

Рис. 1. Зависимости f'_0 , r^2/W_0 , критической энергии иницирования W_0 (по данным [1]) и $r f'_0$ от текущего радиуса.

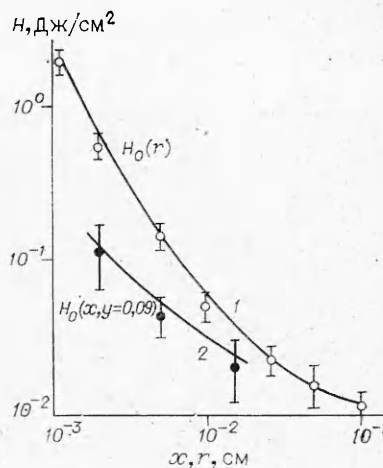


Рис. 2. Зависимости критической плотности энергии иницирования азида свинца от размеров облучаемой зоны. 1 — круг радиуса r [1]; 2 — прямоугольник длиной $9 \cdot 10^{-2}$ см и шириной $2x$ (кривая — расчет).

энергии $H = H_1 \exp(-r^2/2r_0^2)$, где $r = 3,6 \cdot 10^{-2}$ см. Все прочие условия и схема эксперимента аналогичны [1].

Результаты эксперимента показаны на рис. 2, 2. Экспериментальные точки отвечают вероятности взрыва $\omega = 0,5$. Величины интервалов, указанные на рис. 2, равны котангенсу угла наклона касательной к зависимости вероятности взрыва от величины светового потока в точке $\omega = 0,5$ и характеризуют величину зоны вероятностного иницирования.

Соответствие полученных экспериментальных и рассчитанных по формуле (5) данных подтверждает правомерность использования модельных представлений [1] о природе размерного эффекта и выдвигаемых для его описания допущенных (1), стимулируя, таким образом, попытки количественного подхода к проблеме лазерного иницирования.

Поступила в редакцию 21/IV 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. И. Александров, В. П. Ципилев. ФГВ, 1980, 17, 5, 77.
2. Т. Х. Джеймс. Теория фотографического процесса. Л.: Химия, 1980.
3. В. П. Вейко, Н. Либенсон. Лазерная обработка. Л., 1973.

МАССООБМЕН И ГОРЕНИЕ В ЛАМИНАРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ДЕТОНАЦИИ В НЕПЕРЕМЕШАННЫХ ДВУХФАЗНЫХ СИСТЕМАХ

Н. Н. Смирнов
(Москва)

При рассмотрении вопросов пожаро- и взрывоопасности гетерогенных систем, образующихся при контакте окислителя со слоем жидкого или твердого горючего материала, возникает необходимость исследовать условия развития и распространения детонации в таких системах. Проводимые в настоящее время обширные экспериментальные и теоретические исследования [1—8] детонации в таких неперемешанных двухфазных

системах показали, что ее характерной особенностью является то, что за головной ударной волной происходит не только сжигание горючей смеси, но и смесеобразование (фазовый переход и перемешивание горючего с окислителем в пристеночном пограничном слое). Таким образом, один из основных параметров, определяющих распространение детонации в неперемешанных системах, есть скорость массоподачи горючего в пограничный слой, так как именно эта скорость ограничивает энергосодержание в детонационном комплексе [8]. Возможные механизмы смесеобразования — это диффузия испарившегося с поверхности слоя горючего [3, 6] и срыв капель или частиц при нарушении устойчивости поверхности раздела фаз [5]. В данном исследовании будем предполагать вязкость и толщину слоя горючего такими, что основным механизмом смесеобразования является фазовый переход и перемешивание паров горючего с окислителем в пограничном слое.

В работе изучаются процессы переноса тепла и массы в ламинарном пограничном слое за ударной волной в химически реагирующей смеси газов над испаряющей (сублимирующей) поверхностью горючего. При условии, что скорость реакции в пограничном слое лимитируется скоростью сублимации горючего и перемешивания паров, в результате диффузии с окислителем определяются профили скоростей, температур и концентраций внутри пограничного слоя. Исследуется влияние массообмена на распределение параметров внутри пограничного слоя и напряжение трения на поверхности. Определяется скорость массоподачи горючего за ударной волной.

