

роваться не может. При уменьшении толщины прослойки  $\omega_*$  стремится к значению критического теплоотода, соответствующего пределу распространения фронта горения (рис. 3). При увеличении  $\Delta \omega_*$  асимптотически стремится к критической величине теплоотода при тепловом взрыве. Теплоемкость прослойки  $c$  при малых  $\Delta$  слабо влияет на зависимость  $\omega_*(\Delta)$  (см. рис. 3, 4, 5). При  $c \geq 1 \omega_*$  слабо зависит от  $\Delta$  (см. рис. 3, 3, 5), но с уменьшением  $c$  влияние  $\Delta$  на зависимость  $\omega_*(\Delta)$  усиливается (см. рис. 3, 1, 2, 4).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Струнина, Т. М. Мартемьянова, В. В. Барзыкин и др. ФГВ, 1974, 10, 4, 518.
2. В. И. Ермаков, А. Г. Струнина, В. В. Барзыкин. ФГВ, 1976, 12, 2, 211.
3. А. Г. Струнина, В. И. Ермаков, В. В. Барзыкин. ФГВ, 1978, 14, 4, 42.
4. В. И. Ермаков, А. Г. Струнина, В. В. Барзыкин. ФГВ, 1978, 14, 6, 36.
5. В. С. Берман, С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев. Докл. АН СССР, 1973, 241, 5, 1153.
6. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 1, 19.
7. В. Н. Вилюнов. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984.

Поступила в редакцию 6/VI 1986,  
после доработки — 21/VII 1987

### ТЕПЛОБМЕН ПРИ ГОРЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ В УСЛОВИЯХ ЕСТЕСТВЕННОЙ И ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Г. С. Сухов, Л. П. Ярин  
(Ухта)

Горение жидкости с открытой поверхностью в среде газообразного окислителя весьма распространено. Процесс протекает на высокотемпературном уровне ( $T \approx 2000$  К) и характеризуется интенсивным тепло-массообменом в газе и жидкости, химическими превращениями и фазовыми переходами. Относительно высокая энергия активации, присущая многим натуральным веществам, предопределяет фронтальный характер химических превращений. Вследствие этого горение реализуется в форме диффузионного парогазового факела над свободной поверхностью жидкости. При этом важнейшей специфической чертой процесса, определяющей все его свойства, является взаимосвязь горения в факеле с парообразованием на свободной поверхности жидкости. С одной стороны, поток паров поддерживает горение, а с другой — процесс испарения стимулируется теплотой реакции, поступающей в жидкость от факела.

Изучению горения жидкости с открытой поверхностью посвящено значительное количество отечественных и зарубежных работ, например [1—4], носящих, однако, частный характер. Исследования авторов по данному вопросу ведутся систематически с 1980 г. и охватывают ряд практически важных случаев: горение в условиях свободной и вынужденной конвекции, при ламинарном и турбулентном режимах движения среды, горение тонких пленок, горение топлива на слое низкокипящей жидкости и др. [5—10]. Цель настоящей работы состоит в обобщении результатов теоретических исследований по основным видам горения жидкости, доведении полученных результатов до инженерных формул в виде критериальных зависимостей и сопоставлении их с имеющимися в литературе опытными данными.

При изложении материала авторы стремились сохранить обозначения параметров, принятые в предыдущих публикациях. Поэтому за исключением некоторых новых обозначений, они предполагаются известными.

При горении жидкости со свободной поверхностью (рис. 1) тепловой

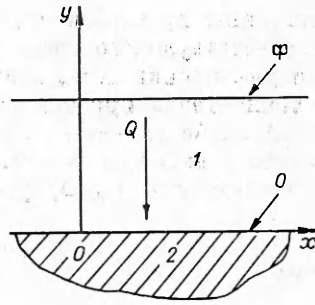


Рис. 1. Схема теплового взаимодействия факел — жидкость. 1 — газ; 2 — жидкость; φ — фронт пламени; 0 — граница раздела фаз.

