

**ТЕОРИЯ ГОРЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ  
СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ.  
I. СТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ ГОРЕНИЯ ЖИДКОСТИ —  
ГОРЕНИЕ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОГО СЛОЯ**

*С. Н. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин*

*(Ленинград)*

**Введение.** Закономерности горения жидкостей со свободной поверхностью имеют важное значение для ряда технических приложений (металлургия, нефтеперерабатывающая промышленность, экология и др.). В настоящее время выполнено значительное число экспериментальных и теоретических работ, в которых содержатся подробные данные о структуре зоны реакции, конвективном и радиационном теплообмене в факеле, массопереносе в газовой фазе, а также влиянии физико-химических свойств реагирующих компонентов, концентрации окислителя в окружающей среде, обдува свободной поверхности и др. на тепловой режим и скорость горения жидкостей [1—3].

Согласно существующим представлениям, механизм горения жидкостей заключается в следующем. При нагреве и испарении жидкости над свободной поверхностью формируется конвективная струя, в которой происходит смешение (ламинарное или турбулентное) пара с содержащимся в окружающей среде окислителем. При наличии в поле течения устойчивых поджигающих точек в парогазовой струе протекают интенсивные химические реакции, которые локализуются в узкой высокотемпературной зоне — фронте пламени. Выделяющаяся на фронте теплота расходуется на нагрев газообразных продуктов сгорания, а также на нагрев и испарение жидкости, что обеспечивает непрерывность процесса. Скорость горения жидкости (скорость испарения) определяется кинетикой испарения и горения и интенсивностью тепло- и массопереноса в газообразной и жидкой фазах. Она зависит от физико-химических свойств реагирующих компонентов, их начальных температур, а также от концентрации окислителя в окружающей среде.

Характерная особенность процесса горения конечной массы жидкости — его нестационарность. Она обусловлена выгоранием жидкости, перемещением свободной поверхности и фронта пламени и соответствующей этому перестройкой температурных полей в жидкой и газообразной фазах. Оценки показывают, что при относительно невысоких давлениях окислителя, когда плотность газа  $\rho_1$  намного меньше плотности жидкости  $\rho_2$ , характерное время протекания процесса в газовой фазе  $t_1$  существенно меньше характерного времени процесса в жидкости. Это делает возможным квазистационарное описание тепло- и массопереноса в газовой фазе. Что касается эволюции температурного поля в жидкости, то она зависит от характера протекания процесса (стационарный, нестационарный) и определяется величиной отношения толщины слоя жидкости  $\delta$  к толщине зоны тепловой релаксации  $L_p$  ( $\delta/L_p \ll 1$  — нестационарный,  $\delta/L_p \approx 1$  — квазистационарный,  $\delta/L_p \rightarrow \infty$  — стационарный процессы).

В соответствии с описанной выше схемой расчет процесса горения жидкости — определение гидродинамической, тепловой и концентрационной структур горящего факела, распределения температуры в жидкости,

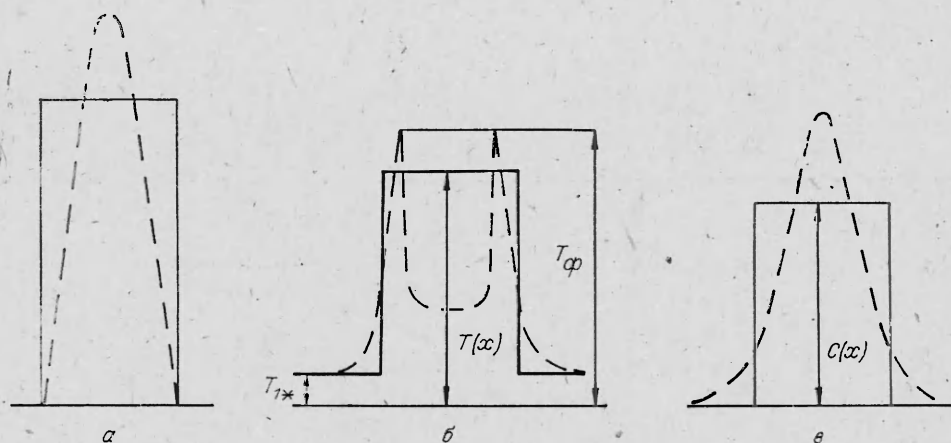


Рис. 1. Схема газового факела над свободной поверхностью.  
 а) форма факела; б) распределение температуры; в) распределение концентрации;  
 ————— квазиодномерная модель; - - - - - реальные характеристики.

