

Выводы

1. Исследована двухтемпературная адиабатическая модель процесса фильтрационного горения газов с учетом молекулярного переноса в газовой фазе и конечной ширины зоны химической реакции, что позволило провести общий анализ роли теплового межфазного взаимодействия, включая предельные случаи. С помощью модифицированного экстраполяционного метода получены приближенные соотношения для определения основных характеристик процесса.

2. Показана возможность реализации двух режимов горения — РНС и РВС. Определены области параметров, отвечающих этим режимам. Указана область неединственности.

3. Показаны возможность и условия реализации трех типов распространения пламени: спутного движения волны горения в направлении продуктов сгорания, спутного и встречного в направлении свежего газа, в частности при нулевом значении скорости фильтрации.

4. Показана возможность торможения реакции за счет внутреннего теплового взаимодействия, приводящего к неполному выгоранию в области максимальных температур газа.

Поступила в редакцию 31/X 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Бабкин, В. И. Дробышевч и др. ФГВ, 1983, 19, 2.
2. С. И. Попытняков, Ю. М. Лаевский, В. С. Бабкин. ФГВ, 1984, 20, 1.
3. В. С. Бабкин, В. А. Бунев, А. А. Коржавин.— В кн.: Горение газов и натуральных топлив. Черноголовка, 1980.
4. А. А. Коржавин, В. А. Бунев и др. ФГВ, 1982, 18, 6.
5. Я. Б. Зельдович. Кинетика и катализ, 1961, 2, 3.
6. W. W. Bush, F. E. Fendell. Combust. Scie. Technol., 1970, 1, 421.
7. В. С. Берман, Ю. С. Рязанцев. ПММ, 1972, 36, 4.
8. В. С. Берман, Ю. С. Рязанцев. ПМТФ, 1972, 5.
9. Б. В. Новожилов. Докл. АН СССР, 1961, 141, 1.
10. О. В. Киселев, Ю. Ш. Матрос. ФГВ, 1980, 16, 2.
11. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
12. М. Э. Аэров, О. М. Тодес, Д. А. Наринский. Аппараты со стационарным зернистым слоем. Л.: Химия, 1979.

ПАРОФАЗНОЕ ГОРЕНИЕ ЖИДКОСТИ В НАСТИЛЬНОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ФАКЕЛЕ

Г. С. Сухов, Л. П. Ярин

(Ленинград)

Горение жидкости при обдуве ее поверхности потоком газообразного окислителя лежит в основе разнообразных энергетических, химико-технологических и металлургических процессов, а также реализуется при пожарах (горение нефтяных пятен на море, нефтехранилищ и др.).

С позиций аэродинамической теории факела этот процесс исследован в [1]. На основе модели асимптотического пограничного слоя получены аналитические решения для полей гидродинамических, тепловых и диффузионных величин при ламинарном режиме течения, а также определены скорость горения жидкости, конфигурация фронта пламени и др. Учет химической кинетики [2] не привел к существенной коррекции основных результатов анализа [1], за исключением области срыва горения, возникающей на участке фронта реакции вблизи свободной поверхности.

В большинстве случаев, однако, горение носит турбулентный характер из-за возмущений, обычно присутствующих в потоке газа над

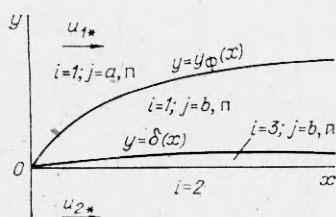


Рис. 1. Схема течения.

Рассмотрим два полуограниченных потока жидкости и газа (рис. 1), разделенных поверхностью фазового перехода. Считаем, что газовая фаза турбулентна, а в жидкости, включая ее свободную поверхность, турбулентные пульсации отсутствуют¹. В такой постановке свободная поверхность рассматривается как плоскость, вблизи которой происходит ламинаризация турбулентного потока с образованием вязкого подслоя. Это обстоятельство позволяет воспользоваться некоторыми закономерностями, установленными для пристеночных турбулентных течений. В частности, опираясь на результаты работы [3], будем считать толщину вязкого подслоя относительно малой и практически не возрастающей в направлении продольной координаты x .

Фронт горения, локализованный на поверхности контакта химически активных компонентов — паров жидкости и потока окислителя, напротив, удаляется от границы раздела фаз и представляется в виде криволинейной поверхности в пределах турбулентного ядра пограничного слоя. Учитывая также, что значительное различие плотности фаз является наиболее существенным фактором, в дальнейшем будем пренебрегать изменением плотности в пределах газовой фазы. При этом явления переноса за счет свободной конвекции не рассматриваются, что правильно в условиях интенсивного обдува горячей поверхности потоком окислителя.

