{-1/3}, \quad (5)$$

$$\bar{\xi}^{1/3} (\text{Ch } \psi_\phi)^{-2Pr} = 1, \quad (6)$$

где $\bar{\xi} = \xi/l_\phi$; $\bar{c}_{1,m} = \frac{c_{1,m}}{c_{1,0}}$; $c_{1,0}$ — некоторый масштаб концентрации.

Если совершить переход от струи источника к струе конечного размера, обладающей такими же интегральными характеристиками, и при-

¹ Здесь и в дальнейшем индекс «ф» указывает значение величин на фронте пламени.

нять, что начальная концентрация топлива на выходе из эффективного сопла равна $c_{1,0}$, то при истечении горючего без инертных примесей ($c_{1,0}=1$) расчет $\bar{c}_{1,m}$ по уравнению (5) может быть выполнен лишь в области изменения ξ от 0,125 до 1. Это ограничение отражает особенность автомодельного решения, не позволяющего проводить расчет в окрестности сопла.

Изменение температуры по оси факела найдем из условия подобия профилей полной энтальпии и обобщенной концентрации

$$\frac{\Delta I_m}{\Delta I_0} = \frac{\widetilde{\Delta c}_m}{\widetilde{\Delta c}_0}, \quad (I = i + qc),$$

откуда:

$$i_m - i_\infty = \frac{q_1 c_{1,0}}{1 + \beta} \left(\frac{c_{1,m}}{c_2} \Omega + 1 \right) - q_1 c_{1,m}, \quad (7)$$

где q — теплотворная способность топлива; $\beta = \frac{c_{1,0}}{c_{2,\infty}} \Omega$. Используя (3)

и (6) и учитывая, что $i_\phi - i_\infty = \frac{q_1 c_{1,0}}{1 + \beta}$, преобразуем уравнение (7) к виду

$$i_m - i_\infty = (i_\phi - i_\infty) [2 - (\text{Ch } \psi_\phi)^{2\text{Pr}}]. \quad (8)$$

Соотношения (2) — (8) позволяют определить аэродинамические характеристики факела в том случае, когда найдена его длина. Последняя определяется из условия равенства потенциальной химической энергии источника суммарному потоку теплосодержания, проходящему через поперечное сечение факела, соответствующее значению координаты $x = l_\phi$ [6].

На рис. 1 показано изменение скорости, температуры и концентрации вдоль оси факела. Кривые носят универсальный характер, так как относятся к различным условиям истечения — различным начальным значениям концентрации топлива, концентрации окислителя в окружающем пространстве, числа Re и т. д. Возможность такого обобщения связана с выбором в качестве характерного масштаба длины факела. Очевидно, что при таком нормировании влияние параметров сказывается на длине факела, играющей роль основной масштабной характеристики диффузионного факела.

Распределение характерных величин в поле течения плоского ламинарного факела показано на рис. 2 и 3¹. На них приведены поля скоростей и температур плотности тока и плотности потока импульса, а также нанесены (см. рис. 2) линии тока и линия фронта пламени. Из графиков видно, что в рамках принятой схемы расчета имеет место разрыв производных от плотности потока импульса на фронте пламени. Однако, как показывают расчеты, в диффузионном факеле изменение $(\rho u^2)'$ на фронте незначительно, что позволяет при приближенных расчетах полагать профили ρu^2 гладкими. Это широко используется при расчете турбулентных диффузионных пламен [3].

Влияние ряда параметров на конфигурацию факела иллюстрирует рис. 4. Из графика видно, что уменьшение начальной концентрации топлива приводит к сокращению факела и уменьшению его ширины². Заметное влияние оказывают также величина числа Pr и скорость истечения газа.

¹ $\varphi = Vy \cdot x^\beta$.

² Для удобства сопоставления данных при различных величинах продольные координаты отнесены к длине факела при $c_{1,0} = 1$, а конечные к y_{\max} при $c_{1,0} = 1$.

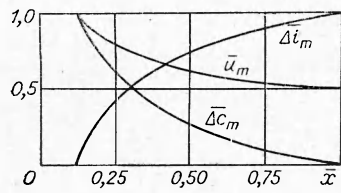


Рис. 1. Изменение скорости, температуры и концентрации топлива вдоль оси факела.