поток  $Q$  от фронта пламени к поверхности жидкости по абсолютной величине определяется соотношением

$$Q = \lambda_{10} (\partial T_1 / \partial y)_0 = \alpha (T_\phi - T_0), \quad (1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи факела. Параметр  $\alpha$  является важнейшей характеристикой горения недиспергированной жидкости, так как позволяет наряду с теплонапряженностью зеркала жидкости определять и скорость ее выгорания,

Из (1) следует формула для определения коэффициента теплоотдачи

$$\alpha = \frac{\lambda_{10}}{T_\phi - T_0} (\partial T_1 / \partial y)_0. \quad (2)$$

Формула (2) носит общий характер и справедлива для всех случаев горения. Для определения явной зависимости  $\alpha$  от параметров того или иного процесса следует воспользоваться конкретными решениями соответствующих задач горения жидкости (при вынужденной или естественной конвекции газовой фазы, при ламинарном или турбулентном режиме ее движения и т. д.).

Ниже рассматриваются эти случаи применительно к горению углеводородных топлив.

**Свободноконвективное горение жидкости.** Решение этой задачи для ламинарного режима движения газовой фазы получено в работах [5, 10] на основе квазиодномерной модели. Ее существо заключается в интерпретации сложной структуры реального факела системой одномерных уравнений переноса с поправками, учитывающими поперечный тепло- и массообмен факела с окружающей атмосферой (рис. 2). Эти поправки вводятся в уравнения в виде источников, мощность которых принимается пропорциональной разнице масштабных температур и концентраций в факеле и окружающей среде.

Распределение температуры в области между фронтом пламени и свободной поверхностью (в приближении постоянства плотностей фаз, коэффициентов переноса и теплоемкостей), согласно [5], имеет вид

$$T_1 = T_0 + (T_\phi - T_0) \{1 - [(1 + \beta) \exp(k_1 y) - 1] / \beta\}, \quad (3)$$

где  $k_1 = -\sqrt{\frac{\bar{\Omega} - \beta}{\bar{\Omega} + 1}} L$ ;  $L = \sqrt{\rho_1 D / \alpha_c}$ ;  $\alpha_c$  — коэффициент поперечного массопереноса, кг/(м<sup>3</sup>·с). Дифференцируя (3) по  $y$ , получим выражение

$$\left(\frac{dT_1}{dy}\right)_0 = \frac{1 + \beta}{\beta} \sqrt{\frac{\bar{\Omega} - \beta}{\bar{\Omega} + 1}} \frac{T_\phi - T_0}{L},$$

подстановка которого в (2) дает

$$\frac{\alpha L}{\lambda_1} = Nu = \frac{1 + \beta}{\beta} \sqrt{\frac{\bar{\Omega} - \beta}{\bar{\Omega} + 1}}. \quad (4)$$

Здесь  $Nu$  — число Нуссельта;  $\bar{\Omega} = \Omega / c_{a*}$ ;  $\beta = \bar{\Omega} c_{b0}$ ;  $\Omega$  — стехиометрический коэффициент;  $c_{b0}$  и  $c_{a*}$  — концентрации паров на свободной поверхности и окислителя в окружающей среде.

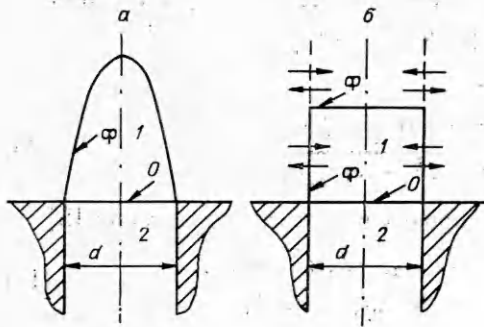


Рис. 2. Реальная (а) и модельная (б) структуры свободноконвективного факела. Стрелками отмечены направления тепло- и массообмена модельного факела с окружающей средой (обозначения аналогичны рис. 1).

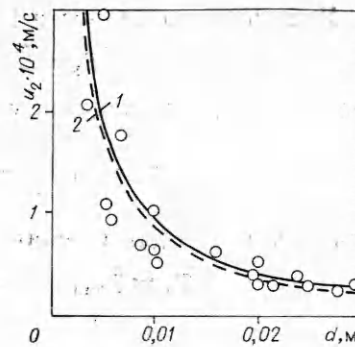


Рис. 3. Зависимость скорости выгорания жидкости от диаметра резервуара. Ламинарный режим.

1 — квазиодномерная теория [10]; 2 — расчет по приближенной формуле (12); точки — опытные данные [11].

