

образца по пути наименьшего сопротивления, т. е. через боковую поверхность, причем при выходе происходит отрыв тонких поверхностных слоев материала и образование чешуек, ориентация которых на поверхности образца всегда совпадает с направлением движения фронта реакции. При температурах горения, близких к температуре плавления конечного продукта, может происходить припекавание образовавшихся чешуек и «залечивание» дефектов поверхности.

Температура горения шихтового состава с $\tau < 5$ мин вследствие значительной неоднородности исходной шихты не превышает 2000°C , причем горение происходит в неравномерно пульсирующем режиме. При кратковременных остановках фронта реакции образуются локальные скопления газов, которые разрывают образец, в результате чего поверхность последнего покрывается неравномерной сетью глубоких газовых разрывов, раковин и вспучиваний. Низкая пластичность материала препятствует «залечиванию» образовавшихся дефектов.

Увеличение τ приводит к тому, что горение осуществляется в стационарном режиме, величина T повышается до $2500\text{--}2600^\circ\text{C}$, а синтезированный материал переходит в квазижидкое состояние. Это значительно снижает количество образующихся макродефектов поверхности, большая часть которых успевает «залечиться» за время тепловой релаксации образца. Большие времена смешения шихты (порядка нескольких десятков часов) сильно понижают температуру и скорость горения шихтовых составов, вследствие чего образовавшиеся чешуйки не припекаются.

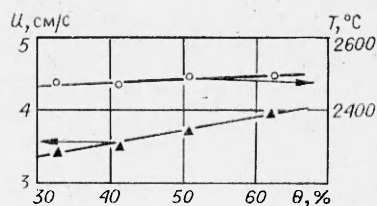


Рис. 6. Зависимость u и T от θ .

Поступила в редакцию 30/VII 1984,
после доработки — 12/II 1985

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1972, 204, 2, 366.
2. А. Г. Мержанов. — В кн.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975.
3. В. М. Шкиро, И. П. Боровинская. Там же.
4. Г. Т. Дзодзиев, В. Е. Граков, А. А. Калыков и др. Порошковая металлургия, 1975, 9, 86.
5. В. М. Маслов, И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1978, 14, 5, 79.
6. С. Sauer. Neue Hutte, 1972, 17, 6.
7. С. И. Воюев, В. М. Маслов, С. В. Полетаев и др. ФГВ, 1983, 19, 3, 18.
8. В. А. Щербаков, А. Е. Сычев, А. С. Штейнберг. О механизме дегазации при СВС-процессах. Препринт ОИХФ АН СССР. Черноголовка, 1984.

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ГОРЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ТОПЛИВА В ДИФфуЗИОННОМ РЕЖИМЕ

Н. Н. Смирнов
(Москва)

Экспериментально установлено [1—5], что при горении поверхности жидких и твердых топлив в атмосфере окислителя химическая реакция локализована в узкой зоне, получившей название поверхности диффузионного пламени. При теоретическом решении задач диффузионного горения [6—9] предполагается, что в зоне пламени скорость химической реакции велика по сравнению со скоростью диффузии, и реагенты не в состоянии проникать сквозь пламя на большие расстояния, не вступив в реакцию. При этом рассматриваются стационарные диффузионные пламена, стабилизированные в потоке окислителя [6—8] или в отсутствии

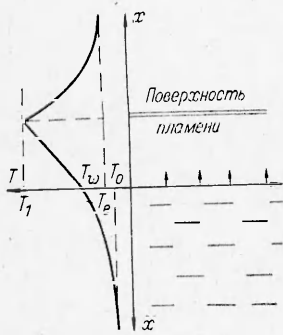


Рис. 1.

потока устанавливающиеся над поверхностью горячей сферической частицы [9].

Однако непосредственно при воспламенении перемешанных систем поверхность диффузионного пламени возникает вблизи от поверхности раздела фаз и с течением времени удаляется от нее. Такое поведение поверхности пламени может быть наглядно проиллюстрировано на примере решения нестационарной одномерной задачи о диффузионном горении плоской поверхности топлива в атмосфере окислителя при отсутствии внешних массовых сил (рис. 1).

