



**ДИФфуЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ ЖИДКОСТЕЙ¹
СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ**

С. И. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин
(Ухта)

Горение жидкостей со свободной поверхностью представляет собой сложный процесс, протекающий в условиях взаимоналожения влияний кинетических и гидродинамических факторов. Он включает в себя ряд последовательных стадий, на которых осуществляется испарение жидкости и формирование над свободной поверхностью паровой струи, а также смешение и реагирование пара с содержащимся в окружающей среде окислителем. Выделяющаяся на фронте пламени теплота расходуется на нагрев газообразных продуктов сгорания и на нагрев и испарение жидкости, обеспечивая тем самым непрерывность процесса. Скорость последнего определяется интенсивностью тепло- и массопереноса в газообразной и жидкой фазах, кинетикой испарения и горения и зависит, таким образом, от большого числа факторов.

Расчет основных характеристик процесса — скорости горения, местоположения фронта пламени, тепловой и концентрированной структуры факела — сводится к интегрированию системы нелинейных дифференциальных уравнений переноса при априори неизвестных значениях характерных величин на свободной поверхности и фронте пламени. Это обстоятельство значительно затрудняет теоретическое исследование горения жидкостей. Некоторые закономерности процесса могут быть выявлены на основе анализа размерностей [1], а также путем численного решения системы уравнений переноса [2]. В настоящем докладе развит приближенный (квазидномерный) подход к описанию явления, позволяющий рассмотреть широкий круг вопросов, связанных с горением жидкостей.

В соответствии с квазидномерной моделью примем, что распределение характерных величин во внутренней и внешней областях диффузионного факела, образующегося при горении струи пара, равномерное. Тем самым заменим действительное распределение температуры и концентрации ступенчатым, а реальную конфигурацию факела П-образной. На поверхностях разрыва зададим величины диффузионных и тепловых потоков $q_c = \alpha_c \Delta c$, $q_T = \alpha_T \Delta T$, отражающих наличие в факеле поперечного переноса тепла и вещества. Интенсивность последнего определяется эжекционными свойствами струи. Учитывая это, примем эффективные коэффициенты массо- и теплообмена равными соответственно $\bar{\alpha}_c = \frac{dG}{dx} \frac{1}{L_{c.п}^2}$, $\bar{\alpha}_T = c_p \bar{\alpha}_c \left(G = \int_0^\infty \rho u y dy, L_{c.п} \right.$ — характерный размер свободной поверхности, c_p — изобарная теплоемкость). Зависимости $G(x)$ для ламинарного и турбулентного режимов течения паровой струи могут быть заимствованы из теории струй вязкой жидкости [3].

Горение жидкости в резервуарах конечного размера сопровождается перемещением свободной поверхности. Целесообразно поэтому перейти

¹ В номере публикуются материалы VII Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву.

от лабораторной системы координат к системе координат, связанной со свободной поверхностью. Пренебрегая зависимостью плотности газа и его теплофизических свойств от температуры и состава, запишем уравнения переноса в виде

$$T'_{\tau,i} + u_i \bar{T}'_{\xi,i} = a_i T''_{\xi,i} + e_i (qW - \alpha_T \Delta T_i), \quad (1)$$

$$c'_{\tau,j} + u_j \bar{c}'_{\xi,j} = D_j c''_{\xi,j} - (e_j W - \alpha_c \Delta c_j), \quad (2)$$

где $\xi = x + \int u_2(\tau) d\tau$; $\tau = \bar{\tau}$; u , T , c — скорость, температура и концентрация; $W = \bar{W}/\rho c_p$, \bar{W} — скорость реакции; $\alpha = \bar{\alpha}/\rho c_p$; ρ — плотность; a и D — коэффициенты температуропроводности и диффузии; $\Delta T_i = T_i - T_{i\pm}$; $\Delta c_j = c_j - c_{j\pm}$; $e_i = 1$ при $i = 1$; $e_i = 0$ при $i > 1$; индексы: 1 — относится к газовой фазе, $i = 2, 3, \dots, n$ — к жидкости ($i > 2$ при многослойной структуре жидкости), $j = a, b$ отвечают соответственно окислителю, парам жидкости, * и 0 относятся к параметрам невозмущенной жидкости и свободной поверхности, ϕ — к параметрам на фронте пламени; индексы τ и ξ указывают, по какой переменной проводится дифференцирование. Уравнение (2) в переменных Шваба — Зельдовича имеет вид

$$\bar{c}'_{\tau} + u_1 \bar{c}'_{\xi} = D_1 \bar{c}''_{\xi} - \alpha_c \bar{\Delta} c, \quad (3)$$