Число  $Nu$ , согласно (4), является функцией параметра  $\beta$ , величина которого определяется уравнением

$$\frac{n\vartheta_{\Pi}}{\ln(\beta/\bar{\Omega}\kappa)} + \frac{\vartheta - \vartheta_{\Pi} + \bar{\Omega} + \omega}{\bar{\Omega} + 1} \left[ 1 - \beta \frac{\vartheta + \bar{\Omega}(\vartheta_{\Pi} + 1 - \omega)}{\bar{\Omega}(\vartheta - \vartheta_{\Pi} + \bar{\Omega} + \omega)} \right] = 0,$$

где  $\omega = T_{2*}/T_{1*}$ ;  $n$  и  $\kappa$  — параметры, отражающие физические свойства системы;  $\vartheta$  и  $\vartheta_{\Pi}$  — безразмерные теплоты реакции и парообразования; \* — индекс однородного состояния.

Систему уравнений для определения  $Nu$  можно существенно упростить, если учесть некоторые особенности горения жидких углеводородов. Анализ [5] показывает, что температура свободной поверхности в процессе горения остается близкой к температуре кипения ( $T_0 \leq T_{\text{кп}}$ ), а между  $\beta$  и  $\bar{\Omega}$  существует связь:  $\beta \approx 0,9\bar{\Omega}$  при  $\bar{\Omega} \gg 1$ . Учтя в (4) два последних обстоятельства, получим

$$Nu = 0,3. \quad (5)$$

Формула (5) определяет простейший вид коэффициента теплоотдачи и плотности теплового потока к поверхности жидкости

$$Q = 0,3\lambda_1(T_{\Phi} - T_0)/L. \quad (6)$$

Очевидно, что теплота затрачивается на испарение и прогрев жидкости, т. е.

$$Q = \rho_2 u_2 c_{p1} \bar{T}_{1*} \vartheta_{\Pi} + \lambda_2 (dT_2/dy)_0. \quad (7)$$

Утечка теплоты в жидкость определяется дифференцированием температурного профиля [5]

$$T_2 = T_{2*} + (T_0 - T_{2*}) \exp(yu_2/a_2),$$

что дает

$$(dT_2/dy)_0 = (T_0 - T_{2*}) u_2/a_2,$$

$$a_2 = \lambda_2/\rho_2 c_{p2}.$$

Подстановка полученного соотношения в (7) с учетом (6) приводит к уравнению для определения скорости горения жидкости

$$u_2 = 0,3 \frac{a_1 \rho_{12} (\bar{T}_{\Phi} - \bar{T}_0)}{L [\vartheta_{\Pi} + (\bar{T}_0 - \omega) c_{p2}/c_{p1}]} \quad (8)$$

Здесь  $\rho_{12} = \rho_1/\rho_2$ ;  $\bar{T} = T/T_{1*}$ .

Используя найденное в [5] выражение для температуры горения

$$\bar{T}_\phi = [\bar{T}_0 + \beta(1 + \theta/\bar{\Omega})/(1 + \beta)],$$

преобразуем (8) к следующему виду:

$$u_2 = 0,3 \frac{a_1 \rho_{12} [\bar{T}_0 + \beta(1 + \theta/\bar{\Omega})]}{L(1 + \beta) [\theta_{\Pi} + (\bar{T}_0 - \omega) c_{p2}/c_{p1}]}. \quad (9)$$

Если учесть, что для горения углеводородов в воздухе характерно [5]

$$\begin{aligned} \bar{T}_0 &\approx \bar{T}_{\text{кип}}, \quad \bar{T}_\phi \approx \theta/\bar{\Omega} \gg \bar{T}_{\text{кип}}, \quad \beta \approx \bar{\Omega} \approx 10, \\ \theta &\approx 10^2, \quad \theta_{\Pi} \approx 1, \quad c_{p2} \approx c_{p1}, \quad \omega = 1, \end{aligned} \quad (10)$$

то (9) можно существенно упростить

$$u_2 = 0,3 \frac{a_1 \rho_{12} \theta}{L \bar{\Omega} (\theta_{\Pi} + \bar{T}_{\text{кип}} - 1)}.$$

Раскрывая выражение для масштабной длины  $L$ , в котором  $\alpha_c = 8\rho_1 D/d^2$  [10], получим

$$u_2 = 0,9 \frac{a_1 \rho_{12} \theta}{\bar{\Omega} d (\theta_{\Pi} + \bar{T}_{\text{кип}} - 1)}, \quad (11)$$

где  $d$  — диаметр резервуара.