В соответствии с принятой схемой движение среды и перенос тепла вне фронта горения, внешней границы подслоя и свободной поверхности описываются следующей системой уравнений:

$$u_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + v_i \frac{\partial u_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_i \frac{\partial u_i}{\partial y} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x} + \frac{\partial v_i}{\partial y} = 0, \quad (2)$$

$$u_i \frac{\partial c_{ij}}{\partial x} + v_i \frac{\partial c_{ij}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(D_{ij} \frac{\partial c_{ij}}{\partial y} \right), \quad (3)$$

$$c_{pi} u_i = \frac{\partial T_i}{\partial x} + c_{pi} v_i \frac{\partial T_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(a_i c_{pi} \frac{\partial T_i}{\partial y} \right) \quad (4)$$

с граничными условиями:

$$\begin{aligned} y \rightarrow +\infty: & u_1 \rightarrow u_{1*}, c_a \rightarrow c_{a*}, c_n \rightarrow 1 - c_{a*}, T_1 \rightarrow T_{1*}; \\ y = y_{\Phi}: & c_a = c_b = 0, T_1 = T_{\Phi}; \\ y = \delta: & u_1 = u_3 = u_{\delta}, \nu_3 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_3 = \nu_1 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_1, c_{b1} = c_{b3} = c_{b\delta}, \\ & c_{n1} = c_{n3} = c_{n\delta}, T_1 = T_3 = T_{\delta}; \\ y = 0: & u_2 = u_3 = u_0, \rho_3 \nu_3 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_3 = \rho_2 \nu_2 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_2, c_{b0} = c_b, \\ & c_n = c_{n0}, T_2 = T_3 = T_0; \\ y \rightarrow -\infty: & u_2 \rightarrow u_{2*}, T_2 \rightarrow T_{2*}. \end{aligned} \quad (5)$$

¹ Такое допущение справедливо в ряде случаев, когда плотность и вязкость жидкости существенно превосходят аналогичные показатели газовой фазы.

Здесь u_i, v_i — продольная и поперечная составляющие скорости; ρ_i, c_{ij}, T_i — плотность, концентрация и температура; x, y — продольная и поперечная координаты; δ — толщина вязкого подслоя; ν_i, a_i, D_{ij} — коэффициенты кинематической вязкости, температуропроводности и диффузии; c_{pi} — удельная теплоемкость; индексы $i = 1, 2, 3$ относятся соответственно к турбулентному газу, жидкости и вязкому подслою; $j = a, b, и, п$ обозначают окислитель, пары жидкости, инертную добавку и продукты горения; *, 0, δ, ϕ — относятся к невозмущенному потоку, свободной поверхности, внешней границе подслоя и фронту горения.

Входящие в условия (5) неизвестные заранее параметры $T_\phi, T_\delta, T_0, c, \delta, c_{и0}, c_{b\delta}, c_{b0}, y_\phi$ определяются соотношениями материального и теплового баланса компонентов на фронте факела, внешней границе подслоя и свободной поверхности. В приближении пограничного слоя эти соотношения представим в виде

$$\left(\frac{\partial c_a}{\partial y}\right)_\phi = -\Omega \left(\frac{\partial c_b}{\partial y}\right)_\phi, \quad (6)$$

$$\left(D_{1j} \frac{\partial c_{ij}}{\partial y}\right)_\delta = D_{3j} \left(\frac{\partial c_{3j}}{\partial y}\right)_\delta \quad (j = b, и), \quad (7)$$

$$\rho_1 \nu_{30} c_{b0} - \rho_1 \left(D_{3b} \frac{\partial c_{3b}}{\partial y}\right)_0 = \rho_2 \nu_{20}, \quad (8)$$

$$\rho_{20} \nu_{20} = \rho_3 \nu_{30}, \quad (9)$$

$$\nu_{30} c_{и0} - \left(D_{3и} \frac{\partial c_{3и}}{\partial y}\right) = 0, \quad (10)$$

$$\left(c_{p1} a_1 \frac{\partial T_1}{\partial y}\right)_{a1\phi} - \left(c_{p1} a_1 \frac{\partial T_1}{\partial y}\right)_{b,\phi} = q \left(D_{1b} \frac{\partial c_{1b}}{\partial y}\right)_\phi, \quad (11)$$

$$\left(a_1 \frac{\partial T_1}{\partial y}\right)_\delta = \left(a_3 \frac{\partial T_3}{\partial y}\right)_\delta, \quad (12)$$

$$\left(c_{p3} a_3 \frac{\partial T_3}{\partial y}\right)_0 = \rho_{23} \left(c_{p2} a_2 \frac{\partial T_2}{\partial y}\right)_0 + q_{п} \nu_{30}. \quad (13)$$

Здесь Ω — стехиометрический коэффициент реакции; q_τ, q_π — теплота реакции и фазового перехода; $\rho_{23} = \rho_2/\rho_3$.