Система уравнений для описания одномерного нестационарного течения смеси газов переменного состава с химическими реакциями имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho v \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\tilde{\mu} \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\rho \frac{\partial Y_i}{\partial t} + \rho v \frac{\partial Y_i}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right) + \omega_i, \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial H}{\partial t} + \rho v \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\tilde{\mu} v \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D \sum_{i=1}^N h_i \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right) + \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (4)$$

$$p = \rho R T \sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{m_i}, \quad (5)$$

где $H = \hat{c}_p T + \frac{v^2}{2} + \sum_{i=1}^N Y_i h_i^0$; $\hat{c}_p = \sum_{i=1}^N Y_i c_{pi}$; $h_i = c_{pi} T + h_i^0$.

В уравнениях (1)–(5) и в дальнейшем приняты следующие обозначения: p , ρ , v , T — давление, плотность, скорость и температура газа; Y_i — массовая концентрация i -го компонента в смеси; ω_i — массовая скорость образования i -го компонента в результате химической реакции; $\tilde{\mu} = 4/3 \cdot \mu$ — коэффициент динамической вязкости; λ , D — средние значения коэффициентов теплопроводности и бинарной диффузии; c_{pi} — удельная теплоемкость при постоянном давлении для i -й фазы; h_i^0 — удельная энтальпия образования (химическая энергия) i -го компонента; m_i — молярная масса i -го компонента; R — универсальная газовая постоянная; h_L — удельная теплота фазового перехода; v'_i , v''_i — стехиометрические коэффициенты i -го компонента до и после реакции; $i = 1$ — индекс окислителя; $i = N$ — горючего; $i = 2, \dots, N-1$ — продуктов реакции и инертных компонентов.

Следуя [9], предполагаем, что скорости движения незначительны, так что эффектами, связанными с трением, можно пренебречь, и уравнение (2) вырождается в условие гомобаричности ($p = \text{const}$), использованное при решении задач диффузионного горения [6–9].

Помножим (3) на h_i^0 , просуммируем по i и вычтем из уравнения (4). Сложим (4) с уравнением (3), помноженным на $\hat{c}_p T$. Полагая, что число Льюиса $\left(Le = \frac{\lambda}{\rho D \hat{c}_p} \right)$ близко к единице, получим систему, эквивалентную данной:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

$$p = \text{const}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho v Y_i}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \rho D \frac{\partial Y_i}{\partial x} + \omega_i, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \rho \hat{c}_p T}{\partial t} + \frac{\partial \rho v \hat{c}_p T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \frac{\lambda}{\hat{c}_p} \frac{\partial \hat{c}_p T}{\partial x} - \sum_{i=1}^N \omega_i h_i^0. \quad (9)$$

Учитывая, что для протекающей химической реакции имеет место соотношение $\omega_i = \omega m_i (v_i'' - v_i')$ [6—9], найдем из системы (6)—(9) уравнение для определения парных функций β_i

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial x} = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \rho \beta_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \beta_i v}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \frac{\lambda}{\hat{c}_p} \frac{\partial \beta_i}{\partial x}, \quad (11)$$

где

$$\beta_i = \frac{Y_i}{m_i (v_i'' - v_i')} - \frac{Y_1}{m_1 (v_1'' - v_1')}, \quad (i = 2, \dots, N);$$

$$\beta_T = \frac{\hat{c}_p T}{m_N (v_N'' - v_N') \Delta H} - \frac{Y_1}{m_1 (v_1'' - v_1')}, \quad \Delta H = \frac{\sum_{i=1}^N m_i h_i^0 (v_i' - v_i'')}{m_N (v_N'' - v_N')};$$

$$\beta_c = \frac{\hat{c}_p}{m_1 (v_1'' - v_1') \Delta C_p} - \frac{Y_1}{m_1 (v_1'' - v_1')}, \quad \Delta C_p = \frac{\sum_{i=1}^N m_i c_{pi} (v_i'' - v_i')}{m_1 (v_1'' - v_1')}.$$

При решении нестационарной задачи топливо нельзя полагать прогретым однородно. Формула для энергии в слое топлива в подвижной системе координат, связанной с поверхностью раздела (см. рис. 1), имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v_f \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\lambda_f}{\rho_f c_f} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (12)$$

($v_f(t)$ — скорость движения топлива относительно поверхности раздела фаз).