В частности, для горения гексана в воздухе ( $\bar{\Omega} = 15,2$ ,  $\theta = 83,3$ ,  $\theta_{\Pi} = 0,667$ ,  $\rho_{12} = 1,27 \cdot 10^{-3}$ ,  $a_1 = 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с,  $\bar{T}_{\text{кип}} = 1,14$ ) получается следующая оценка для скорости горения

$$u_2 = (0,8/d) \cdot 10^{-6} \text{ м/с}. \quad (12)$$

Расчет скорости горения по (12) (рис. 3) дает результаты, весьма близкие к данным, следующим из точных соотношений [10], и удовлетворительно согласуется с опытами различных авторов по ламинарному горению бензина [11], физико-химические свойства которого близки к свойствам гексана.

**Горение жидкости в условиях вынужденной конвекции.** Обдув жидкости потоком газа, направленным вдоль ее свободной поверхности, изменяет структуру течения и геометрию факела. По мере возрастания скорости обдува эти изменения, сначала незначительные, становятся затем определяющими. При этом эффекты гравитационной конвекции уступают место закономерностям сопряженного газожидкостного пограничного слоя, развивающегося у поверхности раздела фаз. Следуя [8, 9], рассмотрим последовательно особенности теплообмена при ламинарном и турбулентном режимах обтекания газом поверхности горячей жидкости.

**Ламинарный режим.** Структура факела при ламинарном режиме течения показана на рис. 4. Профиль температуры в области, ограниченной свободной поверхностью и фронтом пламени, определяется интегралом вероятности от автомодельной переменной  $\varphi_1/\sqrt{\text{Pr}_1}$ :

$$T_1 = T_0 + (T_\phi - T_0) \text{erf}(\varphi_1/\sqrt{\text{Pr}_1})/\text{erf}(\varphi_\phi/\sqrt{\text{Pr}_1}), \quad (13)$$

где  $\varphi_i = \frac{1}{2\rho_{i*}} \sqrt{\frac{u_{1*}}{x\nu_{i*}}} \eta_i$ ;  $\eta_i = \int_0^y \rho_i dy$ ;  $i = 1; 2$ .

Определяя дифференцированием (13)  $(\partial T_1/\partial y)_0$  и подставляя ее значение в (2), получим

$$\begin{aligned} \frac{\alpha x}{\lambda_{1*}} = \text{Nu}_x &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1 + \beta}{\beta} \frac{\rho_{10} \lambda_{10}}{\rho_{1*} \lambda_{1*}} \sqrt{\text{Pr}_1 \text{Re}_x}, \\ \text{Pr}_1 &= \nu_{1*}/a_{1*}, \quad \text{Re}_x = u_{1*} x/\nu_{1*}. \end{aligned} \quad (14)$$

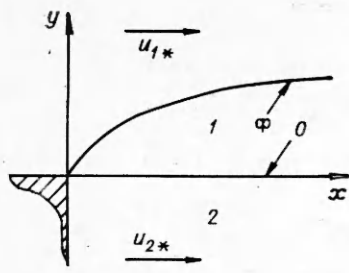


Рис. 4. Схема ламинарного настильного факела.

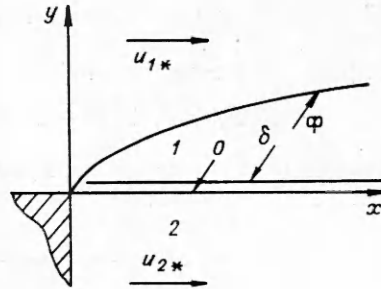


Рис. 5. Схема турбулентного настильного факела.  $\delta$  — граница ламинарного подслоя.

