

**О СРЫВЕ ПЛАМЕНИ ГОРЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ  
ВОЗДУШНЫМ ПОТОКОМ**

*А. Л. Ярин*  
(Москва)

**Введение.** В данной работе рассматривается диффузионное горение жидкости, обдуваемой потоком воздуха, направленным вдоль свободной поверхности. Процесс поддерживается за счет тепла, выделяющегося в пламени, в котором смешиваются и сгорают пары горючего (жидкости) и окислителя, доставляемого из окружающей среды. Решения, основанные на предположении о бесконечно быстрой реакции, позволяют рассчитать поля скорости, температуры и концентраций, а также найти скорость выгорания жидкости [1—3]. При достаточно больших значениях скорости воздушного потока  $U_\infty$  над поверхностью жидкости режим горения, рассмотренный в указанных работах, не может существовать. Скорость реакции оказывается недостаточной для того, чтобы выделяющегося тепла хватило на разогрев поступающих в пламя через сур больше количеств паров горючего и окислителя (смешение интенсифицируется с ростом  $U_\infty$ ). Это, как известно [4, 5], ведет к переохлаждению диффузионного пламени и его срыву.

В данной работе строится количественная теория подобных явлений, обусловленных конечностью скорости химической реакции при горении жидкости. Она, естественно, включает в себя описание ламинарного или турбулентного смешения паров горючего с потоком окислителя, а также влияния тепловода в глубь жидкости, определяющего температуру ее паров и тем самым пламени.

**Постановка задачи.** Зададимся вопросом, может ли сохраниться горение жидкости, если у свободной поверхности в некоторый момент времени увеличилась скорость параллельного ей потока воздуха. За масштаб времени, в котором ведется рассмотрение, выберем характерное время перестройки прогретого слоя в жидкости

$$\tau_1 \sim \kappa_1 / v_{1s}^2,$$

где  $\kappa_1$  — температуропроводность жидкости;  $v_{1s}$  — линейная скорость ее горения. При этом можно считать, что перестройка газового потока, связанная с увеличением его скорости, происходит мгновенно. Действительно, характерное время такой перестройки  $\tau_2 \sim \nu / U_\infty^2$  ( $\nu$  — кинематическая вязкость воздуха) при реальных значениях величин  $\kappa_1 \approx 0,15 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с,  $v_{1s} \approx 10^{-5}$  м/с,  $\nu \approx 0,15 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с,  $U_\infty \approx 10$  м/с в  $10^{-11}$  раз меньше  $\tau_1$ . Это, как обычно, позволяет рассматривать движение в области, заполненной газом, в квазистационарном приближении.

Для описания движения газа должны быть использованы двумерные стационарные уравнения пограничного слоя химически реагирующего газа. Введем следующие обозначения. В случае ламинарного течения:  $\rho$  — плотность;  $u$  и  $v$  — продольная (по  $x$ ) и поперечная (по  $y$ ) скорости;  $T$  — температура;  $c$  и  $c'$  — массовые концентрации пара горючего и окислителя (кислорода);  $\lambda$  и  $D$  — коэффициенты теплопроводности и диффу-

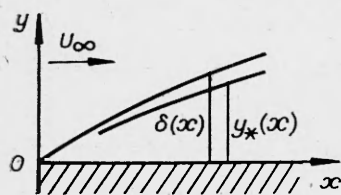


Рис. 1.

ницу массы окислителя;  $\sigma$  — стехиометрический коэффициент;  $c_p$  — удельная теплоемкость.

Область, заполненная газом, занимает полупространство  $y \geq 0$  и включает в себя пограничный слой (его граница —  $\delta(x)$ ), внутри которого расположено диффузионное пламя (его координата —  $y_*(x)$ ; рис. 1). При обычных допущениях можно считать, что толщины динамического, теплового и диффузионного пограничных слоев в газе одинаковы.

Горящую жидкость будем считать достаточно вязкой для того, чтобы можно было пренебречь вязким увлечением ее потоком воздуха и генерацией поверхностных волн. Рассмотрение будем вести в системе отсчета, связанной со свободной поверхностью жидкости. Область, заполненная жидким горючим, представляет собой полупространство  $y \leq 0$  (см. рис. 1), и в ней необходимо решать нестационарное одномерное уравнение распространения тепла

$$\partial \rho_1 c_1 T / \partial t + \partial \rho_1 v_s c_1 T / \partial y = \lambda_1 \cdot \partial^2 T / \partial y^2, \quad (1)$$

где  $\rho_1$  — плотность жидкости;  $c_1$  и  $\lambda_1$  — ее удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности.

Распределение температуры в жидкости будет изменяться вслед за скоростью потока окислителя. Однако это изменение, как показано ранее, будет столь медленным по сравнению со скоростью перестройки газового потока, что срыв пламени надо анализировать, используя распределение температуры жидкости, существовавшее в момент изменения скорости обдува. Оно должно определяться всей предысторией горения, начиная от воспламенения, т. е. решением нестационарного уравнения (1). В частности, температура в жидкости может отвечать установившемуся распределению — стационарному решению (1).