где $\bar{c} = (c_b \Omega - c_a + c_{a*}) (c_{b0} \Omega - c_{a0} + c_{a*})^{-1}$; Ω — стехиометрическое число.

Считая скорость реакции бесконечно большой, запишем граничные условия, с учетом которых следует интегрировать уравнения переноса

$$\begin{aligned} \xi \rightarrow +\infty: & T_1 \rightarrow T_{1*}, c_b \rightarrow 0, c_a \rightarrow c_{a*}, \\ \xi = \xi_{\phi}: & T_1 = T_{\phi}, c_{a,b} = 0, \xi \rightarrow -\infty: T_2 \rightarrow T_{2*}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\xi = 0: T_1 = T_2 = T_0, c_a = 0, \xi = \sum_2^n \delta_i: T_n = T_{n+1},$$

где δ_i — толщина i -го слоя жидкости. В условия (4) входят четыре неизвестных параметра ξ_{ϕ} , T_{ϕ} , T_0 , c_{b0} . Для их определения следует наряду с условием $c_{b0} = c_{a0} = 0$ использовать дополнительные соотношения — уравнения материального и теплового баланса на фронте пламени, свободной поверхности и границах раздела слоев жидкости, а также соотношение, связывающее давление и температуру пара на свободной поверхности.

Оценки показывают, что при горении жидкости $\tau_1 \ll \tau_2$ (τ_1 и τ_2 — характерные времена процессов в газообразной и жидкой фазах). Это позволяет использовать квазистационарное приближение для описания процессов в парогазовой смеси. Что касается эволюции температурного поля в жидкости по мере ее выгорания, то она зависит от соотношения между толщиной слоя жидкости $L_{ж}$ и толщиной зоны тепловой релаксации $L_{т.р}$. При $\frac{L_{ж}}{L_{т.р}} > 1$ процесс является квазистационарным, при $\frac{L_{ж}}{L_{т.р}} \rightarrow \infty$ (горение безграничного слоя) — стационарным.

Для стационарного режима горения решение системы уравнений переноса имеет вид

$$\frac{T_0}{T_{1*}} = \frac{\theta - \theta_{п} + \bar{\Omega} + \omega}{1 + \bar{\Omega}} \left[1 - \beta \frac{\theta + \bar{\Omega} (\theta_{п} + 1 - \omega)}{\bar{\Omega} (\theta - \theta_{п} + \bar{\Omega} + \omega)} \right], \quad (5)$$

$$\beta = \frac{z \bar{\Omega} R_{\tau}}{P_1 R_{г.в}} \exp(-q_{п}/R_{г.в} T_0), \quad (6)$$

$$u/u_m = \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{1 + \beta}{(\bar{\Omega} - \beta)^{0.5} (\bar{\Omega} + 1)^{0.5}}, \quad (7)$$

$$\xi_{\Phi}/L_{c,n} = \gamma \left(\frac{\bar{\Omega} + 1}{\bar{\Omega} - \beta} \right) \ln(1 + \beta), \quad (8)$$

где q_n — теплота парообразования; R — газовая постоянная; z — предэкспоненциальный коэффициент; $\vartheta = q/c_p T_{1*}$; $\vartheta_n = \frac{q_n}{c_p T_{1*}}$; $\bar{\Omega} = \frac{\Omega}{c_{u*}}$; $\omega = \frac{T_{2*}}{T_{1*}}$; $\gamma = \rho_1 D_1 \left(\frac{dG}{d\xi} \right)^{-1}$; $u_m = \left(\frac{D_1}{\rho_1} \frac{dG}{d\xi} \frac{1}{L_{c,n}^2} \right)^{0.5}$; p_1 — давление.