Толщину вязкого подслоя определим, воспользовавшись приемом К. К. Федяевского [4], согласно которому турбулизация течения наступает при достижении некоторого критического значения числа Рейнольдса, вычисляемого по местной скорости движения на расстоянии $y = \delta$ от свободной поверхности $\delta u_\delta/\nu_3 = \alpha^2$.

Линеаризуя профиль скорости в пределах подслоя, представим это условие в более удобной для дальнейшего анализа форме

$$\delta = \alpha \nu_3 / u_{1*} \cdot \sqrt{2/c_{f0}}, \quad (14)$$

где c_{f0} — локальный коэффициент трения на свободной поверхности; α — эмпирическая постоянная.

Дополненная соотношением Клапейрона — Клаузиуса в интегральной форме, отражающим связь температуры фазового перехода с концентрацией паров жидкости

$$c_{b0} = \kappa \exp(-q_\pi/R_b T_0) \quad (15)$$

(κ — предэкспонент, R_b — газовая постоянная паров), система уравнений (1) — (15) при заданных значениях физико-химических констант и коэффициентов переноса становится замкнутой и определяет поля гидродинамических, диффузионных и тепловых величин.

Ограничимся в дальнейшем поиском решения задачи в приближении постоянства коэффициентов переноса в зонах ламинарного течения, постоянства и равенства теплоемкостей фаз при обычном допущении о подобии тепловых и диффузионных полей. В турбулентном ядре погра-

ничного слоя, следуя [5], вязкость определим формулой

$$\nu_1 = k_\nu u_{1*} x, \quad (16)$$

где $k_\nu = 0,0085 H c_{f0}$; H — отношение толщины вытеснения к толщине потери импульса, представляемое в виде функции, аппроксимирующей экспериментальные данные [4]:

$$H = 10,6 \sqrt{c_{f0}} + 0,75. \quad (17)$$

Приняв, как обычно, для турбулентного течения $Pr_1 = Sc_1 = 0,75$ ($Pr_1 = -\nu_1/a_1$, $Sc_1 = \nu_1/D_1$ — числа Прандтля и Шмидта), определим коэффициенты диффузии и теплопроводности в зоне $i = 1$ следующим образом: $D_{13} = a_1 = \nu_1/Pr_1$. Поскольку необходимость сшивки разнородных решений для ламинарной и турбулентной областей вдоль внешней границы вязкого подслоя исключает возможность построения автомодельного решения задачи, воспользуемся приближенным методом, основанным на аппроксимации искомого решения однопараметрическим семейством локально-автомодельных функций [7]. Перейдем к новым переменным x и φ_i ($\varphi_i = y/ax$, $\varphi_i = y/2 \cdot \sqrt{u_{1*}/x\nu_i}$, $i = 2, 3$, a — неизвестная константа) и будем искать решение гидродинамической задачи в виде $\bar{u}_i = \frac{\partial F_i}{\partial \varphi_i}$, где $\bar{u}_i = u_i/u_{1*}$. Интегрируя уравнение неразрывности (2), определим скорости поперечного движения

$$\begin{aligned} \bar{v}_1 &= W(x) + (\varphi_1 F_1' - F_1), \\ \bar{v}_i &= \bar{v}_{i0} + (\varphi_i F_i' - F_i) / \sqrt{\nu_{3i} Re_x}, \quad i = 2, 3, \end{aligned} \quad (18)$$

где $W(x) = \bar{v}_{10} + a [F_{10} - \varphi_{10} (F_1)']$; $\bar{v}_i = v_i/u_{1*}$; $Re_x = xu_{1*}/\nu_3$; $\nu_{3i} = \nu_3/\nu_i$; знак «штрих» означает частную производную по φ . Подставив соотношения (18) в уравнение (1) и учитывая, что в пограничном слое определяющую роль играют изменения параметров в поперечном (по φ) направлении, получим для определения поля продольных скоростей уравнение типа Блазиуса

$$\Phi_i''' + 2\Phi_i\Phi_i'' = 0, \quad i = 1, 2, 3 \quad (19)$$

с граничными условиями:

$$\begin{aligned} \varphi_1 \rightarrow +\infty: \quad \Phi_1' &\rightarrow 1; \\ \varphi_1 = \varphi_{10}: \quad \Phi_3 &= \Phi_{30}, \quad \Phi_1' = \Phi_3', \quad \nu_1 \Phi_1 \frac{\partial \Phi_1}{\partial y} = \nu_3 \Phi_3'' \frac{\partial \Phi_3}{\partial y}; \\ \varphi_2 = \varphi_3 = 0: \quad \Phi_2'' &= \Phi_3'', \quad \rho_2 \nu_2 \Phi_2'' \frac{\partial \Phi_2}{\partial y} = \rho_3 \nu_3 \Phi_3'' \frac{\partial \Phi_3}{\partial y}; \\ \varphi_2 \rightarrow -\infty: \quad \Phi_2' &\rightarrow m, \end{aligned} \quad (20)$$

где $\Phi_1 = F_1 - W(x)/a$; $\Phi_i = F_i - \bar{v}_{i0} \sqrt{\nu_{3i} Re_x}$, $i = 2, 3$.