На границах полупространства, заполненного жидкостью, выполняются условия:

$$\begin{aligned} y = -\infty, \quad T = T_{-\infty}, \\ \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=+0} = \lambda_1 \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=-0} + \rho_s v_s L, \\ \rho_s v_s = -\rho D \frac{\partial c}{\partial y} \Big|_{y=+0} + \rho_s v_s c_s, \quad 0 = -\rho D \frac{\partial c'}{\partial y} \Big|_{y=+0} + \rho_s v_s c' \Big|_{y=+0}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $v_s$  — скорость оттока пара от поверхности;  $L$  — теплота парообразования;  $\rho_s = \rho|_{y=+0}$ ;  $c_s = c|_{y=+0}$ . Непрерывность потока массы дает  $\rho_s v_s = = \rho_1 v_{1s}$ , и выполняется условие прилипания  $u = 0$  при  $y = 0$ . Третье граничное условие (2) служит для нахождения потока массы на поверхности жидкости. Зависимость  $c_s$  от температуры зададим с помощью эмпирического соотношения, полученного в работе [7] для бензина:

$$c_s = \frac{1}{760} 10^{[7.072 - 1300 / (T_s - 43.16)]}. \quad (3)$$

Здесь  $T_s = T|_{y=+0} = T|_{y=-0}$  — температура поверхности жидкости, подлежащая определению. Использование (3) вместо уравнения Клаузиуса — Клайперона ведет лишь к несущественным количественным изменениям.

Будем предполагать, что химическая реакция происходит с конечной скоростью на математической поверхности, т. е. примем квазигетероген-

ную модель диффузионного горения [8], соответствующую условиям срыва пламени. Считается, что вне поверхности пламени реагирования нет. (Отметим, что формальное решение, отвечающее воспламенению, которое можно получить с использованием такой модели, неудовлетворительно, так как в этом случае толщина зоны реакции сравнима с  $\delta$ .) Условия баланса потоков тепла на реакционной поверхности имеют вид

$$\begin{aligned} & \left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \rho v c_p T\right) \Big|_{y=y_*-0} - \left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \rho v c_p T\right) \Big|_{y=y_*+0} = \\ & = q \left(-\rho D \frac{\partial c'}{\partial y} + \rho v c'\right) \Big|_{y=y_*+0}, \quad (4) \\ & \left(-\rho D \frac{\partial c}{\partial y} + \rho v c\right) \Big|_{y=y_*-0} - \left(-\rho D \frac{\partial c}{\partial y} + \rho v c\right) \Big|_{y=y_*+0} = \\ & = -\frac{1}{\sigma} \left(-\rho D \frac{\partial c'}{\partial y} + \rho v c'\right) \Big|_{y=y_*+0}, \\ & - \left(-\rho D \frac{\partial c'}{\partial y} + \rho v c'\right) \Big|_{y=y_*+0} = W_1. \end{aligned}$$

Здесь  $W_1$  — скорость эффективной гетерогенной реакции. Естественно, что распределения искомых величин непрерывны на поверхности реагирования. Обозначим температуру и концентрации на поверхности пламени  $T_*$ ,  $c_*$  и  $c'_*$ . Они будут определяться при решении.

На внешней границе пограничного слоя имеем

$$y = \delta, \quad u = U_\infty, \quad T = T_\infty, \quad c = 0, \quad c' = c'_\infty. \quad (5)$$

С целью упрощения аналитического рассмотрения задачи примем, что плотность газа и величины коэффициентов переноса постоянны в сечении пограничного слоя и равны некоторым эффективным значениям. Выражение для скорости эффективной гетерогенной реакции представим в виде

$$W_1 = \rho k_{01} c_* \exp(-E/RT_*), \quad (6)$$

где  $k_{01}$  — предэкспоненциальный множитель;  $E$  — энергия активации;  $R$  — газовая постоянная. Предположения о независимости  $W_1$  от концентрации окислителя и о постоянстве плотности газа не ограничивают существенно общность рассмотрения, так как при этом сохраняются основные свойства скорости химической реакции — замедление с уменьшением  $c_*$  и аррениусовская зависимость от температуры. (При избытке окислителя скорость реакции вообще не зависит от концентрации  $c'_*$ .)