Граничные условия системы (10)—(12): на внешней границе в газе ($x \rightarrow +\infty$)

$$T = T_e, \quad Y_1 = Y_{1e}, \quad Y_{Ne} = 0;$$

на внешней границе в жидкости

$$T = T_0;$$

на поверхности раздела фаз ($x = 0$)

$$(\rho v)_w = -\rho_f v_f, \quad (13)$$

$$(\rho v)_w \cdot Y_{iw} - (\rho D)_w \cdot \frac{\partial Y_i}{\partial x} = 0, \quad i = 1, \dots, N-1, \quad (14)$$

$$(\rho v)_w (Y_{Nw} - 1) - (\rho D)_w \frac{\partial Y_N}{\partial x} = 0, \quad (15)$$

$$-\lambda_f \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{fw} = \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_w - (\rho v)_w h_L. \quad (16)$$

Эти граничные условия дополняются условием равновесного испарения [8] и предположением о диффузионном режиме горения, т. е. о том, что ниже поверхности пламени отсутствует окислитель ($i = 1$), а выше — горючее ($i = N$).

Выражение (11) допускает первые интегралы

$$\beta_i = (\beta_{ie} - \beta_{iw}) \beta + \beta_{iw}, \quad i = 2, \dots, N, T, c, \quad (17)$$

где функция β также является решением (11) с граничными условиями:

$$\beta = 0 \text{ при } x = 0, \beta = 1 \text{ при } x \rightarrow +\infty.$$

Для решения системы (10)–(12) введем новую независимую автономную переменную $\xi = x/\sqrt{2t}$ и зависимые переменные

$$\varphi(\xi) = \frac{p}{p_e}, \rho v = \rho_e \frac{f(\xi)}{\sqrt{2t}}, \beta = \beta(\xi), \psi(\xi) = \frac{T}{T_0}, \quad (18)$$

тогда с учетом граничного условия (15) получим

$$-\varphi' \xi + f' = 0, \quad (19)$$

$$-\xi \varphi \beta' + f \beta' = \frac{1}{\rho_e \text{Pr}} (\mu \beta'' + \beta' \mu'), \quad (20)$$

$$b^2 \psi''(\xi) + \psi'(\xi) (\xi + k) = 0. \quad (21)$$

Здесь штрих обозначает дифференцирование по ξ ; μ — коэффициент динамической вязкости; $\text{Pr} = \mu c_p / \lambda = \text{const}$ — число Прандтля; $k = -\rho_e / \rho_f \cdot f(0)$; $b^2 = \lambda_j / \rho_j c_j$.

Предполагаем, как обычно делается при рассмотрении гомобарических процессов [8, 10], что выполняется условие $\rho \mu = \text{const}$ во всей области. Из этого условия следует

$$\mu' \varphi + \varphi' \mu = c, \quad \mu = \mu_e / \varphi. \quad (22)$$

Система (20)–(23) содержит неизвестные функции: $f(\xi)$, $\varphi(\xi)$, $\beta(\xi)$, $\mu(\xi)$, $\psi(\xi)$. Для ее замыкания воспользуемся выражением (2), которое в нашем случае выродилось в условие гомобаричности (7), откуда с помощью уравнения состояния для многокомпонентной смеси (5) найдем соотношения

$$\frac{p_e}{\rho_e R} = \varphi(\xi) \frac{\beta(\xi) (\beta_{Te} - \beta_{Tw}) + \beta_{Tw}}{\beta(\xi) (\beta_{ce} - \beta_{cw}) + \beta_{cw}} \left[\beta(\xi) \sum_{i=2}^N (v_i'' - v_i') (\beta_{ie} - \beta_{iw}) + \sum_{i=2}^N \beta_{iw} (v_i'' - v_i') \right] \quad (23)$$

при $\xi < \xi_*$, т. е. ниже поверхности пламени,

$$\frac{p_e}{\rho_e R} = \varphi(\xi) \frac{\beta_T(\xi) + \beta_N(\xi) \Delta H}{\beta_c(\xi) - \beta_N(\xi) \Delta C_p} \left[\sum_{i=1}^N \beta_i(\xi) (v_i'' - v_i') - \beta_N(\xi) \sum_{i=2}^N \frac{\Phi_i}{m_i} \right] \quad (24)$$

при $\xi > \xi_*$, т. е. выше поверхности пламени; $\Phi_i = \frac{m_i (v_i'' - v_i')}{m_1 (v_1'' - v_1')}$.