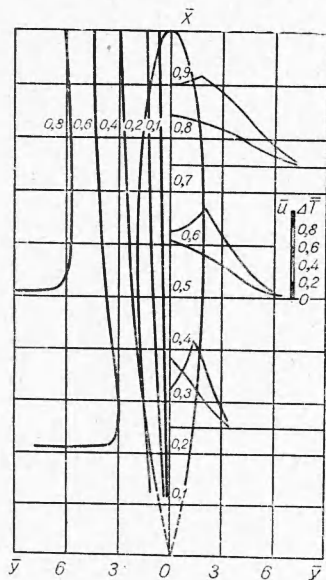


Рис. 2. Распределение скорости и температуры в плоском ламинарном факеле ($c_{1,0} = 1, c_{2,\infty} = 0,23, Pr = 1, T_{\phi}/T_{\infty} = 7,17$)

2. Полуограниченный факел. Как известно, аэродинамике полуограниченного факела присущи особенности, характерные как для свободного пограничного слоя, так и для пограничного слоя у твердой поверхности. Следует отметить, что в зависимости от вида граничных условий на стенке ($\lambda \frac{\partial T}{\partial y} = 0, \lambda \frac{\partial T}{\partial y} = f(x), T_w = \text{const}$) изменяется не только схема решения, но и сама постановка задачи о горении факела. Так, в частности, условие $T_w = \text{const}$ нельзя совместить с основным допущением теории диффузионного горения — постоянством температуры на фронте пламени. Действительно, в вершине факела, т. е. в той точке, где происходит замыкание фронта на поверхность твердого тела, должны выполняться одновременно два условия $T = T_w$ и $T = T_{\phi}$, которые при произвольном задании температуры стенки, очевидно, несовместимы. Поэтому решение задачи о горении полуограниченного факела при $T_w = \text{const}$ может быть получено лишь при учете кинетики процесса, когда изменение температуры вдоль фронта определяется тепловым режимом горения. Заметим, что при интенсивном теплоотводе и соответственно резком переохлаждении зоны реакции горение в вершине факела может перейти из диффузионной области в кинетическую. В результате в этой области течения будет отсутствовать выраженный фронт пламени.

Не рассматривая общей постановки задачи, ограничимся обсуждением результатов, относящихся к частному случаю горения газа вблизи адиабатической стенки. При решении задачи о диффузионном горении при струйном обтекании нетеплопроводной пластины необходимо интегрировать систему уравнений (1) с учетом следующих граничных и интегральных условий:

$$u = 0, \quad \frac{\partial \tilde{\Delta}c}{\partial y} = 0 \text{ при } y = 0; \quad u = 0, \quad \tilde{\Delta}c = 0 \text{ при } y \rightarrow \infty;$$

$$\int_0^{\infty} \rho u^2 \left(\int_0^y \rho u dy \right) dy = \text{const}, \quad \int_0^{\infty} \rho u \tilde{\Delta}c dy = \text{const}.$$

Полагая $\frac{u}{u_m} = F'(\psi)$, $u_m = A \xi^{\alpha}$ и т. д., запишем решение уравнений движения и диффузии в виде [5, 7]:

$$\psi = \frac{1}{2F_{\infty}} \ln \frac{F + \sqrt{F \cdot F_{\infty}} + F_{\infty}}{(\sqrt{F} - \sqrt{F_{\infty}})^2} + \frac{\sqrt{3}}{F_{\infty}} \left\{ \text{arctg} \frac{2\sqrt{F} + \sqrt{F_{\infty}}}{\sqrt{3F_{\infty}}} - \text{arctg} \frac{1}{\sqrt{3}} \right\}, \quad (9)$$

$$\pi(\psi) = \exp \left(-Pr \int_0^{\psi} F d\psi \right). \quad (10)$$

Используя эти соотношения, запишем выражения, описывающие распределение концентраций реагентов и температуры в поперечных сечениях факела:

$$\frac{c_1}{c_{1,m}} = \frac{i - i_\Phi}{i_m - i_\Phi} = \frac{\exp\left(-\text{Pr} \int_0^\psi F d\psi\right) - \exp\left(-\text{Pr} \int_0^{\psi_\Phi} F d\psi\right)}{1 - \exp\left(-\text{Pr} \int_0^\psi F d\psi\right)}, \quad (11)$$

$$\bar{c}_2 = \frac{i_\Phi - i}{i_\Phi - i_\infty} = 1 - \exp\left[\text{Pr} \left(\int_0^\psi F d\psi - \int_0^{\psi_\Phi} F d\psi \right)\right] \quad (12)$$