**Метод решения.** При описании полей температуры и концентраций в газовом пограничном слое откажемся от точного решения сложных нелинейных уравнений. Вместо этого выберем профили искомых величин, удовлетворяющие лишь граничным условиям в фиксированном сечении, а входящие в них параметры подберем так, чтобы сохранилась зависимость толщины пограничного слоя от продольной координаты, справедливая в отсутствие горения. Эта зависимость интегрально передает характер процессов смешения в пограничном слое и, по-видимому, не должна существенно измениться при наличии пламени, если описание ведется с использованием эффективных значений плотности и коэффициентов переноса. В рассматриваемой здесь задаче естественно использовать профили, описывающие в квазигетерогенном приближении диффузионное горение жидкости в газовом слое ширины  $\delta$ . Вне математической поверхности пламени потоки тепла и массы постоянны и, следовательно, профилями температуры и концентраций будут

$$T = B e^{Ny} + A/N\lambda, \quad c = B_1 e^{Ny} + A_1 c_p/N\lambda, \quad (7)$$

$$c' = B_2 e^{Ny} + A_2 c_p/N\lambda, \quad N = \rho v_s c_p/\lambda.$$

Величины  $A, A_1, A_2, B, B_1, B_2$  и  $N$  в задаче о горении при наличии потока воздуха должны быть определены из граничных условий. С использованием двух последних условий (2), а также (5) находим необходимые в дальнейшем выражения для коэффициентов профилей (7):

$$\begin{aligned} A' &= \frac{(T_* - T_s e^{Ny_*}) N \lambda}{1 - e^{Ny_*}}, & A'' &= \frac{(T_\infty e^{Ny_*} - T_* e^{N\delta}) N \lambda}{e^{Ny_*} - e^{N\delta}}, \\ A'_1 &= \rho v_s = \frac{N \lambda}{c_p}, & A''_1 &= -\frac{c_* e^{N\delta}}{e^{Ny_*} - e^{N\delta}} \frac{N \lambda}{c_p}, \\ A'_2 &= \frac{(c'_\infty e^{Ny_*} - c'_* e^{N\delta}) N \lambda}{(e^{Ny_*} - e^{N\delta}) c_p}, & B' &= \frac{T_s - T_*}{1 - e^{Ny_*}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь значения коэффициентов в области  $0 \leq y \leq y_*$  отмечены штрихом, а в области  $y_* \leq y \leq \delta$  — двумя штрихами.

Условия на поверхности пламени (4) с использованием профилей (7) дают

$$A' - A'' = q A''_2, \quad A'_1 - A''_1 = -\frac{1}{\sigma} A''_2, \quad -A''_2 = W_1. \quad (9)$$

Подставляя в (9) выражения (6) и (8), получаем уравнения

$$\begin{aligned} \frac{T_* - T_s e^{Ny_*}}{1 - e^{Ny_*}} - \frac{T_\infty e^{Ny_*} - T_* e^{N\delta}}{e^{Ny_*} - e^{N\delta}} &= -\frac{\sigma q}{c_p} \left( 1 + \frac{c_* e^{N\delta}}{e^{Ny_*} - e^{N\delta}} \right), \\ \frac{N \lambda}{c_p} \left( 1 + \frac{c_* e^{N\delta}}{e^{Ny_*} - e^{N\delta}} \right) &= \frac{\rho k_{01} c_* \exp(-E/RT_*)}{\sigma}, \\ \frac{N \lambda (c'_\infty e^{Ny_*} - c'_* e^{N\delta})}{c_p (e^{Ny_*} - e^{N\delta})} &= -\rho k_{01} c_* \exp(-E/RT_*). \end{aligned} \quad (10)$$

Кроме того, используя условие (3), находим с помощью (7) и (8)

$$c_* = 1 - e^{Ny_*} (1 - c_s). \quad (11)$$

Комплекс  $\sigma c - c'$  удовлетворяет уравнению диффузии без источника при  $0 \leq y \leq \delta$  (в том числе при  $y = y_*$ ). Следовательно, имеем с использованием двух последних условий (2), а также (5)

$$c'_* = \sigma c_* + (\sigma + c'_\infty) e^{-N(\delta - y_*)} - \sigma. \quad (12)$$

Соотношения (10)–(12) образуют замкнутую систему уравнений для определения  $T_*, c_*, c'_*, y_*$  и  $N$ . Далее будет показано, что решения этой системы отвечают не только стационарным режимам, но и критическим — воспламенению и срыву пламени.

**Анализ критических режимов на параметрической плоскости  $\varphi\Theta$ .** Введем в рассмотрение условный коэффициент сгорания  $\varphi$  и теплотворность  $\Theta$ , безразмерную температуру  $\Theta$  и параметр  $\tau$ , характеризующий отношение времен смешения и химической реакции:

$$\begin{aligned} \varphi &= 1 - \frac{c_*}{(e^{N\delta} - e^{Ny_*})(1 - c_s)}, & \Theta &= RT_*/E, \\ \tau &= \frac{c_p \rho k_{01}}{N \lambda \sigma} \frac{(c^{N\delta} - e^{Ny_*})}{e^{Ny_*}}, \\ \Theta &= \frac{\sigma q R (1 - c_s) (e^{Ny_*} - 1) (e^{N\delta} - e^{Ny_*})}{E c_p (e^{N\delta} - 1)}. \end{aligned} \quad (13)$$

Из двух первых равенств (10) с помощью (11) получаем соотношения

$$\varphi = \tau / [\tau + \exp(1/\Theta)], \quad \varphi = (\Theta - \Theta_0) / \Theta, \quad (14)$$