Из первых интегралов (17) и граничных условий (13)–(16) получим соотношения для определения концентраций и потоков тепла на поверхности раздела фаз

$$Y_{iw} = \frac{Y_{ie} - \Phi_i Y_{1e}}{1 + B_D}, \quad i = 2, \dots, N-1, \quad (25)$$

$$Y_{Nw} = \frac{B_D - \Phi_N Y_{1e}}{1 + B_D}, \quad (26)$$

$$-\lambda_j T_0 \psi'(0) = (\rho D)_w \beta'(0) [\hat{c}_{pe} (T_e - T_w) + Y_{1e} Q_{pw} - B_D h_L], \quad (27)$$

$$Q_{pw} = T_w \Delta C_p + \Phi_N \Delta H, \quad \text{Le} = 1, \quad B_D = \frac{\rho_e f(0)}{(\rho D)_w \beta'(0)}.$$

Определим парциальное давление паров горючего у поверхности фазового перехода

$$p_{Nw} = Y_{Nw} p_e \frac{m_w}{m_N}, \quad \frac{1}{m_w} = \sum_{i=1}^N \frac{Y_{iw}}{m_i}. \quad (28)$$

Параметр массообмена B_D найдем аналогично [6, 7], подставив соотношения (25), (26) в (28) и воспользовавшись модифицированным условием равновесного испарения Клайперона — Клаузиуса [8]:

$$B_D = Y_{1e}\Phi_N + \frac{\sum_{i=2}^{N-1} (Y_{ie} - Y_{1e}\Phi_i) \frac{m_N}{m_i}}{\left(\frac{T_{he}}{T_w}\right) \frac{\Delta C_p m_N}{R} \exp\left[\frac{h_{L0} m_N}{R} \left(\frac{1}{T_{he}} - \frac{1}{T_w}\right)\right] - 1}. \quad (29)$$

Из соотношений (23), (24) при $\xi = 0$ получим дополнительное граничное условие

$$\frac{p_e m_N}{\rho_e R} - \frac{\varphi(0) T_w}{1 + B_D} \left[\sum_{i=2}^N \frac{m_N}{m_i} (Y_{ie} - \Phi_i Y_{1e}) + B_D \right]. \quad (30)$$

Уравнение (19) — (22) с граничными условиями и соотношения (27), (29), (30) составляют замкнутую систему для определения неизвестных функций $\varphi(\xi)$, $\mu(\xi)$, $f(\xi)$, $\beta(\xi)$, $\psi(\xi)$ и параметров B_D , T_w , $\varphi(0)$. Значения $\beta'(0)$ и $\psi'(0)$, которые входят в соотношение (27), определяются из решения соответствующих уравнений.

Решение (21) с граничными условиями $\psi(0) = T_w/T_0$, $\psi(\infty) = 1$ имеет вид [11]

$$\psi(\xi) = 1 + \frac{T_w - T_0}{T_0} \frac{\operatorname{erfc}\left(\frac{\xi + k}{b + \sqrt{2}}\right)}{\operatorname{erfc}(k/b\sqrt{2})}. \quad (31)$$

где $\operatorname{erfc}(z) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-z^2} dz$.

Из (31) для определения $\psi'(0)$ получаем

$$\psi'(0) = -\frac{T_w - T_0}{T_0} \frac{\sqrt{2}}{b\sqrt{\pi}} \frac{e^{-k^2/2b^2}}{\operatorname{erfc}\left(\frac{k}{b\sqrt{2}}\right)}. \quad (32)$$

Система (19), (20) с учетом (22) допускает интеграл

$$\beta = \frac{\operatorname{erf}\frac{f(0)}{a\sqrt{2}} - \operatorname{erf}\frac{f - \xi\varphi}{a\sqrt{2}}}{\operatorname{erf}\left(\frac{f(0)}{a\sqrt{2}}\right) + 1}. \quad (33)$$

($a^2 = \mu_e/\rho_e \operatorname{Pr}$), откуда для определения $\beta'(0)$ имеем

$$\beta'(0) = C\varphi(0) e^{-\frac{f(0)^2}{2a^2}}, \quad C = \frac{\sqrt{2}}{a\sqrt{\pi} \left(\operatorname{erf}\frac{f(0)}{a\sqrt{2}} + 1\right)}. \quad (34)$$