скорости горения — сводится к интегрированию уравнений движения и неразрывности, уравнений энергии и диффузии с нелинейными источниками тепла и вещества, отражающими протекание химических реакций в парогазовой смеси и уравнения теплопроводности для жидкости. Так как величины характерных параметров на границах раздела не заданы, то решение системы уравнений переноса проводится при неизвестных априори значениях температуры и концентрации на свободной поверхности ( $T_0$ ,  $C_0$ ) и фронте пламени  $T_\phi$ . Неизвестны также и координаты фронта пламени. Все эти параметры находятся в процессе решения из дополнительных соотношений — уравнений материального и теплового баланса на поверхности раздела. Такой расчет сопряжен со значительными трудностями, существенно ограничивающими возможность теоретического исследования горения жидкостей. В простейших случаях (горение полубескопечного слоя жидкости в атмосфере неподвижного окислителя) закономерности процесса могут быть выявлены исходя из анализа размерностей [1, 2].

Ряд важных в практическом отношении задач, связанных с диффузионным горением жидкостей (горение при обдуве свободной поверхности ламинарными или турбулентными потоками окислителя [4, 5]), могут быть решены методами аэродинамической теории газового факела [6]. Последовательное приложение этих методов и методов теории теплового режима горения [7] к расчету горения жидкостей позволяет исследовать как стационарные, так и критические режимы [5, 8]. Наиболее подробная информация о протекании процесса, влиянии на него режимных и геометрических параметров, о локальных и интегральных характеристиках факела может быть получена при численном решении системы уравнений переноса [9]. Наряду с этим при исследовании горения, протекающего в условиях сложного взаимодействия слоя жидкости с окружающей средой — газообразным окислителем и твердой или жидкой подложкой, на которой покоится жидкость, целесообразно использовать приближенные аналитические методы, позволяющие получить простые и обозримые результаты для широкого класса задач теории диффузионного горения жидкостей.

В настоящей статье развита квазиодномерная теория горения жидкостей. Эта теория использована для анализа стационарных и нестационарных режимов горения жидкостей, закономерностей горения тонких пленок на твердой или жидкой подложках, а также исследования теплового режима горения.

**Квазистационарная модель.** Квазистационарная модель опирается на предельную схематизацию процессов переноса в газовом факеле над

свободной поверхностью, в соответствии с которой действительные профили характерных величин заменяются ступенчатыми, а реальная конфигурация факела — П-образной (рис. 1). При этом тепло- и массоперенос, обусловленный смешением струи пара с окружающим газом, учитывается заданием диффузионных и тепловых потоков на поверхностях разрыва. Величины этих потоков зависят от особенностей струйного движения и полагаются равными:

$$q_c = \alpha_c \Delta c, \quad q_T = \alpha_T \Delta T, \quad (1)$$

где  $\alpha_c$  и  $\alpha_T$  — эффективные коэффициенты переноса вещества и тепла;  $c$  — концентрация;  $T$  — температура;  $\Delta T$  и  $\Delta c$  — избыточные значения величин  $T$  и  $c$ . Исходя из определяющей роли гидродинамики в процессе смешения, положим, что

$$\alpha_c = f^{-1} \cdot dG/dx, \quad \alpha_T = c_p \alpha_c, \quad (2)$$

где  $f$  — площадь свободной поверхности;  $G(x) = 2\pi \int_0^\infty \rho_1 u_1 y dy$ ;  $c_p$  — изобарная теплоемкость;  $x, y$  — нормальная и касательная к свободной поверхности координаты;  $u$  — нормальная составляющая скорости. Для ламинарного и турбулентного режимов течения зависимости могут быть заимствованы из теории струй вязкой жидкости [10, 11].

При наличии сил плавучести определение скорости течения в парогазовой струе сводится к решению сопряженной (динамическая и тепловая) задачи, которое может быть получено с помощью приближенных аналитических методов или численных расчетов. Анализ показывает, что в конвективных струях интенсивность затухания скорости вдоль оси значительно меньше, чем в свободных струях [11—13]:

$$u_m \sim x^\epsilon, \quad (3)$$

где  $\epsilon_n = 0$ ,  $\epsilon_\tau = -1/3$  и  $\epsilon_{n,\tau} = -1$  — соответственно для ламинарной и турбулентной конвективных струй и свободных осесимметричных струй. Это позволяет не учитывать при расчете полей температуры и концентрации изменения скорости в факеле и полагать  $u_1 = \text{const}$ . Без существенных погрешностей можно также считать  $\rho_1 = \text{const}$  и вводить в рассмотрение средние по длине факела величины эффективных коэффициентов переноса

$$\bar{\alpha}_c = f^{-1} \frac{1}{l_\Phi} \int_0^{l_\Phi} \frac{dG}{dx} dx, \quad (4)$$

где  $l_\Phi$  — длина факела.