в которых

$$\Theta_0 = \frac{\Theta_s (e^{N\delta} - e^{Ny_*}) + \Theta_\infty (e^{Ny_*} - 1)}{e^{N\delta} - 1}, \quad (15)$$

$$\Theta_s = RT_s/E, \quad \Theta_\infty = RT_\infty/E.$$

Выражая из (11)  $c_*$  (и, следовательно,  $\varphi$ ) через  $y_*$  и  $N$ , а из третьего уравнения (10) с помощью (11) и (12) —  $T_*$  (и, следовательно,  $\Theta$ ), получаем из уравнений (14) систему для определения  $y_*$  и  $N$ . Найдя из нее  $y_*$  и  $N$  и определив, таким образом,  $\varphi$ ,  $\tau$ ,  $\vartheta$  и  $\Theta_0$  по формулам (13) и (15), можно с помощью уравнений (14) исследовать критические режимы диффузионного горения жидкости. Однако система уравнений относительно  $y_*$  и  $N$  оказывается слишком сложной для получения аналитического решения. Поэтому при анализе срыва пламени примем, что  $c_* \approx c'_* \approx 0$ . Следовательно, с помощью (11) и (12) находим

$$e^{Ny_*} \frac{1}{1 - c_s}, \quad e^{N\delta} = \frac{\sigma + c'_\infty}{\sigma(1 - c_s)}. \quad (16)$$

Отсюда, в частности, получим скорость горения и координату диффузионного пламени в зависимости от толщины пограничного слоя

$$N = \frac{1}{\delta} \ln \left[ \frac{\sigma + c'_\infty}{\sigma(1 - c_s)} \right], \quad y_* = \frac{\delta}{1 - \ln(1 + c'_\infty/\sigma) / \ln(1 - c_s)}. \quad (17)$$

Подставляя (16) в выражения (13), (15) для  $\varphi$ ,  $\vartheta$  и  $\Theta_0$ , находим

$$\varphi = 1 - \frac{\sigma c_*}{c'_\infty}, \quad \vartheta = \frac{\sigma q R c_s}{c_p E} \frac{c'_\infty}{\sigma c_s + c'_\infty}, \quad \Theta_0 = \frac{\Theta_s c'_\infty + \Theta_\infty \sigma c_s}{\sigma c_s + c'_\infty}. \quad (18)$$

С помощью (18) могут быть вычислены величины условной теплотворности  $\vartheta$  и температуры  $\Theta_0$ , если известна температура поверхности жидкости.

Поток окислителя к поверхности реакции  $J'$  определяется выражениями

$$J' = - \left( -\rho D \frac{\partial c'}{\partial y} + \rho v c' \right) \Big|_{y=y_*+0} = -A_2'' = - \frac{N\lambda}{c_p} \frac{(c'_\infty e^{Ny_*} - c'_* e^{N\delta})}{e^{Ny_*} - c^{N\delta}}. \quad (19)$$

Введем в рассмотрение коэффициент конвективной диффузии  $\alpha$ . Учитывая, что  $c_* \approx 0$ , имеем с помощью (19)

$$J' = \rho \alpha c'_\infty, \quad \alpha = \frac{N\lambda}{\rho c_p} \frac{e^{Ny_*}}{e^{N\delta} - e^{Ny_*}}. \quad (20)$$

Последнее соотношение совместно с выражением (13) для  $\tau$  дает

$$\tau = k_{01}/\alpha. \quad (21)$$

Получим зависимость величины  $\alpha$  от продольной координаты  $x$  и скорости  $U_\infty$  на внешней границе пограничного слоя.

С помощью (16), (17) и (20), учитывая, что при сделанных допущениях  $\bar{D} = \lambda/\rho c_p$ , имеем

$$\alpha = \frac{D}{\delta} \ln \left[ \frac{\sigma + c'_\infty}{\sigma(1 - c_s)} \right] \frac{\sigma}{c'_\infty}. \quad (22)$$

В ламинарном пограничном слое  $D$  — постоянная величина, а  $\delta = 5\sqrt{\nu x/U_\infty}$  [9]. В турбулентном пограничном слое  $D \approx 0,04 y_* u_*$  [10]. Следовательно, в ламинарном и турбулентном течениях

$$\alpha = 0,2D \sqrt{\frac{U_\infty}{\nu x}} \frac{\sigma}{c_\infty} \ln \left[ \frac{\sigma + c'_\infty}{\sigma(1 - c_s)} \right], \quad (23)$$

$$\alpha = \frac{0,04u_*}{1 - \ln(1 + c'_\infty/\sigma)/\ln(1 - c_s)} \frac{\sigma}{c_\infty} \ln \left[ \frac{\sigma + c'_\infty}{\sigma(1 - c_s)} \right]$$

(использовано второе соотношение (17)). Значение продольной скорости в пламени в турбулентном пограничном слое  $u_*$  (а следовательно, и  $\alpha$ ) слабо убывает с ростом  $x$  и практически линейно растет с  $U_\infty$  [10].