Рассмотрим ударную волну, распространяющуюся с постоянной скоростью U , в полупространстве газообразного окислителя над слоем горючего. За ударной волной образуется пограничный слой с химическими реакциями и фазовым переходом [9—11]. Будем предполагать, что реагенты при химических превращениях связаны соотношением

$$\sum_{i=1}^N m_i v_i' = \sum_{i=1}^N m_i v_i'' \quad (1)$$

В подвижной системе координат x, y уравнения пограничного слоя в газе стационарны и при условии, что числа Прандтля и Шмидта равны единице, имеют следующий вид [7, 9]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} &= 0, \\ \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right), \\ \rho u \frac{\partial Y_j}{\partial x} + \rho v \frac{\partial Y_j}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial Y_j}{\partial y} \right) + \omega_j, \quad j = 1, \dots, N, \\ \rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial H}{\partial y} \right), \\ p &= \rho RT \sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{m_i}, \end{aligned} \quad (2)$$

где ρ — плотность; p — давление; u, v — скорости вдоль осей x, y соответственно; Y_i — массовая концентрация i -го компонента; R — универсальная газовая постоянная; m_i — молекулярная масса i -го компонента;

$H = \sum_{i=1}^N Y_i \left(h_i + \frac{u^2}{2} \right)$ — полная удельная энтальпия смеси; h_i — удельная энтальпия i -го компонента; ω_i — массовая скорость образования i -го компонента; μ — коэффициент динамической вязкости смеси; v_i', v_i'' — стехиометрические коэффициенты i -го компонента до и после реакции.

Уравнение энергии внутри конденсированной фазы при постоянной теплоемкости (c_L) и теплопроводности (λ_L) горючего в приближении по-

граничного слоя имеет вид уравнения конвенции [11]

$$\rho_L u_L c_L \frac{\partial T}{\partial x} + \rho_L v_L c_L \frac{\partial T}{\partial y} = \lambda_L \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \quad (3)$$

Система уравнений (2), (3) решается со следующими граничными условиями.

На внешней границе пограничного слоя в газе ($y \rightarrow +\infty$)

$$Y_1 = Y_{1e}, \quad Y_{1e} + Y_{Ae} = 1, \quad u = u_e, \quad p = p_e, \quad T = T_e, \quad \rho = \rho_e, \quad (4)$$

где Y_{1e}, Y_{Ae} — заданные концентрации окислителя и инертного компонента во внешнем потоке; параметры u_e, p_e, T_e, ρ_e определяются из соотношений на ударном фронте и уравнения состояния.

На внешней границе температурного пограничного слоя в конденсированной фазе ($y \rightarrow -\infty$)

$$Y_N = 1, \quad u = u_L = U_s, \quad T = T_0. \quad (5)$$

На поверхности раздела фаз ($y = 0, x > 0$) $u_w = u_L$ (условие прилипания). Из уравнений сохранения потоков массы и энергии при условии, что горючее однокомпонентно, следует

$$(\rho v)_W Y_{iW} - (\rho D)_W \left(\frac{\partial Y_i}{\partial y} \right)_W = 0, \quad i = 1, \dots, N-1, A \quad (6)$$

(при этом коэффициенты бинарной диффузии предполагаются одинаковыми: $D_{ij} = D_{ji} = D$);

$$\begin{aligned} (\rho v)_W (Y_{NW} - 1) - (\rho D)_W \left(\frac{\partial Y_N}{\partial y} \right)_W &= 0, \\ -\lambda_L \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{LW} &= -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_W - (\rho v)_W h_L. \end{aligned} \quad (7)$$

Для определения температуры поверхности раздела используется условие равновесного испарения Клапейрона — Клаузиса $\frac{dp}{dT} = \frac{h_L}{T(\rho^{-1} - \rho_L^{-1})}$, которое, учитывая температурную зависимость удельной теплоты сублимации горючего $dh_L = -\Delta c_p dT$ ($\Delta c_p = c_{pN} - c_L$) и пренебрегая удельным объемом конденсированной фазы, можно проинтегрировать:

$$\frac{p_{NW}}{p_0} = \left(\frac{T_0}{T_W} \right)^{\frac{\Delta c_p m_N}{R}} \exp \left[\frac{\Delta c_p m_N T_{кр}}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_W} \right) \right]. \quad (8)$$