В соответствии с принятыми допущениями уравнения, описывающие процесс горения жидкости, в системе координат, связанной со свободной поверхностью, имеют вид

$$\rho_i c_{pi} \left( \frac{\partial T_i}{\partial \tau} + u_1 \frac{\partial T_i}{\partial \xi} \right) = \lambda_i \frac{\partial^2 T_i}{\partial \xi^2} + e_i (qW - \bar{\alpha}_T \Delta T_i), \quad (5)$$

$$\rho_i \left( \frac{\partial c_j}{\partial \tau} + u_1 \frac{\partial c_j}{\partial \xi} \right) = \rho_1 D \frac{\partial^2 c_j}{\partial \xi^2} + e_j W - \bar{\alpha}_c \Delta c_j, \quad (6)$$

где  $q$  — тепловой эффект реакции;  $W$  — скорость химической реакции;  $\lambda$  и  $D$  — коэффициенты теплопроводности и диффузии;  $\Delta T_i = T_i - T_{i*}$ ;  $\Delta c_j = c_j - c_{j*}$ ;  $e_i = 1$  при  $i = 1$ ;  $e_i = 0$  при  $i > 1$ ; индексы:  $i = 1$  относится к газовой фазе,  $i = 2, 3, \dots, n$  — к жидкости ( $i > 2$  в случае многослойной структуры жидкости),  $j = a, v, n$ , и отвечают окислителю, парам жидкости, продуктам сгорания и инертной присадке,  $e_a = -\Omega$ ,  $e_v = -1$ ,  $e_n = 1 + \Omega$ ,  $e_n = 0$ ,  $\Omega$  — стехиометрическое число, \*, 0 соответствуют параметрам невозмущенной среды и параметрам на границе раздела фаз,

$\xi$  отвечает фронту пламени;  $\xi = x + \int_0^{\tau} u_2(\tau) d\tau$ ;  $\tau = \tau'(x, \tau'$  — координаты и время в лабораторной системе координат).

**Граничные и интегральные условия.** Считая скорость химической реакции бесконечно большой, представим зону горения в виде поверхности, на которой концентрации реагирующих компонентов обращаются в нуль. Для описания процесса горения в такой постановке исходная система уравнений (5), (6) записывается для областей жидкости и газа вне фронта пламени, состояние которого определяется особо с помощью балансных соотношений. Запишем граничные условия, с учетом которых следует интегрировать уравнения (5) и (6) без химических источников:

$$\begin{aligned} \xi \rightarrow +\infty: T_1 &\rightarrow T_{1*}, & c_B &\rightarrow 0, & c_A &\rightarrow c_{A*}, \\ \xi = \xi_\phi: T_1 &= T_\phi, & c_B &= c_A = 0, \\ \xi = 0: T_1 &= T_2 = T_0, & c_B &= c_{B0}, & c_A &= 0, \\ \xi = -\sum_{i=1}^n \delta_i: T_i &= T_{i+1}, \\ \xi \rightarrow -\infty: T_n &= T_{n*}, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\delta_i$  — толщина  $i$ -го слоя. В условия (7) входят неизвестные параметры:  $\xi_\phi$ ,  $T_\phi$ ,  $T_0$ ,  $c_{B0}$ , для определения которых следует использовать дополнительные соотношения — уравнения материального и теплового баланса на фронте пламени, свободной поверхности и границах раздела слоев жидкости. Интегрирование уравнений (5) и (6) по  $\xi$  от  $\xi_r - \varepsilon$  до  $\xi_r + \varepsilon$  ( $\xi_r$  — координаты соответствующих границ) приводит при  $\varepsilon \rightarrow 0$  к соотношениям

$$\lambda_1 \left[ \left( \frac{dT_1}{d\xi} \right)_{\phi+0} - \left( \frac{dT_1}{d\xi} \right)_{\phi-0} \right] = qD\rho_1 \left( \frac{dc_B}{d\xi} \right)_{\phi-0}, \quad (8)$$

$$\lambda_1 \left( \frac{dT_1}{d\xi} \right)_{+0} - \lambda_2 \left( \frac{dT_2}{d\xi} \right)_{-0} = \dot{q}_\pi \frac{\rho_1 D}{1 - c_{B0}} \left( \frac{dc_B}{d\xi} \right)_{+0}, \quad (9)$$

$$\lambda_i \left( \frac{dT_i}{d\xi} \right)_{\xi_i+0} = \lambda_{i+1} \left( \frac{dT_{i+1}}{d\xi} \right)_{\xi_i-0}, \quad (10)$$

где  $\dot{q}_\pi$  — теплота парообразования.