В отсутствие горения для ламинарного и турбулентного течений, как известно [11, 12], справедливы соотношения

$$\alpha = 0,332D \sqrt{U_\infty/\nu x}, \quad \alpha = 0,023 \frac{D}{\nu^{0,8}} x^{-0,2} U_\infty^{0,8}, \quad (24)$$

где  $D$  — коэффициент молекулярной диффузии. Не располагая количественной связью  $u_* = u_*(x, U_\infty)$  и учитывая качественное соответствие вторых зависимостей (23) и (24), будем использовать вторую функцию  $\alpha = \alpha(x, U_\infty)$  как приближение для турбулентного пограничного слоя с горением. Отметим, что первое выражение (17) дает для линейной скорости выгорания жидкости в ламинарном потоке с использованием приведенной зависимости  $\delta(x)$  выражение

$$v_{1s} = 0,2 D \frac{\rho}{\rho_1} \sqrt{\frac{U_\infty}{\nu x}} \ln \left[ \frac{\sigma + c'_\infty}{\sigma(1 - c_s)} \right]. \quad (25)$$

Выражение (25) отличается лишь числовым множителем от результата работ [2, 3], где построено точное решение уравнений пограничного слоя в стационарном режиме диффузионного горения. Зависимость скорости выгорания жидкости в турбулентном потоке воздуха от  $x$  и  $U_\infty$  с использованием (17) и приведенного выше выражения для коэффициента турбулентной диффузии оценивается так:  $v_{1s} \sim D/\delta \sim u_* y_*/\delta \sim u_*$ . Следовательно, скорость выгорания в турбулентном потоке слабо убывает с ростом  $x$  и практически линейно растет с  $U_\infty$ . (В соответствии с [13]  $v_{1s} \sim U_\infty^{0,8} x^{-0,2}$ ).

течений

С помощью (21), (23), (24) имеем для ламинарного и турбулентного

$$\tau = m (x/U_\infty)^{0,5}, \quad \tau = nx^{0,2}/U_\infty^{0,8},$$

$$m = \frac{5c'_\infty k_{01} \nu^{0,5}}{\sigma^2 D \ln \left[ (\sigma + c'_\infty)/(\sigma(1 - c_s)) \right]}, \quad u = \frac{43,5k_{01} \nu^{0,8}}{\sigma D}. \quad (26)$$

Величина  $\tau$ , уменьшаясь вместе с ростом коэффициента конвективной диффузии  $\alpha$  при приближении к начальным сечениям пограничного слоя, может достигнуть критического значения, отвечающего переохладению зоны реакции вследствие интенсивного подвода реагентов ( $\tau$  сравнительно мало — смешение весьма интенсивно в сравнении со скоростью химической реакции). В результате в этом сечении решение, отвечающее высокотемпературному режиму — горению, не может быть реализовано. То же относится ко всем остальным сечениям вверх по потоку.

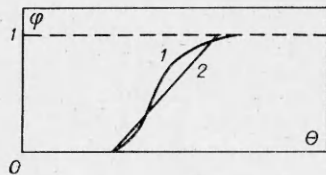


Рис. 2.

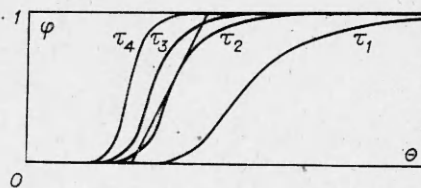


Рис. 3.



Перейдем к определению критического значения параметра  $\tau$ . С этой целью используем плоскость  $\varphi\Theta$  (рис. 2), где уравнениям (14) соответствует S-образная кривая 1 (кривая тепловыделения) и прямая 2 (прямая теплоотвода). Как известно [14], касание кривой тепловыделения и прямой теплоотвода определяет режимы возникновения пламени и его срыва. Добавляя к (14) условие равенства наклонов в точке касания

$$\frac{\tau \exp(1/\Theta)}{\Theta^2 [\tau + \exp(1/\Theta)]^2} = \frac{1}{\Theta}, \quad (27)$$

имеем систему уравнений, из которой находятся значения  $\tau = \tau_*$ ,  $\tau = \tau_{**}$ , отвечающие срыву пламени и воспламенению при заданных значениях  $\Theta_0$  и  $\Theta$  [14]:

$$\tau_* = \exp(1/\Theta) \frac{\Theta - \Theta_0 - \Theta^2}{\Theta^2}, \quad (= \tau_{**}), \quad (28)$$

$$\Theta = \frac{1 + 2\Theta_0/\Theta \pm \sqrt{1 - 4\Theta_0 - 4\Theta_0^2/\Theta}}{2(1 + 1/\Theta)}.$$

Воспламенению отвечает знак минус, срыву пламени — плюс. Область параметров, в которой невозможны критические режимы, определяется неравенством  $1 - 4\Theta_0 - 4\Theta_0^2/\Theta < 0$ .