Для отыскания аналитического решения задачи воспользуемся приемом Гертлера, основанным на представлении функций Φ_i в виде знакопеременного ряда

$$\Phi_i = \sum_{k=0}^{\infty} (m-1)^k \Phi_{ik}, \quad \Phi_{i0} = \Phi_i.$$

Ограничиваясь двумя членами разложения, получим для функций первого приближения

$$\Phi_i''' + 2\varphi_i \Phi_i'' = 0. \quad (21)$$

Определив вторые интегралы (21) в виде линейных функций от интеграла вероятности

$$\Phi_i' = \bar{u}_i = A_i + B_i \operatorname{erf} \varphi_i \quad (22)$$

(A_i, B_i — константы интегрирования; $\operatorname{erf} \varphi_i = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\varphi_i} \exp(-t^2) dt$), согласно

но граничным условиям (20), получим

$$\begin{aligned} u_1 &= \frac{1 + [m + \Delta_2 + (1 - m) \operatorname{erf} \varphi_1] \Delta_1}{1 + \Delta_1 (1 + \Delta_2)}, \\ u_3 &= \frac{1 + m \Delta_1 (1 + \Delta_2) + (1 - m) \rho_{21} \sqrt{v_{23}} \operatorname{erf} \varphi_3}{1 + \Delta_1 (1 + \Delta_2)}, \\ u_2 &= \frac{1 + m \Delta_1 (1 + \Delta_2) + (1 - m) \operatorname{erf} \varphi_2}{1 + \Delta_1 (1 + \Delta_2)}. \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь $\Delta_1 = a v_{31} \rho_{21} \sqrt{v_{23} \operatorname{Re}_x} \exp(\varphi_{1\delta}^2 - \varphi_{3\delta}^2)$; $\rho_{21} = \rho_2 / \rho_1$; $\Delta_2 = (\rho_{21} \cdot \sqrt{v_{23}} \times \operatorname{erf} \varphi_{3\delta} \Delta_1) - \operatorname{erf} \varphi_{1\delta}$. Полученные уравнения составляют основу для расчета поля продольных скоростей, если известны параметры a и $\varphi_{i\delta}$ — функции коэффициента трения c_{f0} ($a = \sqrt{0,017 H c_{f0}}$, $\varphi_{i\delta} = f(\delta / c_{f0})$). Последний определяется соотношением $v_3 \left(\frac{\partial u_3}{\partial y} \right)_0 = 0,5 c_{f0} u_{1*}^2$, где производная раскрывается дифференцированием второго уравнения (23). Расчет величины c_{f0} (рис. 2) показал, что она слабо меняется в продольном направлении и в достаточно широком диапазоне числа $10^5 < \operatorname{Re}_x < 10^8$ имеет порядок 10^{-3} .

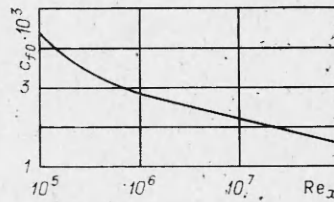


Рис. 2. Коэффициент трения на свободной поверхности.

Поле поперечных скоростей, напротив, не может быть определено по уравнениям (18) в рамках гидродинамической задачи, так как входящие в (18) скорости фазового перехода \bar{v}_{i0} , согласно (8) и (13), существенным образом зависят от интенсивности диффузионных и тепловых процессов на поверхности жидкости.

Для решения диффузионной и тепловой задач преобразуем предварительно уравнения (3) и (4) к виду, аналогичному (21), воспользовавшись, как и ранее, локально-автомодельным приближением

$$c''_{ij} + 2\operatorname{Pr}_i \Phi_i c'_{ij} = 0, \quad \Theta''_i + 2\operatorname{Pr}_i \Phi_i \Theta'_i = 0, \quad (24)$$

где $\Theta_i = T_i / T_{1*}$. Исключив функции Φ_i и воспользовавшись решением (22), преобразуем уравнения (24) к виду

$$c''_{ij} + 2\operatorname{Pr}_i \varphi_i c'_{ij} = 0, \quad \Theta''_i + 2\operatorname{Pr}_i \varphi_i \Theta'_i = 0. \quad (25)$$