К уравнениям (8)–(10) следует присоединить соотношение, связывающее давление и температуру пара на границе раздела фаз

$$\beta = \bar{\Omega} \kappa \exp \left( - \frac{q_\pi}{R_B T_0} \right), \quad (11)$$

где  $\bar{\beta} = \frac{c_{B0}}{c_{A*}} \Omega$ ;  $\kappa$  — предэкспонент. Из уравнения баланса массы для потока пара на свободной поверхности, записанного в виде

$$\rho_1 u_1 c_{B0} - \rho_1 D \left( \frac{dc_B}{d\xi} \right)_0 = \rho_1 u_{10} = \rho_2 u_2, \quad (12)$$

получим выражение для расчета скорости горения

$$u_2 = - \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{D}{1 - c_{B0}} \left( \frac{dc_B}{d\xi} \right)_0. \quad (13)$$

Концентрацию продуктов сгорания и инертной примеси на свободной поверхности найдем из условий нерастворимости газовой фазы в жидкой

$$\rho_1 u_1 c_{\pi 0} - \rho_1 D \left( \frac{dc_\pi}{d\xi} \right)_0 = 0, \quad (14)$$

$$\rho_1 u_1 c_{i0} - \rho_1 D \left( \frac{dc_i}{d\xi} \right)_0 = 0, \quad (15)$$

дополненных очевидным соотношением

$$\Sigma c_j = 1. \quad (16)$$

Уравнения (5) и (6) без химических источников и условия (7)—(16) полностью определяют задачу о диффузионном горении жидкостей.

**Стационарный режим горения жидкости.** Рассмотрим горение полубесконечного слоя жидкости. В приближении  $Le = 1$  ограничимся решением системы, включающей уравнения диффузии для газовой фазы и теплопроводности для жидкости, так как в этом случае распределение температуры находится из условия подобия полей  $T$  и  $c$ . (При определении температуры во внутренней области факела, ограниченной фронтом пламени, источниковый член в уравнении энергии имеет вид  $\alpha_T \Delta T_\Phi$ .)

Вводя переменную Шваба — Зельдовича  $\bar{c} = \Omega c^B - c_a + c_{a*}$ , запишем уравнения задачи

$$\rho_1 u_1 \frac{d\bar{c}}{d\xi} = \rho_1 D \frac{d^2 \bar{c}}{d\xi^2} - \bar{\alpha}_c \bar{c}, \quad (17)$$

$$\rho_2 u_2 c_{p2} \frac{dT_2}{d\xi} = \lambda_2 \frac{d^2 T_2}{d\xi^2} \quad (18)$$

с соответствующими граничными условиями

$$\begin{aligned} \xi \rightarrow \infty: \quad \bar{c} &\rightarrow 0, \\ \xi = 0: \quad \bar{c} &= \bar{c}_0 = \Omega c_{B0} + c_{a*}, \quad T_2 = T_0, \\ \xi \rightarrow \infty: \quad &T_2 \rightarrow T_{2*}. \end{aligned} \quad (19)$$

Интегрируя уравнение (18), получим

$$T_2 = T_{2*} + (T_0 - T_{2*}) \exp(\xi u_2 / a_2). \quad (20)$$

Решение уравнения (17) имеет вид

$$\bar{c} = A \exp(k_1 \xi) + B \exp(k_2 \xi), \quad (21)$$

где  $A$  и  $B$  — постоянные;  $k_1$  и  $k_2$  — корни характеристического уравнения

$$k^2 - u_1/D \cdot k - \bar{\alpha}_c/\rho_1 D = 0. \quad (22)$$

Уравнение (22) и граничные условия (19) полностью определяют вид решения для поля концентраций

$$\bar{c} = \bar{c}_0 \exp(k_1 \xi), \quad (23)$$

где

$$k_1 = \frac{1}{2} \left[ \frac{u_1}{D} - \sqrt{\left(\frac{u_1}{D}\right)^2 + 4 \frac{\bar{\alpha}_c}{\rho_1 D}} \right]. \quad (24)$$

Для определения зависимости  $k_1$  от параметров процесса проинтегрируем (17) по  $\xi$  от 0 до  $+\infty$ , учитывая однородность состояния во внешнем потоке:

$$\rho_1 u_1 \bar{c}_0 - \rho_1 D \left( \frac{d\bar{c}}{d\xi} \right)_0 = \bar{\alpha}_c \int_0^\infty \bar{c} d\xi. \quad (25)$$

Так как  $c_{a0} = \left( \frac{dc_a}{d\xi} \right)_0 = 0$  (диффузионное горение), а концентрация паров  $c_{B0}$  и ее производная  $\left( \frac{dc_B}{d\xi} \right)_0$  связаны соотношением (12), то (25) преобразуется к виду

$$\bar{\alpha}_c = \rho_1 u_1 \frac{\Omega + c_{a*}}{\int_0^\infty \bar{c} d\xi}. \quad (26)$$