Соотношения (26) и (28) позволяют найти сечение пограничного слоя в газе у поверхности жидкости, вплоть до которого горение невозможно. Рассмотрим сечение пограничного слоя  $x = x_0$ , находящееся в достаточно удаленной от его начала области, где горение не прекращается, несмотря на интенсивный обдув. Сечениям, расположенным последовательно между выбранным и начальным, отвечают меньшие значения  $x$ , большая интенсивность смешения в сравнении со скоростью химической реакции и в соответствии с (26), меньшие  $\tau$ . Уменьшению  $\tau$  соответствует переход с одной кривой тепловыделения на другую на  $\varphi\Theta$ -диаграмме в направлении слева направо (см. рис. 3, где  $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3 < \tau_4$ ). При определенном значении  $x = x_* < x_0$  имеем  $\tau = \tau_2 = \tau_*$ , и кривая тепловыделения касается прямой теплоотвода (см. рис. 3). Следовательно, в этом сечении пограничного слоя горение становится невозможным. Очевидно, что горения тем более не будет в сечениях, расположенных между  $x = x_*$  и начальным. Для  $x_*$  с помощью (26) и (28) получаются выражения

$$x_* = (\tau_*/m)^2 U_\infty, \quad x_* = (\tau_*/n)^5 U_\infty^4. \quad (29)$$

Первое из них отвечает ламинарному режиму течения в пограничном слое, второе — турбулентному.

Обращает на себя внимание резкая зависимость величины  $x_*$  при турбулентном течении от скорости набегающего потока, что связано с сильной по сравнению с ламинарным течением интенсификацией турбулентного перемешивания в пограничном слое с ростом  $U_\infty$ .

**Определение температуры поверхности жидкости и температуры пламени.** Расчет конкретных значений скорости выгорания, а также длины, на которой произойдет потухание жидкости  $x_*$ , невозможен, пока не определена температура поверхности жидкости  $T_s$ . Перейдем к ее вычислению. При диффузионном горении в ламинарном или турбулентном пограничном слое у поверхности жидкости, когда  $c_* \approx 0$ , коэффициент полноты сгорания  $\varphi$  близок к единице (см. (18), рис.2). Следовательно, из (14) при  $\Theta = \Theta_0 + \Theta$ , используя (18), находим

$$T_* = \frac{1}{\sigma c_s + c'_{co}} \left[ c'_\infty T_s + \sigma c_s \left( T_\infty + \frac{q c'_\infty}{c_p} \right) \right]. \quad (30)$$

Это же выражение получено в [2, 3] при точном расчете ламинарного пограничного слоя с пламенем, скорость реакции в котором бесконечно

велика. Второе выражение, связывающее  $T_*$  с  $T_s$ , получаем, используя граничное условие для тепловых потоков на поверхности жидкости (2), профиль температуры (7), выражение для коэффициента  $B'$  (8) и (16)

$$T_s = T_* - \frac{c_s}{1 - c_s} \left( \frac{\lambda_1 \Phi_1}{\lambda N} + \frac{L}{c_p} \right). \quad (31)$$

Здесь  $\Phi_1 = \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0}$ .

Подставляя (30) в (31), получаем трансцендентное уравнение для определения величины  $T_s$  при заданной производной температуры  $\Phi_1$

$$T_s = \frac{1}{\sigma c_s + c'_{\infty}} \left[ c'_{\infty} T_s + \sigma c_s \left( T_{\infty} + \frac{qc'_{\infty}}{c_p} \right) \right] - \frac{c_s}{1 - c_s} \left( \frac{\lambda_1 \Phi_1}{\lambda N} + \frac{L}{c_p} \right). \quad (32)$$

Здесь величина  $c_s$  связана с  $T_s$  соотношением (3). Температура поверхности жидкости при диффузионном горении всегда ниже температуры кипения. Действительно, при значениях  $T_s$ , близких к  $T_k$ ,  $c_s$  близко к единице, правая часть (32) отрицательна, а следовательно, решение (32) не может принадлежать этой области, так как левая часть уравнения положительна. Величина  $\Phi_1$  в (32) определена всей предысторией горения, начиная от воспламенения. Если скорость обдува увеличивается непосредственно вслед за воспламенением, когда  $\Phi_1$  велика (прогрет лишь узкий приповерхностный слой жидкости), возможность срыва пламени выше, чем при стационарном температурном режиме в жидкости, так как температура ее поверхности ниже из-за более интенсивного теплоотвода вглубь. Следовательно, ниже температура паров, поступающих в пламя, и выше их способность переохладить его.