Подставляя полученное решение (33) в (24), найдем

$$\varphi = g(f - \xi\varphi) = g(y). \quad (35)$$

Тогда из (19) и (35) получим обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{dy}{d\xi} = -g(y), \quad y(0) = f(0),$$

которое можно интегрировать численно, если известно начальное условие $f(0)$. Определив таким образом функцию $y(\xi)$, из (33), (35) получим $\beta(\xi)$, $\varphi(\xi)$ и $f(\xi)$, что завершит решение задачи. Таким образом, для замкнутого решения задачи необходимо определить начальное условие $f(0)$ или параметр массообмена B_D .

Из соотношений (32) и (34) определим $\psi'(0)$ и $\beta'(0)$ и подставим в граничное условие (27). Учитывая (30), получим

$$\frac{\lambda_f}{(\rho D)_w} \frac{(T_w - T_0) \rho_e R T_w}{(1 + B_D) m_N p_e} \left[\sum_{i=2}^N \frac{m_N}{m_i} (Y_{ie} - Y_{1e} \Phi_i) + B_D \right] \exp \left[\frac{f^2(0)}{2} \left(\frac{1}{a^2} - \frac{\rho_e^2}{\rho_f^2 c^2} \right) \right] = \frac{1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\rho_e f(0)}{\rho_f b \sqrt{2}} \right)}{1 + \operatorname{erf} \left(\frac{f(0)}{a \sqrt{2}} \right)} [\hat{c}_{pe} (T_e - T_w) + Y_{1e} Q_{pw} - B_D h_L]. \quad (36)$$

Из уравнений (30) и (34) следует

$$\rho_e f(0) = \frac{\sqrt{2} e^{-\frac{f^2(0)}{2a^2}} (\rho D)_w B_D (1 + B_D) p_e m_N}{a \sqrt{\pi} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{f(0)}{a \sqrt{2}} \right) \right) \left[\sum_{i=2}^N \frac{m_N}{m_i} (Y_{ie} - Y_{1e} \Phi_i) + B_D \right] \rho_e R T_w}. \quad (37)$$

Соотношения (36), (37) и (29) представляют замкнутую систему уравнений для определенных неизвестных $f(0)$, T_w и B_D .

Расположение поверхности диффузионного пламени при известном решении $\beta(\xi)$ определяется из условия, что выше поверхности отсутствуют пары горючего ($Y_N = 0$), а ниже — окислителя ($Y_1 = 0$). Тогда для парной функции β_N имеем условие, аналогичное [7, 8]:

$$\beta_N(\xi_*) = 0,$$

откуда, используя первые интегралы (17) и условия на границе (26), получим соотношение для определения координаты поверхности пламени ξ_*

$$\beta(\xi_*) = \frac{Y_{Nw}}{Y_{Nw} + Y_{1e} \Phi_N} = \frac{B_D - Y_{1e} \Phi_N}{B_D (1 + Y_{1e} \Phi_N)}.$$

Рассмотрим одно из возможных приближений, о котором упоминалось в [9, 11]. Предполагаем, что $T_w = T_{ке}$, где $T_{ке}$ — равновесная температура кипения при давлении p_e . В этом случае из (29) видно, что $Y_{ie} - Y_{1e} \Phi_i = 0$ для всех $i = 2, \dots, N-1$, что равносильно условию

$$Y_{iw} = 0; \quad Y_N = 1 \quad (i = 1, \dots, N-1).$$

Соотношение (36) упрощается, и из него можно определить параметр массообмена, при подстановке которого в (37) получим трансцендентное уравнение для определения неизвестного граничного условия $f(0)$

$$a \sqrt{\frac{\pi}{2}} \rho_e f(0) = -\lambda_f \frac{(T_{ке} - T_0) \exp \left[-\left(\frac{\rho_e f(0)}{\rho_f b \sqrt{2}} \right)^2 \right]}{1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\rho_e f(0)}{\rho_f b \sqrt{2}} \right)} + \frac{(\rho D)_w p_e m_N [Y_{1e} Q_{pw} + \hat{c}_{pe} (T_e - T_{ке})]}{\rho_e R T_{ке} h_L \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{f(0)}{a \sqrt{2}} \right) \right) \exp \left(\frac{f^2(0)}{2a^2} \right)}. \quad (38)$$