Стационарные значения β и T_0 определяются из совместного решения уравнений (5) и (6). Область возможного изменения β ограничена¹ (сверху) предельным значением $\beta_{\text{пр}} \approx \frac{\bar{\Omega}(\vartheta + \bar{\Omega})}{\vartheta + \vartheta_n \bar{\Omega}} \left(1 - \frac{\bar{\Omega}}{\vartheta + \bar{\Omega}} \omega_{n,1} \right) < \bar{\Omega}$. Это означает, что при горении жидкости ее температура всегда ниже температуры кипения.

Скорость горения слоя жидкости конечной толщины, находящегося на твердой поверхности или поверхности полубесконечного слоя инертной жидкости, зависит от интенсивности теплообмена на границе раздела. В зависимости от величин температур кипения реагирующей и инертной жидкостей могут реализоваться различные режимы горения. В случае, когда $T_{к2} < T_{к3}$ ($T_{к2}$ и $T_{к3}$ — соответственно температуры кипения реагирующей и инертной жидкости), механизм горения аналогичен описанному выше. При $T_{к2} > T_{к3}$ существенное влияние на характер протекания процесса оказывает кипение жидкости. Барботажа паровых пузырей через слой реагирующей жидкости интенсифицирует процессы переноса и изменяет тем самым скорость процесса.

При $T_{к2} < T_{к3}$ зависимость $T_0(\beta)$ имеет вид

$$\frac{T_0}{T_{1*}} = \frac{\bar{\delta} \left[\left(1 + \frac{\vartheta}{\bar{\Omega}} \right) \left(\frac{\bar{\Omega} - \beta}{1 + \beta} \right)^{0.5} - \vartheta_n \left(\frac{1 + \beta}{\bar{\Omega} - \beta} \right)^{0.5} \right] + \frac{\lambda_2 a_3}{\lambda_1 a_2} \omega_1}{\bar{\delta} \left(\frac{\bar{\Omega} - \beta}{1 + \beta} \right)^{0.5} + \frac{\lambda_2 a_3}{\lambda_1 a_2}}, \quad (9)$$

где $\bar{\delta} = \delta \sqrt{\frac{\alpha c}{\rho_1 D_1}}$; $\omega_1 = \frac{T_{3*}}{T_{1*}}$.

Совместное решение уравнений (6) и (9) определяет стационарные значения β , T_0 и, следовательно, T_{Φ} , ξ_{Φ} и u_2 . При прочих равных условиях уменьшение толщины слоя реагирующей жидкости приводит к снижению T_0 и соответственно падению скорости горения. Для определения характеристик процесса в случае, когда $T_{к2} > T_{к3}$, систему уравнений (1), (2) необходимо дополнить уравнениями, определяющими изменение температур жидкости и пара в пленке, а также соотношением, отражающим равенство температур фаз в слое кипящей жидкости.

$$(1 - m) \rho_2 u_2 c_{p,2} T'_{\xi,2} = \lambda_2 T''_{\xi,2} - S \alpha (T_2 - T_n), \quad (10)$$

$$\rho_n u_n c_{p,n} T'_{\xi,n} = S \alpha (T_2 - T_n), \quad (11)$$

$$T_{n,3} = T_3, \quad (12)$$

где α — коэффициент межфазного теплообмена; S — удельная межфазная поверхность; m — объемное содержание газовой фазы; индекс n — отвечает пару.

Для анализа нестационарных режимов горения используем интегральный метод расчета. Положив

$$(\Theta_2 - \Theta_0)(\Theta_n - \Theta_0)^{-1} = f_2(\xi) \varphi_2(\xi \delta), \quad (13)$$

$$\Theta_3 \Theta \delta^{-1} = f_3(\xi) \varphi_3(\xi \delta), \quad (14)$$

¹ $\omega_{\text{пл}} = \frac{T_{\text{пл}}}{T_{1*}}$, $T_{\text{пл}}$ — температура плавления (затвердевания) жидкости.