В случае, когда в горячей жидкости до изменения скорости потока окислителя уже успело установиться стационарное распределение температуры ( $\partial/\partial t = 0$ ), решение уравнения (1) с первым условием (2) позволяет определить величину  $\Phi_1^0$ :

$$\lambda_1 \Phi_1^0 = \frac{c_1}{c_p} \lambda N (T_s^0 - T_{-\infty}). \quad (33)$$

Здесь и далее верхний индекс 0 отмечает величины, отвечающие стационарному распределению температуры в жидкости. Подстановка (33) в (32) дает трансцендентное уравнение для определения стационарной температуры поверхности горячей жидкости

$$T_s^0 = \frac{c'_{\infty} + \sigma c_s^0}{c'_{\infty} + \sigma} \left[ T_{-\infty} - \frac{L}{c_p} + \frac{\sigma(1 - c_s^0)}{c'_{\infty} + \sigma c_s^0} \left( T_{\infty} + \frac{qc'_{\infty}}{c_p} \right) \right]. \quad (34)$$

Отметим, что стационарная температура поверхности жидкости оказывается независимой от скорости обдува.

Используя (34), можно связать температуру диффузионного пламени жидкости, температурное распределение в которой стационарно, с температурами жидкости и окислителя на бесконечности

$$T_*^0 = \frac{1}{\sigma + c'_{\infty}} \left[ T_{-\infty} c'_{\infty} - \frac{L}{c_p} c'_{\infty} + \sigma \left( T_{\infty} + \frac{qc'_{\infty}}{c_p} \right) \right]. \quad (35)$$

**Результаты расчета.** При расчете прежде всего вычисляется температура поверхности жидкости (с использованием (32) и (3) для нестационарного распределения температуры в жидкости или (34) и (3) для стационарного). Затем рассчитываются условная теплотворность  $\phi$  и температура  $\Theta_0$  — (18), после чего с помощью (28) (знак плюс) определяется критическая величина  $\tau_*$ . Используя соотношения (26) для  $m$  и  $n$  на основе (29) вычисляется длина участка, на котором будет сорвано пламя



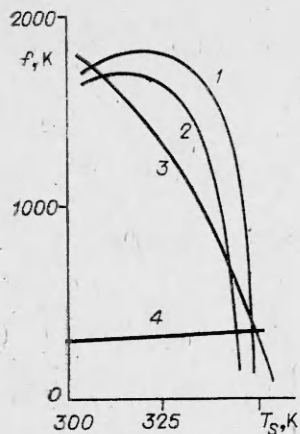


Рис. 4.

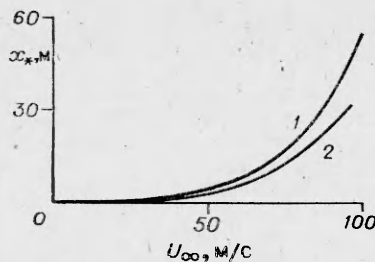


Рис. 5.

в ламинарном или турбулентном пограничном слое потока окислителя, скорость которого на бесконечности равна  $U_\infty$ . Приведем результаты для следующих типичных значений параметров:  $\sigma = 4$ ,  $\nu = D = 0,79 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с,  $T_\infty = 300$  К,  $c'_\infty = 0,2$ ,  $q = 10,45 \cdot 10^6$  Дж/кг,  $L = 230 \cdot 10^3$  Дж/кг,  $c_p = 1,09 \cdot 10^3$  Дж/(кг·град),  $c_1 = 4,19 \cdot 10^3$  Дж/(кг·град). Кинетические постоянные имели значения  $E/R = 2,5 \cdot 10^4$  К,  $k_{01} = 10^6$  м/с, что соответствует данным [15] для горения углеводородных горючих. (Отметим, что  $k_{01} = k_0 l$ , где  $k_0$  — константа скорости гомогенной реакции, а  $l$  — эффективная толщина зоны гомогенной реакции). В случае, когда распределение температуры в жидкости стационарно, в расчетах использовалось значение  $T_{-\infty} = 300$  К.

На рис. 4 показаны распределения, отвечающие правым частям уравнений (34) ( $3 - \Phi_1 = \Phi_1^0$ ) и (32) ( $1 - \Phi_1 = \frac{1}{2} \Phi_1^0$ ,  $2 - \Phi_1 = 2\Phi_1^0$ ). Прямой 4 показана зависимость  $f = T_s$ . Графическое решение уравнений (32) и (34) дается пересечением кривых 1—3 с прямой 4. В случае стационарного распределения температуры в жидкости находим  $T_s^0 = 348,5$  К, в случае узкого прогретого слоя (непосредственно после воспламенения, когда  $\Phi_1 = 2\Phi_1^0$ ) —  $T_s = 344,5$  К. Расширение прогретого слоя в жидкости по сравнению со стационарным ( $\Phi_1 = \frac{1}{2} \Phi_1^0$ ) практически не ведет к увеличению температуры поверхности по сравнению с  $T_s^0$ , и поэтому стабилизирующая роль такого расширения при срыве пламени несущественна. Заметим, что в соответствии с (3)  $T_k \approx 353$  К. Рис. 5 иллюстрирует зависимость длины поверхности жидкости, на которой произойдет срыв пламени, от заданной скорости на внешней границе турбулентного пограничного слоя. Кривой 1 показаны результаты при  $\Phi_1 = 2\Phi_1^0$ ,  $T_s = 344,5$  К, кривой 2 — данные, отвечающие случаю  $\Phi_1 = \Phi_1^0$ ,  $T_s^0 = 348,5$  К. В заключение отметим, что наряду с полученными результатами решения прямой задачи о срыве пламени жидкости значительный интерес представляло бы определение с использованием (28) и (29) кинетических параметров грунто-реакции горения по экспериментальным зависимостям  $x_* = x_*(U_\infty)$ .