В силу обычного предположения  $\rho^2 a = \text{const}$  выражение (14) упрощается

$$\text{Nu}_x = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1+\beta}{\beta} \sqrt{\text{Pr}_1 \text{Re}_x}. \quad (15)$$

При этом содержащийся в (15) параметр  $\beta$  определяется уравнением теплового баланса на границе раздела фаз [8]

$$\frac{n\vartheta_{\Pi}}{\ln(\beta/\bar{\Omega}\chi)} + \frac{1}{\bar{\Omega}(1+\sigma)} \left[ \vartheta - \vartheta_{\Pi} \frac{\bar{\Omega}(1+\beta)}{(\bar{\Omega}-\beta)} + \bar{\Omega}(1+\omega\sigma) \right] = 0,$$

$$\sigma = \rho_{21*} a_{21*}^{0.5}.$$

Согласно (10), комплекс  $(1+\beta)/\beta$  близок к 1, и параметр  $\beta$  слабо влияет на величину критерия  $\text{Nu}_x$ . Поэтому для практических расчетов можно принять

$$\text{Nu}_x = 0,6 \sqrt{\text{Pr}_1 \text{Re}_x}. \quad (16)$$

Формула (16) определяет коэффициент теплоотдачи в виде функции от критерия Пекле

$$\alpha = 0,6 c_{p1} \rho_{1*} u_{1*} \text{Re}_x^{-0.5},$$

где  $\text{Re}_x = u_{1*} x / a_{1*}$ . При этом тепловой поток к свободной поверхности жидкости находится по выражению

$$Q = 0,6 c_{p1} \rho_{1*} u_{1*} T_{1*} (\vartheta/\bar{\Omega}) \text{Re}_x^{-0.5} \quad (17)$$

( $T_{\vartheta} - T_0 \approx \bar{T}_{1*} \vartheta / \bar{\Omega}$  при  $T_{\vartheta} \gg T_0$ ). Далее, определяя величину греющего жидкости теплового потока  $\lambda_2 (\partial T_2 / \partial y)_0$  дифференцированием температурного профиля [8]

$$T_2 = T_{2*} + (T_0 - T_{2*}) [1 + \text{erf}(\varphi_2 \sqrt{\text{Pr}_2})]$$

и подставляя результат дифференцирования в (7), найдем скорость выгорания жидкости ( $T_0 \approx T_{\text{кип}}$ )

$$v_2 = \frac{0,6 u_{1*}}{\rho_{21*} \vartheta_{\Pi}} \left[ \frac{\vartheta}{\bar{\Omega}} - \sigma (\bar{T}_{\text{кип}} - \omega) \right] \text{Re}_x^{-0.5}. \quad (18)$$

В частности, для условий, отвечающих атмосферному горению гексана (бензина  $\sigma = 40$ ,  $\rho_{21*} = 525$ ,  $\vartheta_{\Pi} = 0,667$ ,  $\vartheta = 83,3$ ,  $\bar{\Omega} = 15,2$ ,  $\bar{T}_{\text{кип}} = 1,14$ ,  $T_{1*} = T_{2*} = 300 \text{ K}$ ), получим

$$v_2 = 0,5 \cdot 10^{-3} u_{1*} \text{Re}_x^{-0.5}. \quad (19)$$

При турбулентном режиме движения газовой фазы у поверхности жидкости формируется ламинарный подслей, и область течения делится на три характерные зоны: турбулентное ядро течения ( $i=1$ ), ламинарный пограничный слой в жидкости ( $i=2$ ) и ламинарный подслей в газе ( $i=3$ ) (рис. 5). Причем непосредственное влияние на состояние сво-

бодной поверхности оказывают примыкающие к ней области ламинарного течения  $i = 2; 3$ .

Определяя температурный профиль в подслое [9] функцией

$$T_3 = T_0 + (T_0 - T_0) \operatorname{erf}(\varphi_3 \sqrt{\operatorname{Pr}_3}) / \operatorname{erf}(\varphi_{3\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_3})$$

и повторяя описанные выше процедуры, получим для числа Нуссельта следующее выражение:

$$\frac{\alpha x}{\lambda_3} = \operatorname{Nu}_x = \frac{1 + \beta}{\beta} \frac{A}{1 + A} \sqrt{\frac{\operatorname{Pr}_3 \operatorname{Re}_x}{\pi}} \frac{1}{\operatorname{erf}(\varphi_{3\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_3})}. \quad (20)$$