Здесь $p_{NW} = Y_{NW} p_e \frac{m_W}{m_N}$ — парциальное давление паров горючего;

$$m_W = \left(\sum_{i=1}^N \frac{Y_{im}}{m_i} \right)^{-1} \text{ — средняя молекулярная масса смеси.}$$

В соотношениях (4)–(8) индексы обозначают: W — параметры на границе раздела; e — параметры внешнего потока; L — параметры конденсированной фазы; $i = 1$ — окислитель; $i = N$ — горючее; $i = A$ — инертный компонент.

Система (2) после преобразований по методу Шваба — Зельдовича допускает первые интегралы:

$$\beta_i = \frac{\beta_{je} - \beta_{jW}}{u_e - u_W} (u - u_W) + \beta_{jW}, \quad j = 2, \dots, N, T, A, \quad (9)$$

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

$$= \frac{c_p T + u^2/2}{m_N (v_N' - v_N'')} \Delta H - \frac{Y_1}{m_1 (v_1'' - v_1')} ; \quad \Delta H = \frac{\sum_{i=1}^N m_i h_i^0 (v_i' - v_i'')}{m_N (v_N' - v_N'')} \text{ — удельная теп-}$$

лота сгорания горючего; h_i^0 — удельная энтальпия образования i -го компонента.

Предполагая, что химическая реакция протекает в узкой зоне, которую можно считать поверхностью диффузионного пламени [9, 10, 13, 14], и что скорость горения в пограничном слое определяется скоростью диффузии горючего и окислителя к этой поверхности [15], разделим пограничный слой на две области: над поверхностью пламени (индекс +) отсутствуют пары горючего; между поверхностью пламени и границей раздела фаз (индекс —) есть пары горючего и продукты реакции и отсутствует окислитель. Таким образом, поверхность пламени можно рассматривать как слабый разрыв в пограничном слое [13]. Тогда из интегралов Крокко (9), учитывая граничные условия (4), (6), (7), получим соотношения, определяющие концентрации и поток тепла у поверхности раздела:

$$Y_{iW} = 1/(1+B) \cdot (Y_{ie} - \Phi_i Y_{ie}), \quad i = 2, \dots, N-1, \quad (10)$$

$$Y_{NW} = 1/(1+B) \cdot (B + Y_{Ne} - \Phi_N Y_{ie}), \quad Y_{AW} = Y_{Ae}/(1+B), \quad (11)$$

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_W = \frac{\tau_W}{z_e - z_W} \left[c_p (T_e - T_W) + \frac{(u_e - u_W)^2}{2} + Y_{ie} \Phi_N \Delta H \right], \quad (12)$$

где $\tau_W = -\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_W$; $B = (\rho v)_W (u_W - u_e) / \tau_W$; $\Phi_i = \frac{m_i (v_i'' - v_i')}{m_1 (v_1'' - v_1')}$ ($i = 2, \dots, N$). Наличие поверхности диффузионного пламени позволяет свести решение системы (2) к решению двух первых уравнений. Распределение остальных параметров внутри пограничного слоя определится из первых интегралов (9) и граничных условий. Введем новые независимые переменные

$$z = \int_0^y \rho dy, \quad \xi = \rho \mu x \quad \text{и} \quad \text{зависимую переменную} \quad w = \left(\rho v + u \frac{\partial z}{\partial x} \right) \frac{1}{\rho \mu}.$$

Предполагая, что в пограничном слое $\rho \mu = \text{const}$ [16], приведем первые уравнения системы (2) к виду

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (13)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial \xi} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}. \quad (14)$$

Функция тока $\Psi(\xi, z)$, вводимая согласно соотношениям

$$u = u_W - \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \Psi}{\partial \xi},$$

автоматически удовлетворяет уравнению (13), и после перехода к переменным Дородницына

$$\eta = z \sqrt{(u_W - u_e)/2\xi}, \quad \Psi = \sqrt{2(u_W - u_e)\xi} f(\eta)$$