— соответственно для внутренней и внешней областей факела. Уравнение, связывающее координаты фронта пламени, имеет вид:

$$\exp\left(-\text{Pr} \int_0^{\psi_\Phi} F d\psi\right) = \bar{\xi}^{1/3}. \quad (13)$$

На рис. 5 показано распределение характерных величин в поле течения полуограниченного факела. Из графика видно, что по мере удаления от устья происходит постепенное сглаживание температурного поля. Резкое сглаживание поля температуры во внутренней области факела связано с повышением температуры стенки по мере удаления от источника. Что касается распределения скорости в поперечных сечениях факела, то оно аналогично распределению скорости в полуограниченных струях без горения. В факеле, как и в струе, продольная компонента вектора скорости имеет максимум, расположенный на некотором расстоянии от стенки. Величина смещения максимума скорости (для фиксированных значений ξ) зависит от тепловыделения в зоне горения — калорийности топлива. Эта связь проявляется неявно в виде зависимости поперечной координаты y от поля плотности и обнаруживается при переходе из плоскости переменных ξ и η в плоскость переменных x и y .

3. Факел в спутном потоке. Наиболее общим типом прямотруйного факела является факел, распространяющийся в спутном потоке. Ему присущи как характерные свойства затопленных газовых пламен, так и некоторые специфические особенности, обусловленные аэродинамикой спутного движения. В частности, в спутном факеле распределение скорости, температуры и концентрации, длина и форма факела зависят не только от начальных значений u , T , c и физико-химических свойств реагентов, но и от соотношения между значениями скорости струи и потока. Существенной (с точки зрения построения расчета) особенностью

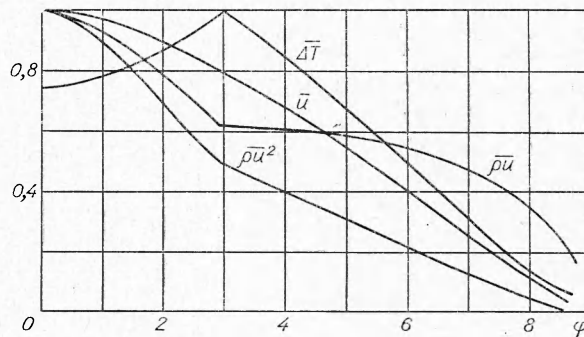


Рис. 3. Распределение скорости, плотности тока, плотности потока импульса и температуры в поперечном сечении плоского ламинарного факела ($\bar{x} = 0,5$; $c_{1,0} = 1$, $c_\infty = 0,23$, $T_\Phi/T_\infty = 7,17$).

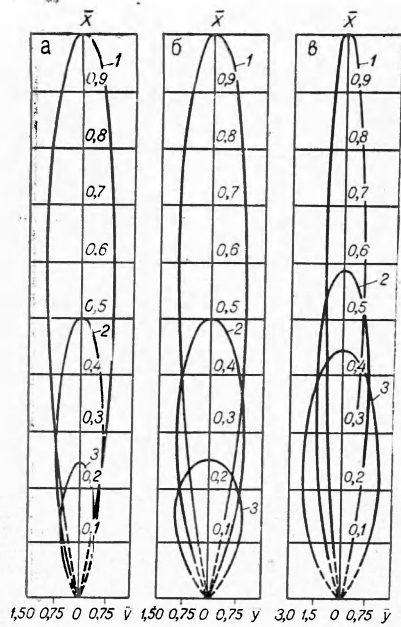


Рис. 4. Конфигурация плоского ламинарного факела.

а) 1 — $\bar{c}=1$; 2 — $\bar{c}=0,8$; 3 — $\bar{c}=0,6$; $Re = \text{const}$, $Pr=1$; б) 1 — $Re=1$, 2 — $Re=0,5$, 3 — $Re=0,25$; $c_{1,0} = \text{const}$, $Pr=1$; в) 1 — $Pr=1$, 2 — $Pr=0,5$, 3 — $Pr=0,25$, $c_{1,0} = \text{const}$, $Re = \text{const}$.