Вычислив с помощью решения (23) интеграл в знаменателе (26), после некоторых преобразований получим

$$\bar{\alpha}_c = -k_1 \rho_1 u_1 \frac{1 + \bar{\Omega}}{1 + \beta}, \quad (27)$$

где  $\bar{\Omega} = \Omega/c_{a*}$ . Совместное решение уравнений (22) и (27) определяет коэффициент

$$k_1 = - \left( \frac{\bar{\alpha}_c}{\rho_1 D} \frac{\bar{\Omega} - \beta}{\bar{\Omega} + 1} \right)^{1/2}. \quad (28)$$

Полагая в (23)  $c_b = 0$  или  $c_a = 0$ , найдем выражения для полей концентрации окислителя или пара соответственно в областях  $\xi_\Phi < \xi < +\infty$  и  $0 < \xi < \xi_+$ :

$$c_a = c_{a*} [1 - (1 + \beta) \exp(k_1 \xi)], \quad (29)$$

$$c_b = [(1 + \beta) \exp(k_1 \xi) - 1/\bar{\Omega}]. \quad (30)$$

Соответственно поля температур в этих зонах определяются выражениями

$$T_1 = T_{1*} + (T_\Phi - T_{1*}) (1 + \beta) \exp(k_1 \xi), \quad (31)$$

$$T_2 = T_0 + (T_\Phi - T_0) \{1 - [(1 + \beta) \exp(k_1 \xi) - 1/\bar{\Omega}]\}. \quad (32)$$

Используя эти решения, нетрудно определить производные от концентрации и температуры на фронте факела и свободной поверхности. Подстановка этих результатов в уравнение теплового и материального баланса на границах раздела приводит к следующей системе алгебраических уравнений, определяющих величины  $T_\Phi$ ,  $T_0$ ,  $\beta$ ,  $\xi_\Phi$  и скорость горения жидкости  $u_2$ :

$$\bar{T}_0 = \frac{\vartheta - \vartheta_\pi + \bar{\Omega} + \omega}{1 + \bar{\Omega}} \left[ 1 - \beta \frac{\vartheta + \vartheta_\pi \bar{\Omega} + \bar{\Omega} - \bar{\Omega} \omega}{\bar{\Omega} (\vartheta - \vartheta_\pi + \bar{\Omega} + \omega)} \right], \quad (33)$$

$$\beta = \bar{\Omega} \kappa \exp(-n \vartheta_\pi / \bar{T}_0), \quad (34)$$

$$\bar{T}_\Phi = \frac{\vartheta - \vartheta_\pi + \bar{\Omega} + \omega}{1 + \bar{\Omega}}, \quad (35)$$

$$\bar{\xi}_\Phi = \gamma \left( \frac{\bar{\Omega} + 1}{\bar{\Omega} - \beta} \right)^{1/2} \ln(1 + \beta), \quad (36)$$

$$\bar{u}_2 = \rho_{12} \frac{1 + \beta}{[(\bar{\Omega} - \beta)(\bar{\Omega} + 1)]^{1/2}}, \quad (37)$$

где  $\bar{T}_0 = T_0/T_{1*}$ ;  $\bar{T}_\Phi = T_\Phi/T_{1*}$ ;  $\bar{\xi}_\Phi = \xi_\Phi/d$ ;  $\bar{u}_2 = u_2/u_{M*}$ ;  $\rho_{12} = \rho_1/\rho_2$ ;  $\omega = T_{2*}/T_{1*}$ ;  $\vartheta = q/c_{p1} T_{1*}$ ;  $\vartheta_\pi = q_\pi/c_{p1} T_{1*}$ ;  $n = c_{p1}/R_b$ ;  $\gamma = [\rho_1 D / (d^2 \alpha_c)]^{1/2}$ ;  $u_{M*} = (\alpha_c D / \rho_1)^{1/2}$ .