При решении многих практических задач основной интерес представляет не распределение параметров над поверхностью горючего, а массовая скорость выгорания поверхности. Найденное решение в полной мере отвечает на этот вопрос. При известном значении $f(0)$, определенном, например, из решения (38), массовая скорость выгорания топлива задается соотношением

$$(\rho v)_w = \rho_e f(0) / \sqrt{2} t. \quad (39)$$

Изменение уровня поверхности горючего по мере его выгорания может быть описано формулой, полученной при интегрировании соотношения (39):

$$X_w(t) = \int_0^t v_w(t) dt = \frac{\rho_e}{\rho_f} f(0) \sqrt{2t}. \quad (40)$$

Анализ данных опытов [4] показал, что изменение X_w с течением времени удовлетворительно может быть описано соотношением

$$X_w = kt^n,$$

где показатель степени n колеблется (для различных опытов) в пределах от 0,55 до 0,75. Таким образом, формула (40) удовлетворительно согласуется с опытными данными. Экспериментальные исследования горения дизельных топлив [4] показали, что с течением времени скорость выгорания поверхности v_w (39) уменьшается и при достижении критической v_w^* горение прекращается, т. е. происходит самотушение пламени (для дизельных топлив $v_w^* = 0,41 \cdot 10^{-5}$ м/с).

Зависимость v_w от уровня поверхности горючего нетрудно определить из формул (39), (40)

$$v_w = \left[\frac{\rho_e}{\rho_f} f(0) \right]^2 \frac{1}{X_w}. \quad (41)$$

В результате расчета основных определяющих параметров задачи о нестационарном горении поверхности бензина, контактирующей с воздухом, получены следующие величины: $T_e = 300$ К, $T_0 = 300$ К, $T_w = 356$ К, $Y_{1e} = 30$, $Y_{Nw} = 0,89$, $\rho_e = 1,25$ кг/м³, $\rho_f = 740$ кг/м³, $f(0) = 0,19$ м/с^{1/2}.

На рис. 2 представлен график зависимости скорости выгорания бензина от уровня поверхности, построенный на основании формулы (41) и приведенных выше данных (сплошная кривая). Для сравнения штриховой линией показаны результаты экспериментальных исследований по данным работы [4]. Различие вблизи среза горелки результатов теории и эксперимента объясняется тем, что в эксперименте для малых X_w нарушается одномерность течения и осуществляется подсос окислителя по периметру горелки.

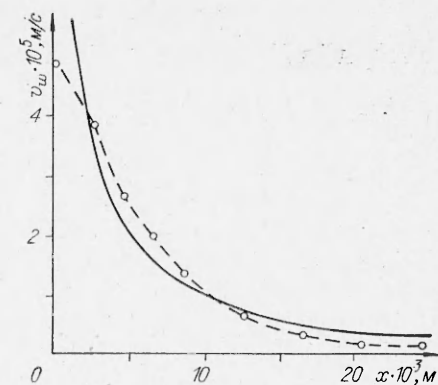


Рис. 2.

Поступила в редакцию 30/IX 1985
после доработки — 21/III 1985

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Михельсон. Уч. зап. МГУ. Отдел физико-математический. Вып. 10. М., 1893.
2. Р. Маззи. РТИ, 1963, 9.
3. Т. Hirano, M. Kinoshita. 15-th sympos. (Internat.) on Combust. Tokyo, 1974.
4. В. П. Блинов, Г. Н. Худяков. Диффузионное горение жидкостей. М., 1961.
5. Б. Ф. Бояршинов, Э. П. Волчков, В. И. Терехов и др. ФГВ, 1981, 17, 16, 21.
6. П. П. Смирнов. ФГВ, 1982, 18, 5, 65.
7. П. П. Смирнов, С. А. Плотников. Вестн. МГУ. Сер. 1. Матем., механ., 1983, 5, 60.
8. П. П. Смирнов. ФГВ, 1984, 20, 3, 26.
9. Ф. А. Вильямс. Теория горения. М.: Наука, 1971.
10. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973.
11. П. П. Зверев, П. П. Смирнов. Вестн. МГУ, Сер. 1. Матем., механ., 1981, 3, 57.