спутного факела является неавтономность течения. В связи с этим для анализа аэродинамики факела, распространяющегося в спутном потоке, используем интегральные методы расчета свободных струй [8].

Запишем уравнения Дородницына и диффузии в переменных Дородницына, объединив их предварительно с уравнением неразрывности:

$$\frac{\partial u(u - u_\infty)}{\partial \xi} + \frac{\partial V(u - u_\infty)}{\partial \eta} = v_\infty \frac{\partial^2 (u - u_\infty)}{\partial \eta^2}, \quad (14)$$

$$\frac{\partial u \tilde{\Delta c}}{\partial \xi} + \frac{\partial V \tilde{\Delta c}}{\partial \eta} = D_\infty \frac{\partial^2 \tilde{\Delta c}}{\partial \eta^2}, \quad (15)$$

и представим искомые функции $u \Delta u$ и $u \tilde{\Delta c}$ в виде:

$$u(u - u_\infty) = \sum_0^n a_n y^n, \quad u \tilde{\Delta c} = \sum_0^n b_n y^n,$$

где u_∞ — скорость спутного потока.

Ограничиваясь в дальнейшем полиномами третьей степени, определим значение коэффициентов из условий на оси и внешней границе пограничного слоя:

$$\frac{\partial u(u - u_\infty)}{\partial \eta} = 0, \quad u_m \frac{d(u_m - u_\infty)}{d\xi} = v_\infty \left. \frac{\partial^2 (u - u_\infty)}{\partial \eta^2} \right|_{\eta=0},$$

$$\frac{\partial u \tilde{\Delta c}}{\partial \eta} = 0 \text{ при } \eta = 0,$$

$$u(u - u_\infty) = 0, \quad u \tilde{\Delta c} = 0, \quad \frac{\partial u(u - u_\infty)}{\partial \eta} = 0, \quad \frac{\partial u \tilde{\Delta c}}{\partial \eta} = 0 \text{ при } \eta = \delta,$$

где δ — толщина пограничного слоя.

В результате получим:

$$u(u - u_\infty) = - \frac{(2u_m - u_\infty) u_m}{\sigma v_\infty} \frac{d(u_m - u_\infty)}{d\xi} \delta^2 F(\bar{\eta}), \quad (16)$$

$$u \tilde{\Delta c} = u_m \tilde{\Delta c}_m F(\bar{\eta}), \quad (17)$$

где $F(\bar{\eta}) = 1 - 3\bar{\eta}^2 + 2\bar{\eta}^3$, $\bar{\eta} = \frac{\eta}{\delta}$.

Полагая в (16) $\bar{\eta}=0$, получим уравнение, связывающее значение скорости на оси с толщиной пограничного слоя:

$$u_m - u_\infty = \frac{-2u_m + u_\infty}{6v_\infty} \frac{d(u_m - u_\infty)}{d\xi} \delta^2. \quad (18)$$

Из условия сохранения избыточного импульса $2 \int_0^{\delta} \rho u (u - u_{\infty}) dy = I_0$.

будем иметь:

$$u_m (u_m - u_{\infty}) = \frac{I_0}{2\delta \rho \int_0^{\delta} F(\bar{\eta}) d\bar{\eta}}. \quad (19)$$

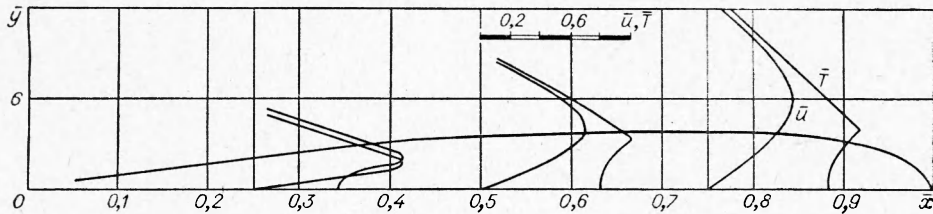


Рис. 5. Распределение скорости и температуры в полуограниченном факеле ($c_{1,0} = 1$, $c_{2,\infty} = 0,23$, $T_{\phi}/T_{\infty} = 7,17$).