**Анализ решения.** Определим зависимость основных характеристик процесса от геометрических и режимных параметров. С этой целью найдем предварительно величину  $\alpha_c$ . Учитывая, что в ламинарной конвективной струе  $G(x) = \rho_1^{1/2} v_1 x Q^{1/2} g \eta^{7/4} c_{p1}^{-7/4}$  ( $Q = \pi \rho_2 u_2 \cdot q a^{7/4}$  — мощность теплового источника,  $d$  — диаметр резервуара,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $v$  — кинематическая вязкость,  $\eta$  — коэффициент температурного расширения), получим

$$k_1 = -u_2^{1/4} d^{-1/2} (Sc^2 \rho_{21} q g^2 \eta^{7/2} c_{p1}^{-7/2} 4/\pi)^{1/4} \sqrt{\frac{\bar{\Omega} - \beta}{\bar{\Omega} + 1}},$$

где  $Sc = v_1/D$  — число Шмидта. Из соотношений (36) и (37) следует

$$\bar{\xi}_\Phi = \frac{u_2}{k_1^2 D} \rho_{21} \frac{\bar{\Omega} - \beta}{1 + \beta} \ln(1 + \beta).$$

Подстановка в последнее выражение значения  $k_1$  приводит к соотно-



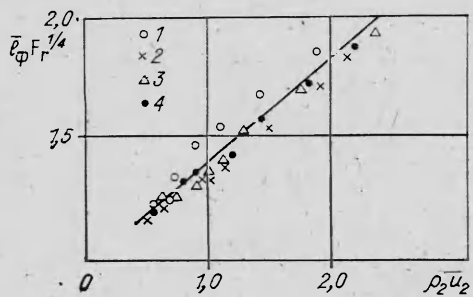


Рис. 2. Зависимость  $l_\phi/r \cdot Fr^{1/4} = f(u_2)$ ;  $Fr = u_2^2/gr$ ,  $l_\phi = l_\phi/r$ ,  $\bar{u} = ur/D$ ,  $l_\phi$  — длина факела,  $r$  — радиус резервуара. Число  $Fr$ : 1 — 0,075; 2 — 0,25; 3 — 1,0; 4 — 5,0.

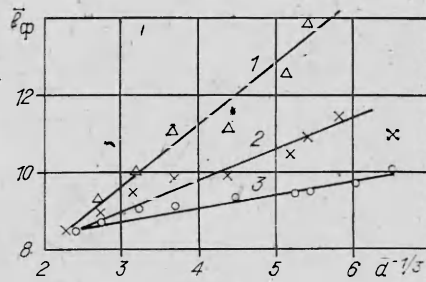


Рис. 3. Зависимость длины факела от диаметра резервуара;  $d = d/d_0$ ,  $d_0 = 1$  м. 1 — автомобильный бензин; 2 — тракторный керосин; 3 — дизельное топливо.

шению

$$\frac{\bar{\xi}_\phi}{d} Fr^{1/4} = u_2 \left( \frac{\pi^{1/2} \rho_2^{1/2} c_{p1}^{7/4}}{2g^{5/4} d^{1/2} \nu_1 \eta^{7/4} d^{1/4}} \right) \frac{\bar{\Omega} + 1}{i + \beta} \ln(1 + \beta)$$

( $Fr = u_2^2/gd$ ), из которого следует линейная связь между комплексом  $Fr^{1/4} \bar{\xi}_\phi/d$  и скоростью горения жидкости  $u_2$ . На рис. 2 приведены результаты обработки опытных данных по горению жидкостей со свободной поверхностью [9]. Экспериментальные точки, отвечающие различным значениям числа Фруда, группируются вблизи прямой  $\bar{l}_\phi Fr^{1/4} = \text{const} \cdot u_2$ , что полностью соответствует выводам изложенной выше теории. Подстановка в формулы (36) и (37) выражения для  $k_1$  приводит к зависимостям  $u_2 \sim d^{-2/3}$  и  $\bar{\xi}_\phi \sim d^{-1/3}$ . Соответствие последнего результата эксперименту иллюстрируют графики на рис. 3, где приведена обработка опытных данных [1]. Что касается степенной зависимости скорости горения от диаметра резервуара, то полученное значение показателя степени  $-2/3$  находится в пределах установленного экспериментально диапазона изменения этой величины от  $-1,7$  до  $-0,5$  [2]<sup>1</sup>.

Для выявления характера зависимости температуры фронта пламени, длины факела и скорости горения от режимных параметров следует предварительно найти стационарные значения параметра  $\beta$ . Последние находятся из совместного решения уравнений (33) и (34). Ход кривых  $T_0(\beta)$  по (33) и (34) показан на рис. 4, а. Поскольку температура свободной поверхности  $T_0$  не может быть ниже температуры плавления  $T_{пл}$ , то область стационарных значений  $\beta$  ограничена справа предельной величиной  $\beta_{пр}$ , отвечающей  $T = T_{пл}$ . Положив в соотношении (33)  $T = T_{пл}$ , получим

$$\beta_{пр} = \frac{\bar{\Omega} (\vartheta - \vartheta_{п} + \bar{\Omega} + \omega)}{\vartheta - \vartheta_{п} \bar{\Omega} + \bar{\Omega} - \bar{\Omega} \omega} \left[ 1 + \frac{1 + \bar{\Omega}}{\vartheta - \vartheta_{п} + \bar{\Omega} + \omega} \bar{T}_{пл} \right], \quad (38)$$