Поступила в редакцию 17/III 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Х. Эммонс. ВРТ, 1956, 6.
2. Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. — В кн.: Гидромеханика и теория упругости. Вып. 26. Днепропетровск, 1980.
3. Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1980, 16, 6.
4. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1949, 19, 40.
5. Б. С. Ермолаев, А. И. Коротков. — В кн.: Десятая Всесоюзная конференция по актуальным вопросам испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем. Одесса, 1970.
6. А. С. Гиневский. Теория турбулентных струй и следов. М.: Машиностроение, 1969.

7. G. W. Thomson. Chem. Rev., 1946, 38, 1.
8. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. Л.: Энергия, 1968.
9. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
10. Ю. А. Кустов, С. С. Рыбанин. ФГВ, 1970, 6, 1.
11. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970.
12. Г. Гребер, С. Эрк, У. Григуль. Основы учения о теплообмене. М.: ИЛ, 1958.
13. G. A. Marxman, M. Gilbert. Ninth Symp. (Intern.) on Combustion, Academic Press, 1963.
14. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М.—Л.: ГЭИ, 1954.
15. Л. А. Вулис, Л. П. Ярин. ФГВ, 1970, 6, 4.

## О ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ГАФНИЯ В ВОДОРОДЕ

Э. В. Агабабян, С. Л. Харатян, А. Г. Мержанов  
(Ереван)

В работах [1, 2] изучено горение титана и циркония в водороде и показано, что в волне горения образуется  $\beta$ -твердый раствор водорода в металле, а гидридная фаза образуется при остывании продукта. Система  $\text{Hf} - \text{H}_2$  отличается от изученных ранее систем  $\text{Ti} - \text{H}_2$  и  $\text{Zr} - \text{H}_2$  тем, что имеет значительно более широкую область гомогенности гидридной фазы и более узкую область твердого раствора. Поэтому можно ожидать, что гидридная фаза при горении гафния в водороде будет образовываться непосредственно в волне.

Данная работа поставлена с целью экспериментальной проверки этого соображения и изучения механизма горения гафния в водороде.

Исследование фильтрационного горения и термодинамического равновесия в системе  $\text{Hf} - \text{H}_2$  проводилось в интервале давлений водорода  $0 < p_{\text{H}_2} \leq 600$  мм рт. ст. по методике, описанной в [1]. Эксперименты проводились с порошком гафния марки ГФМ-1 (ТУ-48-4-176-72) чистоты 99,34%. Размер частиц металла не превышал 10 мкм.

### Результаты эксперимента

**Равновесие в системе  $\text{Hf} - \text{H}_2$ .** Для обсуждения механизма фильтрационного горения необходимо, как отмечалось в [1, 2], пользоваться данными по термодинамическому равновесию, полученными для металла той марки, который используется в экспериментах по горению. С этой целью в данной работе экспериментально изучены зависимости равновесного состава от температуры в изобарных условиях. На рис. 1 представлены политермы равновесного состава, полученные в изобарных условиях. Как видно, предельный состав при  $T = 20^\circ\text{C}$  с повышением давления растет и достигает стехиометрической величины при  $p_{\text{H}_2} = 600$  мм рт. ст. Кроме того, изобарные кривые термодинамического равновесия в системе  $\text{Hf} - \text{H}_2$  аналогично кривым равновесия в системах  $\text{Ti} - \text{H}_2$ ,  $\text{Zr} - \text{H}_2$  [1, 2] состоят из двух ветвей. В низкотемпературной области в равновесии с водородом находится нестехиометрический дигидрид гафния, а в высокотемпературной — твердый раствор водорода в гафнии.

Для установления температурного интервала в зависимостях  $X = f(T)$  при  $p_{\text{H}_2} = \text{const}$ , в котором равновесна та или иная гидридная фаза гафния, обратимся к диаграмме состояния системы  $\text{Hf} - \text{H}_2$ , изобарное сечение которой при  $p_{\text{H}_2} = 0,1$  атм [3] представлено на рис. 2. Согласно диаграмме, в системе гафний — водород образуются три стабильные фазы:  $\delta$ -фаза с гранцентрированной кубической структурой (ГЦК),  $\epsilon$ -фаза с гранцентрированной тетрагональной структурой и  $\alpha$ -твердый раствор водорода в гафнии с гексагональной плотно упакованной решеткой.  $\epsilon$ -фаза