С учетом этого соотношения уравнение (18) может быть записано в виде:

$$d\bar{\xi} = \frac{R_0}{12} \left\{ \sqrt{\bar{\delta}} \sqrt{m^2 \bar{\delta} + 4(1-m)} + m \bar{\delta} \right\} d\bar{\delta}, \quad (20)$$

где $m = \frac{u_{\infty}}{u_0}$, $\bar{\delta} = \frac{\delta}{L_0}$, $\bar{\xi} = \frac{\xi}{L_0}$, $R_0 = \frac{u_0 L_0}{\nu_0}$, L_0 — высота сопла.

Интегрируя уравнение (20) от $\bar{\xi}_0$ до $\bar{\xi}$ и от 1 до $\bar{\delta}$, получим

$$\begin{aligned} \bar{\xi} - \bar{\xi}_0 = & \frac{R_0}{12} \left\{ \frac{1}{2m^3} \left(m \sqrt{\bar{\delta}} [m^2 \bar{\delta} + 4(1-m)]^{1,5} - 2(1-m) \times \right. \right. \\ & \times \left. \left[m \sqrt{\bar{\delta}} \sqrt{m^2 \bar{\delta} + 4(1-m)} + 4(1-m) \ln \left(m \sqrt{\bar{\delta}} + \sqrt{m^2 \bar{\delta} + 4(1-m)} \right) \right] + \right. \\ & \left. \left. + \frac{m^2 \bar{\delta}^2}{2} \right\} = z(m), \end{aligned} \quad (21)$$

где

$$\begin{aligned} z(m) = & \frac{R_0}{12} \left\{ \frac{1}{2m^3} \left(m [m^2 + 4(1-m)]^{1,5} - 2(1-m) [m \sqrt{m^2 + 4(1-m)} + \right. \right. \\ & \left. \left. + 4(1-m) \ln (m + \sqrt{m^2 + 4(1-m)}) \right] + \frac{m^2}{2} \right\} = \text{длина начального участка.} \end{aligned}$$

При спутном течении длина начального участка является функцией параметра m . Поэтому при вычислении полной длины факела следует учитывать зависимость $\bar{\xi}_0(m)$. Для определения ее запишем интегральные условия в следующем виде (рис. 6):

$$\int_0^{\eta_0} u (u - u_{\infty}) d\eta = \int_0^{\eta_0} u_0 (u_0 - u_{\infty}) d\eta + \int_0^{\eta_0} u (u - u_{\infty}) d\eta, \quad (22)$$

$$\frac{d}{d\bar{\xi}} \left[\int_0^{\eta_0} u_0 (u_0^2 - u_{\infty}^2) d\eta + \int_0^{\eta_0} u (u^2 - u_{\infty}^2) d\eta \right] = -2 \int_0^{\eta_0} \nu_{\infty} \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} \right)^2 d\eta. \quad (23)$$

Полагая $\frac{u(u - u_{\infty})}{u_0(u_0 - u_{\infty})} = F(\bar{\eta})$, после некоторых преобразований получим

$$\bar{\eta}_0 + (\bar{\eta}_\delta - \bar{\eta}_0) \int_0^1 F(\bar{\eta}) d\bar{\eta} = 0,5, \quad (24)$$

$$(1+m) \frac{d\bar{\eta}_0}{d\bar{\xi}} + \Phi_1 \frac{d(\bar{\eta}_\delta - \bar{\eta}_0)}{d\bar{\xi}} = -\frac{1}{2R_0} \Phi_2 \frac{1-m}{\bar{\eta}_\delta - \bar{\eta}_0}, \quad (25)$$

где

$$\Phi_1 = 0,5 \int_0^1 F(\bar{\eta}) [\sqrt{m^2 + 4(1-m)F(\bar{\eta})} + 3m] d\bar{\eta},$$

$$\Phi_2 = \int_0^1 \frac{[F'(\bar{\eta})]}{m^2 + 4(1-m)F(\bar{\eta})} d\bar{\eta}, \quad \bar{\eta} = \frac{\eta - \eta_0}{\eta_\delta - \eta_0}.$$

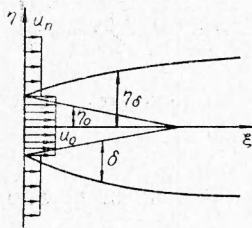


Рис. 6. Схема течения в начальном участке спутного факела.