где  $T_{пл} = T_{пл}/T_{1*}$ . Из соотношений (33) — (37) видно, что величины  $T_\phi$ ,  $T_0$ ,  $\bar{\xi}_\phi$  и  $u_2$  определяются значениями параметров  $\bar{\Omega}$ ,  $\omega$ ,  $\vartheta$ ,  $\hat{u}_п$ , из которых практически регулируемым является параметр  $\omega$ , характеризующий (при  $T_{1*} = \text{const}$ ) степень нагрева жидкости. Анализ показывает, что увеличение  $\omega$  приводит к незначительному росту  $T_0(0)$  и резкому повороту кривых  $T_0(\beta)$  против часовой стрелки. Соответственно этому рост  $\omega$  ведет к повышению температуры свободной поверхности и концентрации пара на ней, температуры горения и длины факела. Более полное представление о стационарных режимах горения и, в частности, устойчивости процесса можно получить из рассмотрения уравнения теплового

<sup>1</sup> Прямое количественное сопоставление расчетных характеристик пламен с экспериментальными в этом случае целесообразно из-за отсутствия надежных данных по коэффициентам переноса в топливных жидкостях, неучета в теории лучистых теплопотерь и др.

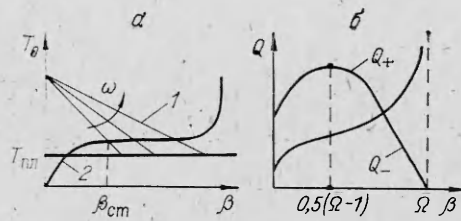


Рис. 4. Стационарные уровни процесса. а) зависимость  $T_0(\beta)$  по уравнению теплового баланса свободной поверхности (1) и по уравнению Клапейрона — Клаузиуса (2); б) зависимость  $Q_{\pm}(\beta)$ .

баланса на свободной поверхности (9), записанного в следующем виде:

$$Q_+(\beta) = Q_-(\beta), \quad (39)$$

где

$$Q_+(\beta) = \lambda_1 \left. \frac{dT_i}{d\xi} \right|_{+0}, \quad Q_-(\beta) = \lambda_2 \left. \frac{dT_2}{d\xi} \right|_{-0} - q_{\Pi} \frac{\rho_1 D}{1 - c_{B0}} \left. \frac{dc_B}{d\xi} \right|_{+0}.$$

Используя соотношения (31), (28), (33) и (35), получим

$$\frac{Q_+(\beta)}{\lambda_1 T_{1*}} = (\vartheta/\bar{\Omega} + \vartheta_{\Pi} - 1 - \omega)(1 + \beta) \sqrt{\frac{\alpha_c}{\rho_1 D} \frac{\bar{\Omega} - \beta}{\bar{\Omega} + 1}}. \quad (40)$$

Выражение для  $Q_-(\beta)$  найдем с помощью соотношений (21), (30), (35) и (37)

$$\begin{aligned} \frac{Q_-(\beta)}{\lambda_1 T_{1*}} = & \left\{ \frac{\vartheta - \vartheta_{\Pi} + \bar{\Omega} + \omega}{1 + \bar{\Omega}} \left[ 1 - \beta \frac{\vartheta + \vartheta_{\Pi} \bar{\Omega} + \bar{\Omega} - \Omega \omega}{\bar{\Omega}(\vartheta - \vartheta_{\Pi} + \bar{\Omega} + \omega)} \right] - \right. \\ & \left. - \omega \right\} \frac{a_2 \rho_{12} \lambda_{21} u_m (1 + \beta)}{[(\bar{\Omega} - \beta)(\bar{\Omega} + 1)]^{0.5}} + \frac{\vartheta_{\Pi} (1 + \beta)}{\bar{\Omega} - \beta} \sqrt{\frac{\alpha_c}{\rho_1 D} \frac{\bar{\Omega} - \beta}{\bar{\Omega} + 1}}, \quad (41) \end{aligned}$$