Вторые интегралы системы (25), полученные с учетом граничных условий (5), определяют профили температур и концентраций химически активных и инертных компонентов

$$\begin{aligned} \Theta_{1a} &= 1 + (\Theta_\Phi - 1) \frac{1 - \operatorname{erf}(\varphi_1 \sqrt{\operatorname{Pr}_1})}{1 - \operatorname{erf}(\varphi_\Phi \sqrt{\operatorname{Pr}_1})}, \\ \Theta_{1b} &= \Theta_\delta + (\Theta_\Phi - \Theta_\delta) \frac{\operatorname{erf}(\varphi_1 \sqrt{\operatorname{Pr}_1}) - \operatorname{erf}(\varphi_{1\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_1})}{\operatorname{erf}(\varphi_\Phi \sqrt{\operatorname{Pr}_1}) - \operatorname{erf}(\varphi_{1\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_1})}, \\ \Theta_3 &= \Theta_0 + (\Theta_\delta - \Theta_0) \operatorname{erf}(\varphi_3 \sqrt{\operatorname{Pr}_3}) / \operatorname{erf}(\varphi_{3\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_3}), \\ \Theta_2 &= \Theta_{2*} + (\Theta_0 - \Theta_{2*}) \operatorname{erf}(\varphi_2 \sqrt{\operatorname{Pr}_2}), \\ c_a &= c_{a*} \frac{\operatorname{erf}(\varphi_1 \sqrt{\operatorname{Pr}_1}) - \operatorname{erf}(\varphi_\Phi \sqrt{\operatorname{Pr}_1})}{1 - \operatorname{erf}(\varphi_\Phi \sqrt{\operatorname{Pr}_1})}, \\ c_{b1} &= c_{b\delta} \frac{\operatorname{erf}(\varphi_\Phi \sqrt{\operatorname{Pr}_1}) - \operatorname{erf}(\varphi_1 \sqrt{\operatorname{Pr}_1})}{\operatorname{erf}(\varphi_\Phi \sqrt{\operatorname{Pr}_1}) - \operatorname{erf}(\varphi_{1\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_1})}, \\ c_{b3} &= c_{b\delta} + (c_{b0} - c_{b\delta}) [1 - \operatorname{erf}(\varphi_3 \sqrt{\operatorname{Pr}_3}) / \operatorname{erf}(\varphi_{3\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_3})], \\ c_{n1} &= c_{n\delta} + (c_n - c_{n\delta}) \frac{\operatorname{erf}(\varphi_1 \sqrt{\operatorname{Pr}_1}) - \operatorname{erf}(\varphi_{1\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_1})}{1 - \operatorname{erf}(\varphi_{1\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_1})}, \end{aligned} \quad (26)$$

$$c_{из} = c_{и0} - (c_{и\delta} - c_{и0}) \operatorname{erf}(\varphi_3 \sqrt{\operatorname{Pr}_3}) / \operatorname{erf}(\varphi_{3\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_3}).$$

Здесь Θ_{1a} и Θ_{1b} — температуры газа в областях $\varphi_1 > \varphi_\Phi$ и $\varphi_{1\delta} \leq \varphi \leq \varphi_\Phi$ соответственно. Что касается распределения в пространстве газообразных продуктов реакции, то их концентрация c_Π определится через известные значения c_a , c_b и c_Σ из соотношения $\Sigma c_j = 1$.

Для определения характерных величин температуры и концентрации на свободной поверхности, фронте горения и внешней границе подслоя, а также формы последних воспользуемся формулами (14), (15) совместно с балансными соотношениями (6)–(13). Раскрывая входящие в них производные, дифференцированием решений (26) после ряда несложных преобразований и перехода к безразмерным переменным

$$\begin{aligned} \vartheta_T &= q_T/c_p T_1, \quad \vartheta_\Pi = q_\Pi/c_p T_{1*}, \quad \sigma_T = (1 + 1/A) \rho_{21} \sqrt{a_{23}}, \\ A &= 0,5a \sqrt{\frac{\operatorname{Pr}_3 \operatorname{Re}_x}{\operatorname{Pr}_1}} \frac{\operatorname{erf}(\varphi_{3\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_3})}{1 - \operatorname{erf}(\varphi_{1\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_1})} \exp(\varphi_{3\delta}^2 \operatorname{Pr}_3 - \varphi_{1\delta}^2 \operatorname{Pr}_1), \\ \varepsilon &= c_p/R_b, \quad \operatorname{Re}_\delta = \delta u_{1*}/\nu_3 \end{aligned}$$

получим систему алгебраических уравнений, определяющих параметры Θ_Φ , Θ_δ , Θ_0 , $c_{b\delta}$, c_{b0} , $c_{и\delta}$, $c_{и0}$, φ_Φ , $\varphi_{1\delta}$:

$$\begin{aligned} 1 + \frac{c_{a*} \vartheta_T}{\Omega} - \Theta_0 &= \sigma_T (\Theta_0 - \Theta_{2*}) + \frac{\vartheta_\Pi c_{a*} + \Omega c_{b0}}{\Omega (1 - c_{b0})}, \\ \Theta_0 &= \frac{\varepsilon \vartheta_\Pi}{\ln \kappa / c_{b0}}, \quad c_{b\delta} = \frac{\Omega c_{b0} - A c_{a*}}{\Omega (1 + A)}, \\ \Theta_\Phi &= [\Theta_0 c_{a*} + c_{b0} (c_{a*} \vartheta_T + \Omega)] / (c_{a*} + \Omega c_{b0}), \\ \Theta_\delta &= \Theta_\Phi - (\Theta_\Phi - \Theta_0) c_{b\delta} / c_{b0}, \\ c_\Pi &= A c_{T*} \left/ \left[(1 + A) \frac{1 - c_{b\delta}}{1 - c_{b0}} - 1 \right] \right., \quad c_{и\delta} = c_{и0} \frac{1 - c_{b\delta}}{1 - c_{b0}}, \\ \operatorname{erf}(\varphi_\Phi \sqrt{\operatorname{Pr}_1}) &= \frac{\Omega c_{b\delta} + c_{a*} \operatorname{erf}(\varphi_{1\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_1})}{c_{a*} + \Omega c_{b\delta}}, \\ \varphi_{1\delta} &= \operatorname{Re}_\delta / a \operatorname{Re}_x, \quad \varphi_{3\delta} = \alpha / \sqrt{2c_{f0} \operatorname{Re}_x}, \quad \operatorname{Re}_\delta = \alpha \sqrt{2/c_{f0}}. \end{aligned} \quad (27)$$

Первые два уравнения системы (27) сводятся к одному, трансцендентному относительно неизвестной концентрации c_{b0} , имеющему в интервале значений $0 < c_{b0} < 1$ единственное решение $c_{b0}(\operatorname{Re}_x)$. После его определения остальные параметры легко вычисляются по явным соотношениям. Очевидно, что найденные таким способом значения всех характерных величин зависят от продольной координаты Re_x , обуславливая тем самым неавтономность решений (26). Их представление в аналитической форме существенно упрощает анализ свойств факела, в том числе процедуру определения интенсивности тепло- и массопереноса на любом его участке. Используя, в частности, соотношения (8), (9) и четвертое в системе (26), получим формулу для расчета важнейшей характеристики процесса — удельной скорости выгорания жидкости

$$g_T = \rho_2 v_{20} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{A}{\Omega (1 + A)} \frac{c_{a*} + \Omega c_{b0}}{\sqrt{\operatorname{Pr}_3 \operatorname{Re}_x (1 - c_{b0})} \operatorname{erf}(\varphi_{3\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_3})}. \quad (28)$$

Для иллюстрации свойств турбулентного факела в качестве примера приведем некоторые результаты расчета характеристик горения системы гексан — кислород — азот², находящейся при атмосферном давлении ($T_{1*} = T_{2*} = 300 \text{ К}$, $\varepsilon = 17,4$, $\kappa = 0,29 \cdot 10^5$, $\vartheta_T = 83,3$, $\vartheta_\Pi = 0,667$, $\Omega = 3,5$, $\operatorname{Pr}_3 = 3$, $\operatorname{Pr}_2 = 1,36$, $\rho_{21} = 455$, $a_{23} = 0,0127$). Из графиков, представленных на рис. 3, следует, что к наиболее консервативным характеристикам, практически не меняющимся в продольном направлении, следует отнести

² Так как в сравнении с кислородом химическая активность азота значительно ниже, последний обычно рассматривается как инертная добавка в окислителе.

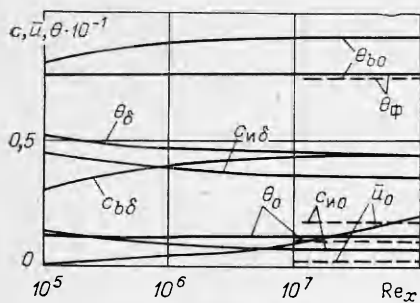


Рис. 3. Изменение структурных параметров в продольном направлении; $c_{a^*} = 0,3$.

1 — турбулентный; 2 — ламинарный факел.

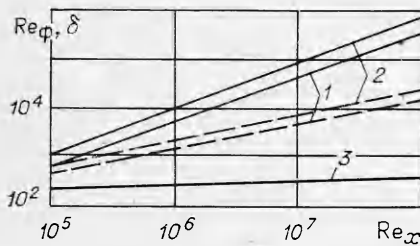


Рис. 4. Геометрия факела и ламинарного подслоя.

1 — $Re = Re_{\phi}$, $c_{a^*} = 1$; 2 — $Re = Re_{\phi}$, $c_{a^*} = 0,3$; 3 — $Re = Re_{\delta}$.

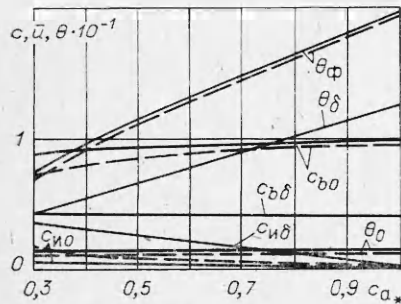


Рис. 5. Влияние инертной составляющей в окислителе на характеристики факела; $Re = 10^7$.