найдем из условия $\lambda_2 T'_{\xi,2} = \lambda_3 T'_{\xi,3}$ при $\xi = \xi_\delta$ связь между величинами Θ_0 и Θ_δ

$$\Theta_0 = \Theta_\delta [1 + n(\xi_\delta)], \quad (15)$$

где $\Theta = T - T_{3*}$; Θ_0 и Θ_δ — соответственно значения избыточной температуры на свободной поверхности и границе раздела жидкостей; $n(\xi_\delta) = \frac{\lambda_3}{\lambda_2} \frac{f'_3(\xi_\delta) q_3(\xi_\delta)}{f'_2(\xi_\delta) q_2(\xi_\delta)}$; $f(\xi)$ и $q(\xi_\delta)$ — некоторые функции ξ и ξ_δ , удовлетворяющие граничным условиям; $\xi_\delta(\tau)$ — текущая координата границы раздела «реагирующая — инертная жидкости».

Подстановка выражения (13) в уравнение теплового баланса для свободной поверхности приводит к соотношению

$$\Theta_\delta = \left\{ \left[\left(1 + \frac{\theta}{\Omega} \right) - \omega_3 \right] \varepsilon - \frac{\theta_{11}}{a_1} \frac{\rho_2}{\rho_1} u_2 \right\} \left\{ \varepsilon + \left[\varepsilon + f'_2(0) q_2(\xi_\delta) \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right] n(\xi_\delta) \right\}^{-1}, \quad (16)$$

где $\varepsilon = \left(\frac{\alpha_c}{\rho_1 D_1} \frac{\bar{\Omega} - \beta}{\bar{\Omega} + 1} \right)^{0,5}$.

Интегрируя уравнение (1) по ξ от ξ_δ до 0 получим следующее интегральное соотношение:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \int_{\xi_\delta}^0 \Theta_2 d\xi + u_2 \Theta_{20} = a_2 (\Theta'_{\xi_0} - \Theta'_{\xi_\delta}). \quad (17)$$

Используя соотношения (13), (16), (17) и условие $u_2 = \xi'_\delta$, получим уравнение для определения зависимости $\xi_\delta(\tau)$

$$\xi''_\delta + \Phi_1(\xi_\delta) \xi'^2_\delta + \Phi_2(\xi_\delta) \xi'_\delta + \Phi_3(\xi_\delta) = 0, \quad (18)$$

где

$$\Phi_1(\xi_\delta) = \frac{\rho_2}{\rho_1} \left\{ \frac{\theta_{11}}{a_1} [1 + P(\xi_\delta)]' + M(\xi_\delta) \right\},$$

$$\Phi_2(\xi_\delta) = \frac{a_1 a_2}{\theta_{11} F(\xi_\delta)} \left\{ n(\xi_\delta) q_2(\xi_\delta) [f'_2(0) - f'_2(\xi_\delta)] \left[\left(1 + \frac{\theta}{\Omega} \right) - \omega_3 \right] \varepsilon - \frac{\theta_{11}}{a_1} \frac{\rho_2}{\rho_1} \right\},$$

$$\Phi_3(\xi_\delta) = \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{a_2}{F(\xi_\delta)} n(\xi_\delta) q_2(\xi_\delta) [f'_2(0) - f'_2(\xi_\delta)],$$

$$P(\xi_\delta) = n(\xi_\delta) \left[\varepsilon + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} f'_2(0) q_2(\xi_\delta) \right] + \varepsilon,$$

$$M(\xi_\delta) = F'(\xi_\delta) + n(\xi_\delta) + 1,$$

$$F(\xi_\delta) = n(\xi_\delta) q_2(\xi_\delta) \int_{\xi_\delta}^0 f_2(\xi) d\xi - \xi_\delta [n(\xi_\delta) + 1].$$

Анализ системы уравнений (15)–(18) показывает, что характер нестационарного горения определяется теплопроводностью инертной и реагирующей жидкостей и соотношением между величинами $\frac{\lambda_3}{\lambda_2}$ и ε .

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Блинов, Г. П. Худяков. Диффузионное горение жидкостей. М.: АН СССР, 1963.
2. E. Sher. Comb. Flame, 1982, 47, 2, 109.
3. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. М.: Наука, 1965.