где  $\lambda_{21} = \lambda_2/\lambda_1$ . На рис. 4, б показан характер зависимостей  $Q_+(\beta)$  и  $Q_-(\beta)$ . Видно, что при допущении бесконечно большой скорости реакции диффузионное горение жидкости со свободной поверхностью устойчиво. Действительно, при отклонении от положения равновесия вправо (точка пересечения кривых  $Q_+(\beta)$  и  $Q_-(\beta)$ ) теплоотвод превышает теплоподвод. Это ведет к снижению температуры свободной поверхности и соответственно (см. соотношение (34)) к уменьшению  $\beta$ , т. е. к смещению процесса в сторону равновесия. При отклонении влево от точки пересечения кривых  $Q_+(\beta)$  и  $Q_-(\beta)$  превышение теплоподвода над теплоотводом ведет к росту  $T$  и  $\beta$  и возвращению системы в равновесное состояние. На рис. 5 приведены результаты расчетов для следующих значений параметров:  $\Omega = 3,5$ ,  $\vartheta = 83,3$ ,  $\vartheta_{\Pi} = 0,667$ ,  $n = 17,4$ ,  $c_{a*} = 0,23$ ,  $T_{1*} = 300$  К, отвечающих горению системы гексан — кислород — азот. Видно, что подогрев жидкости приводит к увеличению скорости горения, температуры свободной поверхности и длины факела. Соответственно этому повышается и температура горения, которая является линейной функцией.

Развитый подход может быть использован для анализа процессов, в которых существенную роль играет теплоотдача излучением. В этом случае в уравнения теплового баланса для фронта пламени и свободной поверхности включаются дополнительные члены, пропорциональные  $(T_{\Phi}^4 - T_0^4)$ , отражающие соответственно потери тепла излучением и дополнительный тепло-

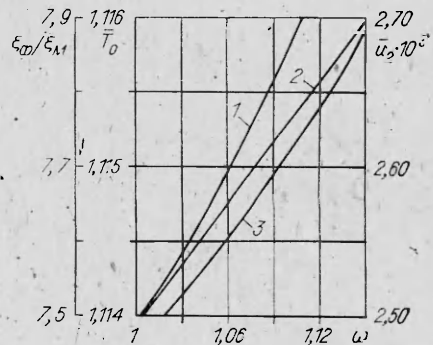


Рис. 5. Зависимость скорости горения, температуры свободной поверхности и длины факела от температуры жидкости ( $\rho_{12} = 10^{-3}$ ).

$$1 - \xi_0/\xi_M, \quad \xi_M = (\rho_1 D/\alpha_c)^{1/2}; \quad 2 - T_0; \quad 3 - u_2.$$



подвод к свободной поверхности. При допущении о бесконечно большой скорости реакции учет теплоотдачи излучением не приводит, как и в других случаях [6], к качественно новым результатам. Он существен для анализа процесса при конечной скорости реакции, когда теплоотдача ведет не только к снижению температуры в зоне горения, но и срыву процесса — потуханию.

Поступила в редакцию 11/VII 1983,  
после доработки — 22/V 1984

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Блинов, Г. Н. Худяков. Диффузионное горение жидкостей. М.: Изд-во АН СССР, 1961.
2. П. Н. Бахман, Л. И. Алдабаев, Н. Д. Сатинский. — В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.
3. A. Nakakuki. Comb. Flame, 1974, 23, 337.
4. Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1980, 16, 6, 87.
5. А. Л. Ярин. ФГВ, 1983, 19, 1, 3.
6. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. Л.: Энергия, 1968.
7. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М.: ГЭИ, 1954.
8. А. В. Гужиев, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1982, 18, 3, 32.
9. E. Sher. Comb. Flame, 1982, 47, 109.
10. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960.
11. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. М.: Наука, 1965.
12. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1937, 7, 12.
13. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов, А. Ф. Солодовник. Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, 2, 129.

#### ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И ПРЕДЕЛОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ФРОНТА ВЕРХОВОГО ЛЕСНОГО ПОЖАРА

*А. М. Гришин, А. Д. Грузин, В. Г. Зверев*  
(Томск)

Вопрос о математическом и физическом моделировании лесных пожаров обсуждался в монографиях [1—5].

В данной работе на основе общей математической модели лесных пожаров, предложенной в [5], дается новая постановка задачи о распространении двумерного верхового лесного пожара. В рамках этой сопряженной постановки полог леса считается многофазной реагирующей средой и учитывается тепло- и массообмен фронта пожара с нижним ярусом леса и приземным слоем атмосферы. Предложен прием осреднения полученных уравнений по высоте полога леса, который значительно упрощает постановку задачи о возникновении и распространении верхового лесного пожара. В рамках упрощенной одномерной постановки при помощи ЭВМ решена задача о возникновении и распространении верхового пожара. Установлено, что в отличие от S-образного профиля температуры при распространении фронта горения в термодинамически замкнутых системах в данном случае этот профиль вследствие теплообмена с окружающей средой имеет вид гауссовой кривой. Найдено, что скорость распространения растет вместе со скоростью ветра и падает с ростом влагосодержания лесных горючих материалов (ЛГМ). Показано, что существуют пределы распространения пожара по скорости ветра, запасу ЛГМ и их влагосодержанию.