Здесь  $\varphi_{1\delta} = \operatorname{Re}_\delta / a \operatorname{Re}_x$ ;  $\varphi_{3\delta} = \alpha / \sqrt{2 c_{f_0} \operatorname{Re}_x}$ ;  $a = \sqrt{0,017 H c_{f_0}}$ ;  $H = 10,6 \sqrt{c_{f_0}} + 0,75$ ;

$\operatorname{Re}_x = u_{1*} x / \nu_3$ ;  $\operatorname{Re}_\delta = u_{1*} \delta / \nu_3$ ;  $A = 0,5 a \sqrt{\operatorname{Pr}_3 \operatorname{Re}_x / \operatorname{Pr}_1} \frac{\operatorname{erf}(\varphi_{3\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_3})}{1 - \operatorname{erf}(\varphi_{1\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_1})} \times$

$\times \exp(\varphi_{3\delta}^2 \operatorname{Pr}_3 - \varphi_{1\delta}^2 \operatorname{Pr}_1)$ ;  $c_{f_0}$  — коэффициент трения на границе раздела фаз;  $\delta = \alpha \nu_3 \sqrt{2/c_{f_0}} / u_{1*}$  — толщина ламинарного подслоя;  $\alpha = 10$  — эмпирическая постоянная [9].

При достаточно больших значениях числа Рейнольдса ( $\operatorname{Re}_x \geq 10^7$ ) слабо меняющийся коэффициент сопротивления  $c_{f_0}$  можно оценить величиной  $10^{-3}$ . Тогда  $H \approx 1,1$ ;  $a \approx 4,3 \cdot 10^{-3}$  и допустимы приближения  $\operatorname{erf}(\varphi_{3\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_3}) \approx \varphi_{3\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_3} \ll 1$ ,  $\operatorname{erf}(\varphi_{1\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_1}) \approx \varphi_{1\delta} \sqrt{\operatorname{Pr}_1} \ll 1$ ,  $\exp(\varphi_{3\delta}^2 \operatorname{Pr}_3 - \varphi_{1\delta}^2 \operatorname{Pr}_1) \approx 1$ ,  $A \approx 0,4$ , существенно упрощающие критериальное уравнение (20). В случае атмосферного горения углеводородов ( $\beta \gg 1$ ) оно приобретает следующий вид:

$$\operatorname{Nu}_x = 0,8 \cdot 10^{-3} \operatorname{Re}_x \quad (21)$$

(при  $\operatorname{Pr}_3 = 0,7$ ,  $\operatorname{Pr}_1 = 0,75$  [12]).

Из формулы (21) следует определение коэффициента теплоотдачи

$$\alpha = 0,8 (\lambda_3 u_{1*} / \nu_3) \cdot 10^{-3}$$

и величины теплового потока от факела к жидкости

$$Q = 1,14 \rho_3 u_{1*} c_{p3} T_{1*} (\vartheta / \bar{\Omega}) \cdot 10^{-3}. \quad (22)$$

Определяя утечку теплоты в жидкость дифференцированием температурного профиля [9]

$$T_2 = T_{2*} + (T_0 - T_{2*}) \operatorname{erf}(\varphi_2 \sqrt{\operatorname{Pr}_2})$$

и подставляя результат в уравнение теплового баланса на свободной поверхности (7), получим при  $T_0 \approx T_{\text{кип}}$

$$v_2 = \left[ 1,14 \cdot 10^{-3} \rho_{32} \vartheta / \bar{\Omega} - (\bar{T}_{\text{кип}} - \omega) \frac{c_{p2}}{c_{p3}} \sqrt{\frac{\nu_{23}}{\pi \operatorname{Pr}_2 \operatorname{Re}_x}} \right] \frac{u_{1*}}{\vartheta_{\text{п}}}. \quad (23)$$