Определим из (24) производную $\frac{d\bar{\eta}_0}{d\bar{\xi}}$ и подставим ее значение в (25). В результате получим:

$$(\bar{\eta}_\delta - \bar{\eta}_0) \frac{d(\bar{\eta}_\delta - \bar{\eta}_0)}{d\bar{\xi}} = \frac{1}{2R_0} (1-m) \frac{\Phi_2}{(1-m) - \Phi_1}.$$

Проинтегрируем это уравнение с учетом равенства в конце начального участка $\bar{\delta}_0 = 0, \bar{\eta}_\delta = 1$:

$$\bar{\xi}_0 = \frac{R_0}{1-m} \frac{(1+m) - \Phi_1}{\Phi_2}. \quad (26)$$

Система уравнений (19), (21), (26) позволяет определить значение скорости на оси факела. Изменение концентрации топлива по оси найдем из условия сохранения потока обобщенной концентрации:

$$\Delta \tilde{c} = \frac{G_0}{u_m \delta \rho_\infty \int_0^1 F(\bar{\eta}) d\bar{\eta}}.$$

С учетом того, что при $\bar{\xi} = \bar{l}_\phi$ $c_{1,m} = 0$, получим:

$$\bar{c}_{1,m} = \frac{u_m(\bar{l}_\phi) \delta(\bar{l}_\phi)}{u_m(\bar{\xi}) \delta(\bar{\xi})} - 1, \quad (27)$$

где $u_m(\bar{l}_\phi)$ и $\delta(\bar{l}_\phi)$ — соответственно значение скорости и толщины пограничного слоя в конце факела. Используя (19), запишем уравнение (27) в виде:

$$\bar{c}_{1,m} = \frac{\delta(\bar{l}_\phi) \left[m + \sqrt{m^2 + \frac{4(1-m)}{\delta(\bar{l}_\phi)}} \right]}{\delta(\bar{\xi}) \left[m + \sqrt{m^2 + \frac{4(1-m)}{\delta(\bar{\xi})}} \right]}. \quad (28)$$

Распределение концентрации в поперечных сечениях факела имеет вид:

$$c_{1,m} = \frac{F(\bar{\eta}) \frac{u_m}{u} - F(\bar{\eta}_\phi) \frac{u_m}{u_\phi}}{1 - F(\bar{\eta}_\phi)}, \quad (29)$$

$$\bar{c}_2 = 1 - \frac{F(\bar{\eta})}{F(\bar{\eta}_\Phi)} \frac{u_\Phi}{u} \quad (30)$$

— соответственно для внутренней и внешней областей факела. В заключение определим уравнение, связывающее координаты фронта пламени и зависимости длины факела от заданных параметров. Полагая в (17) $\bar{\eta} = \bar{\eta}_\Phi$ ($\bar{c}_1 = 0$) и учитывая, что $u(\bar{\eta}_\Phi) = u(\bar{l}_\Phi)$, получим:

$$F(\bar{\eta}_\Phi) \frac{\delta(\bar{l}_\Phi)}{\delta(\bar{\xi}_\Phi)} = 1. \quad (31)$$

Из равенства потенциальной химической энергии источника суммарному потоку тепла, проходящему через поперечное сечение факела, соответствующее его концу, имеем¹.

$$u(\bar{l}_\Phi) \delta(\bar{l}_\Phi) = \beta + 1. \quad (32)$$

Используя (19), преобразуем уравнение (32) к виду:

$$\delta(\bar{l}_\Phi) = \frac{(1 + \beta)^2}{1 + \beta m}. \quad (33)$$

Совместное решение уравнений (21), (22) и (33) позволяет определить зависимость $\bar{l}_\Phi = f(\beta, m)$. Полученное решение показывает, что распределение скорости, температуры и концентрации в спутном факеле существенно зависит от соотношения скоростей газовой струи и спутного потока. Величина этого отношения, определяющая в значительной степени интенсивность процесса смешения, оказывает заметное влияние на конфигурацию фронта пламени и длину факела. Увеличение параметра m приводит (в области $m < 1$) к резкому росту длины факела. При скоростях спутного потока, превышающих начальную скорость истечения струи ($m > 1$), имеет место уменьшение \bar{l}_Φ с ростом m .