характеристики турбулентного факела — толщины вязкого подслоя, то она в достаточно широком диапазоне значений $10^5 < Re_x < 10^8$ возрастает очень медленно (примерно вдвое с увеличением Re_x на 4 порядка)³. Это обстоятельство удовлетворительно согласуется с выводами авторов экспериментальной работы [3], не обнаруживших существенного роста толщины вязкого подслоя.

Геометрия факела, его тепловые и диффузионные характеристики в значительной мере определяются составом исходной газовой смеси. В частности, ее обогащение азотом (рис. 5) ведет к нарастанию содержания последнего на внешней границе подслоя (c_{i0}) и испаряющей поверхности ($c_{i\delta}$) при одновременном снижении теплонапряженности фа-

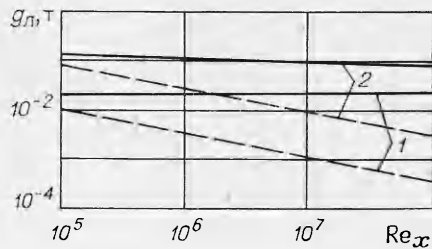


Рис. 6. Удельная скорость горения жидкости.

1 — $c_{a^*} = 0,3$; 2 — $c_{a^*} = 1,0$.

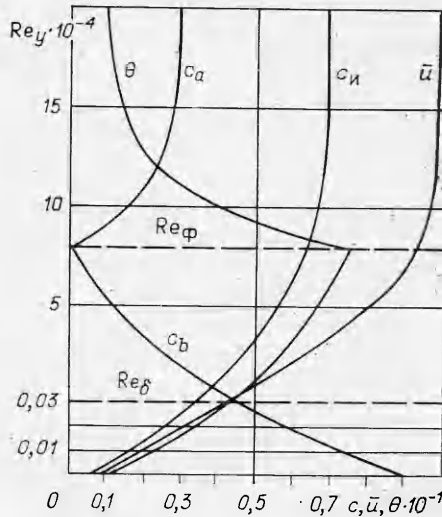


Рис. 7. Структура турбулентного факела; $c_{a^*} = 0,3$, $Re_x = 10^7$.

температуры факела и свободной поверхности. Остальные параметры, хотя и меняются, однако незначительно, что подтверждает корректность полученных локально-автомоделных решений.

Развитие горения в продольном направлении (рис. 4) сопровождается удалением фронта факела от свободной поверхности пропорционально первой степени Re_x . Что касается структурной факела — толщины вязкого подслоя, то она в достаточно широком диапазоне значений $10^5 < Re_x < 10^8$ возрастает очень медленно (примерно вдвое с увеличением Re_x на 4 порядка)³. Это обстоятельство удовлетворительно согласуется с выводами авторов экспериментальной работы [3], не обнаруживших существенного роста толщины вязкого подслоя.

³ Ограничение диапазона изменения числа Рейнольдса снизу значением $Re_x = 10^5$ вызвано тем, что при меньших Re_x фронт горения переходит внутрь подслоя и структура факела перестает соответствовать принятой модели процесса.

кела. Характерные значения концентрации паров c_{b0} и c_{b0} малочувствительны к вариациям содержания инертной добавки, которые, в свою очередь, выступают в роли эффективного средства управления местоположением фронта горения (см. рис. 4), приближая или удаляя последний от свободной поверхности при соответствующем уменьшении или увеличении $c_{и*}$.

В отличие от ламинарного режима процесса [1], когда скорость выгорания жидкости убывает обратно пропорционально \sqrt{x} , турбулизация течения, согласно расчетным данным (рис. 6), стабилизирует эту характеристику в продольном направлении. Скорость горения жидкости при этом резко возрастает. Обогащение исходной смеси окислителем, как и в ламинарном факеле, способствует интенсификации горения.

Расчет по соотношениям (27) профилей основных параметров (рис. 7) дает наглядное представление об интенсивности сопутствующих горению процессов переноса в пограничном слое. В отличие от температуры, имеющей максимум на фронте горения, остальные характеристики факела изменяются в поперечном направлении монотонно с изломом производных на внешней границе ламинарного подслоя и свободной поверхности жидкости. При этом характерное для пристеночных течений крайне резкое изменение параметров в пределах подслоя оказывает определяющее влияние на состояние испаряющей поверхности и структуру факела в целом.

В связи с широко распространенным мнением относительно возможности использования ламинарных моделей для прогнозирования свойств турбулентных процессов представляется интересным провести сопоставление полученных результатов с характеристиками ламинарного диффузионного факела. Параметры последнего, определенные по методике [1], видоизмененной с учетом допущения о постоянстве плотности газа и коэффициентов переноса, представлены в виде штриховых линий на рис. 3—6.