Приняв для гексана (бензина)  $\bar{T}_{\text{кип}} - \omega = 0,14$ ,  $\operatorname{Pr}_2 = 3$ ,  $c_{p2} \approx c_{p3}$ ,  $\nu_{23} = 6,3 \cdot 10^{-3}$ ,  $\rho_{32} = 1,27 \cdot 10^{-3}$ ,  $\bar{\Omega} = 15,2$ , получим

$$v_2 = (1 - 450 \operatorname{Re}_x^{-0,5}) 1,2 u_{1*} \cdot 10^{-5}.$$

При достаточно больших значениях  $\operatorname{Re}_x$  зависимость скорости выгорания жидкости от скорости набегающего потока становится линейной

$$v_2 = 1,2 u_{1*} \cdot 10^{-5}. \quad (24)$$

Такая зависимость в зоне развитого горения подтверждается наблюдениями за горением углеводородов в турбулентном воздушном потоке [11]. При этом экспериментальные данные по скорости горения бензина близки к расчетным. Например, при скоростях обдува  $u_{1*} = 2$  и  $3$  м/с

эксперимент дает  $v_2 = 0,79 \cdot 10^{-4}$  и  $0,88 \cdot 10^{-4}$  м/с, а из (24) следует  $v_2 = 0,24 \cdot 10^{-4}$  и  $0,36 \cdot 10^{-4}$  м/с.

В заключение отметим одну интересную и неочевидную особенность турбулентного факела. Из сравнения формул (16) и (21) следует, что при ламинарном режиме  $Nu_x \sim \sqrt{Re_x}$ , а при турбулентном  $Nu_x \sim Re_x$ . Это означает, что турбулизация газового потока над жидкостью способствует выравниванию коэффициента теплоотдачи в продольном направлении, в то время как остальные характеристики горения в большей или меньшей степени меняются в направлении оси  $x$ . Наиболее вероятным фактором, стабилизирующим интенсивность теплоотдачи к жидкости, является прилегающий к ней вязкий подслой, толщина которого практически не зависит от  $Re_x$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. З. Х. Эммонс. ВРТ, 1956, 21, 6, 97.
2. Н. Н. Смирнов, С. А. Плотников. Вестник МГУ. Сер. 1, матем. и мех., 1983, 5, 60.
3. А. Л. Ярин. ФГВ, 1983, 19, 1, 3.
4. K. W. Ragland. AIAA J., 1970, 8, 3, 498.
5. С. Н. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1985, 21, 1, 3.
6. С. Н. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1985, 21, 2, 45.
7. С. Н. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1985, 21, 4, 39.
8. Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1980, 16, 6, 87.
9. Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1984, 20, 6, 13.
10. С. Н. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1987, 23, 4.
11. В. И. Блинов, Г. Н. Худяков. Диффузионное горение жидкостей. М.: Изд-во АН СССР, 1961.
12. Л. А. Вулис, В. П. Кошкарров. Теория струй вязкой жидкости. М.: Наука, 1965.

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В ЗАПЫЛЕННОМ ГАЗЕ

*Е. И. Губин, И. Г. Дик*

(Томск)

Порошки широко применяются в пожаротушении [1—8]. Механизмы подавления газового пламени могут быть связаны с балластированием горения теплопоглощающим дисперсным материалом, химическим ингибированием или их сочетанием [1—3]. Ниже внимание уделяется флегматизирующему (теплопоглощающему) свойству порошка.

Индикатором эффективности огнетушащего средства является чувствительность скорости горения в среде к концентрации флегматизатора [2, 3, 8], в связи с чем целесообразно изучить изменение скорости пламени в зависимости от параметров дисперсного материала. Предположим, что в газе, в котором происходит режим установившегося горения (скорость пламени  $u$ ), равномерно (со счетной концентрацией  $N$ ), рассеяны инертные частицы радиуса  $r$ , причем  $r < \kappa/u$  — толщины зоны пламени, где  $\kappa$  — коэффициент температуропроводности в газе. Источник тепла в газе — химическая реакция горения, которая идет с тепловым эффектом  $Q$  на единицу массы газа. Теплообмен между частицей и газом осуществляется по закону Ньютона с коэффициентом теплоотдачи  $\alpha$ . Вдали от фронта реакции температуры газа и частиц равны.

Оценить влияние порошка на горение можно расчетом температуры за фронтом пламени из условия термодинамического баланса

$$\rho_g Q = c_g \rho_g (T_+ - T_-) + c_k \rho_k w_r N (T_+ - T_-),$$

где  $\rho$  — плотность;  $c$  — теплоемкость;  $T$  — температура газа;  $w_r$  — объем частицы; индексы: г — газ, к — конденсированная фаза, минус — исходное состояние, плюс — конечное за фронтом пламени.