Для ламинарных диффузионных пламен различных типов характерна линейная зависимость длины факела от числа Рейнольдса. Последнее оказывает заметное влияние на конфигурацию факела, распределение скорости и температуры и концентрации в поле течения. Одним из наиболее существенных факторов, определяющих аэродинамику факела, является соотношение концентраций реагентов и их стехиометрическое соотношение. Примечательно, что для различных типов диффузионных пламен влияние концентраций компонент и Ω на основные характеристики факела отражается единым стехиометрическим комплексом $\beta = \frac{c_{1,0}}{c_{2,\infty}} \Omega$. Изменение β (например, балластировка топлива инертным газом) приводит к резкому изменению размеров факела.

Отметим также, что в принятой постановке может быть исследована аэродинамика горения газа в других видах струйных течений, допускающих автомодельное решение динамической задачи. При этом, как и в приведенных выше примерах, аналитическое решение может быть найдено лишь для частных случаев зависимости коэффициентов переноса от температуры. Это ограничение не является чересчур жестким для качественного исследования влияния основных параметров на характе-

¹ При записи уравнения баланса тепла полагалось, что суммарное тепловыделение в факеле qG_0 существенно превышает начальный поток теплосодержания $qG_0 \gg \rho_0 u_0 \Delta i_0 L_0$.

ристики газовых пламен. Решение задачи в полном объеме с учетом сложных зависимостей $\mu(T)$ и $\lambda(T)$ и т. д. может быть получено, по-видимому, лишь в результате численного решения на ЭВМ.

Поступила в редакцию
29/VII 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. S. P. Bugke. T. E. W. Shumann. Ind. Chem., 1928, 20, 10.
2. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, XIX, 10.
3. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. «Энергия», 1968.
4. Л. П. Ярин. ФГВ, 1969, 5, 2.
5. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. «Наука», 1965.
6. Л. П. Ярин. ФГВ, 1969, 5, 4.
7. Н. И. Акатнов. Тр. ЛПИ, № 5. Техническая гидромеханика, 1953.
8. А. С. Гиневский. Теория турбулентных струй и следов. Машиностроение, 1969.

УДК 534+536.46

О ВЛИЯНИИ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ НА ГАЗОВЫЙ ФАКЕЛ В ОГРАНИЧЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Ю. Я. Борисов, Э. И. Розенфельд, В. Г. Смоленский
(Москва)

Один из возможных методов интенсификации процессов сжигания газа в современных топочных устройствах — наложение на факел акустических высокочастотных полей [1—4]. Однако в настоящее время отсутствует единая трактовка физических основ воздействия акустического поля на турбулентный факел, что объясняется, по-видимому, ограниченным количеством экспериментальных данных.

В данной работе исследуется воздействие акустического поля на турбулентный факел, формирующийся в условиях ограниченного топочного объема, с помощью анализа концентрационных, температурных, акустических полей и характеристик турбулентности в объеме топки.

Природный газ сжигали в цилиндрических водоохлаждаемых топочных камерах (рис. 1), футерованных изнутри слоем шамота толщиной 40 мм, с внутренним диаметром 160 и 275 мм и длиной 5 и 10 калибров.

Газоструйный стержневой излучатель типа ГСИ-4 [5], работающий на сжатом воздухе, устанавливался по оси цилиндра 3 диаметром 100 мм. Излучатель работал в режиме максимальной интенсивности излучения с выбросом воздуха назад, так что последний удалялся через отверстия и щелевые прорезы в цилиндре. Для снижения потока акустической энергии, излучаемой в направлении топочной камеры, на торце камеры 3 устанавливали перфолевую или нейлоновую мембрану 4 толщиной 10—40 мк, пропускавшую от 20 до 70% падающей энергии. Излучатель работал на частоте $f=6$ кгц. Газ в топочную камеру подавали через сопло 5, укрепленное на фланце 6 по оси установки, а подача воздуха для горения осуществлялась путем инъекции через зазор в 40 мм