Сравнение результатов расчета факела по обоим моделям обнаруживает наряду с удовлетворительным соответствием по ряду параметров (Θ_{ϕ} , Θ_0 , c_{b0}) существенные количественные и качественные расхождения в остальных характеристиках, в особенности важнейших из них — скорости горения $g_{т,л}$ и местоположении фронта горения Re_{ϕ} .

Из сказанного следует, что далеко не всегда основные тенденции в развитии ламинарного и турбулентного факела совпадают. Аналогичный вывод содержится в работе [8], посвященной численному исследованию затопленного факела из насадка конечного размера.

Отметим в заключение, что принятое для описания аэродинамики факела приближение пограничного слоя не учитывает эффекта плавучести, связанного с действием архимедовых сил. Последние при определенных условиях могут существенно влиять на интенсивность поперечного переноса и вместе с тем на структуру гидродинамического, теплового и диффузионного полей в факеле. Учет эффектов гравитационной конвекции требует рассмотрения полных уравнений Навье — Стокса, что практически исключает возможность аналитического исследования вопроса.

Возможна, однако, приближенная оценка эффекта плавучести, основанная на рассмотрении уравнения поперечного переноса импульса. Для турбулентной ($i=1$) и ламинарной ($i=3$) областей факела оно имеет вид

$$\rho v \frac{\partial v}{\partial y} = \rho \nu_i \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{\partial p}{\partial y} - \rho g, \quad (29)$$

где g — ускорение свободного падения. Следуя методике Я. Б. Зельдовича, из (29) можно получить оценки скорости гравитационной конвекции v в виде поправок к характерным скоростям поперечного переноса, вычисленным без учета действия архимедовых сил.

В области ламинарного подслоя, где поперечный перенос играет определяющую роль, обеспечивая подвод паров жидкости к фронту го-

рения, оценка членов в уравнении (29) дает

$$v = Gr^{1/2} / g_T Re_\delta \cdot v_{30}, \quad (30)$$

где $Gr = g\delta^3(T_0 - T_{1*}) / T_{1*} v_0^2$ — число Грасгофа; v_{30} — скорость оттока газа от свободной поверхности без учета действия архимедовых сил. Согласно (30), v практически не меняется в продольном направлении. Оценки ее величины для принятых в работе характерных условий горения углеводородов дают $v = 0,01 v_{30}$ при $c_{a*} = 1$ и $v = 0,1 \cdot v_{30}$ при $c_{a*} = 0,3$.

Для области турбулентного течения над поверхностью факела из (29) следует

$$v = \frac{\left(Gr \frac{\delta_T}{\delta} \frac{T_\phi - T_{1*}}{T_0 - T_{1*}} \right)^{1/2}}{g_T Re_\delta T_\phi / T_0} v_\phi, \quad (31)$$

где δ_T — толщина турбулентного пограничного слоя ($\delta_T / \delta \approx 10^2$); v_ϕ — скорость поперечного переноса над фронтом факела без учета гравитационной конвекции. Вычисления по формуле (31) независимо от величины c_{a*} дают $v = 0,1 v_\phi$.

Таким образом, оценки, выполненные для ламинарной и турбулентной областей течения, указывают на относительно малый вклад свободной конвекции в интенсивность поперечного переноса в настильном турбулентном факеле.

Поступила в редакцию 28/III 1983,
после доработки — 6/XII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1980, 16, 6.
2. А. В. Гужиев, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1982, 18, 3.
3. Е. У. Репик, Ю. П. Соседко. Изв. СО АН СССР. Серия техн. наук, 1982, 2, 8.
4. К. К. Федяевский, А. С. Гиневский, А. В. Колесников. Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. Л.: Судостроение, 1973.
5. Ф. Клаузер. — В кн.: Проблемы механики. М.: ИЛ, 1959.
6. И. О. Хинце. Турбулентность. М.: Физматгиз, 1963.
7. У. Д. Хейз, Р. Ф. Пробстин. Теория гиперзвуковых течений. М.: ИЛ, 1962.
8. К. Е. Джаугаштин, З. Б. Сакипов, А. Л. Ярин. — В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение газов и натуральных топлив. Черногловка, 1980.
9. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1937, 12.

О ЛАМИНАРНОМ ДИФфуЗИОННОМ ГОРЕНИИ ГАЗА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ У ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПОРИСТОЙ ПЛАСТИНЫ

Л. Ю. Аргюх, Е. Г. Богвина, В. П. Кашкаров

(Алма-Ата)

Горение газов у пористых или пиролизирующих поверхностей встречается на практике при сжигании твердых или жидких топлив, воспламенении полимерных покрытий, вдуве реагента через пористую стенку в различных химико-технологических процессах. Теоретический анализ подобных явлений чаще всего проводится в предположении об автономности процесса и бесконечности скорости реакции [1—6]. Тот факт, что при горении возникает существенная неоднородность плотности, приводящая к появлению подъемных сил, часто не принимается во внимание или учитывается в приближении Обербека — Буссинеска.