приводит уравнение (14) к виду

$$\frac{d^3 f}{d\eta^3} - \frac{d^2 f}{d\eta^2} \left(f - \eta \frac{u_W}{u_W - u_e} \right) = 0. \quad (15)$$

Уравнение (15) решается со следующими граничными условиями:

$$f'(0) = 0, \quad f'(\infty) = 1, \quad f(0) = B f''(0), \quad \left(\frac{df}{d\eta} \right) = f'(\eta). \quad (16)$$

Неизвестный параметр массообмена B и температура поверхности T_W определяются из решения уравнения энергии в слое горючего (3) и условий на поверхности раздела фаз (7), (8), как это показано в [17]. Учитывая, что

$$\tau_W = -\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_W = f''(0) (u_W - u_e) \sqrt{\frac{\rho \mu (u_W - u_e)}{2x}},$$

$$a \quad \rho_L v_L = (\rho v)_W = \frac{\tau_W B}{u_W - u_e},$$

получим из решения уравнения (3) соотношение

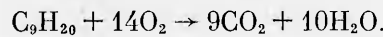
$$T_W - T_0 = \sqrt{\frac{\pi}{(\rho \lambda c)_L u_W}} \exp\left\{\left(\frac{c}{\rho \lambda}\right)_L \frac{\rho \mu (u_W - u_e)}{2u_W} [B f''(0)]^2\right\} \sqrt{\frac{\rho \mu (u_W - u_e)}{2}} \times \\ \times f''(0) \operatorname{erfc}\left\{\sqrt{\left(\frac{c}{\rho \lambda}\right)_L \frac{\rho \mu (u_W - u_e)}{2u_W} B f''(0)}\right\} \left[c_p (T_e - T_W) + \right. \\ \left. + \frac{(u_e - u_W)^2}{2} + Y_{1e} \Phi_N \Delta H - B h_L\right], \quad (17)$$

где $\exp(\varphi) = e^\varphi$; $\operatorname{erfc}(\varphi) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\varphi \exp(-\varphi^2) d\varphi$.

Из условий (8), (10), (11) получим дополнительное соотношение

$$B = Y_{1e} \Phi_N + \frac{\sum_{i=2}^{N-1} \frac{m_i^N}{m_i} (\bar{Y}_{ie} - \bar{Y}_{ie} \Phi_N) + \frac{m_N^N}{m_A} Y_{Ae}}{\frac{\Delta c_p m_N}{R} \exp\left[\frac{\Delta c_p m_N T_{кр}}{R} \left(\frac{1}{T_W} - \frac{1}{T_{ке}}\right)\right] - 1}. \quad (18)$$

В уравнениях (17), (18) при заданной скорости ударной волны ($U_s = u_w$) присутствуют неизвестные величины: T_w , B , $f''(0)$. Таким образом, совместное решение одного дифференциального уравнения (15) с граничными условиями (16) и двух transcendентных уравнений (17), (18) позволяет определить неизвестные: параметр массообмена B , температуру поверхности T_w , параметр трения на поверхности $f''(0)$ и функцию $f(\eta)$ внутри пограничного слоя. Расчеты проведены для модельной реакции n -нонана с кислородом



На рис. 1 представлены результаты расчетов B и T_w для ударных волн с числом Маха $M_s = U_s/a_0$, распространяющихся по покоящемуся газообразному окислителю (воздух — $Y_{1e} = 0,3$ или чистый кислород — $Y_{1e} = 1$) над слоем n -нонана ~ 10 мкм. Результаты численного интегрирования уравнения (15) при $Y_{1e} = 1$ приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что с ростом скорости ударной волны толщина пограничного слоя в без-

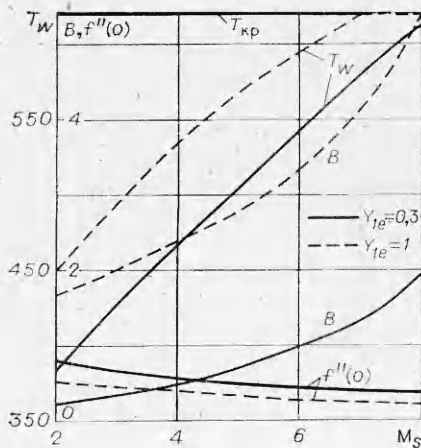


Рис. 1.

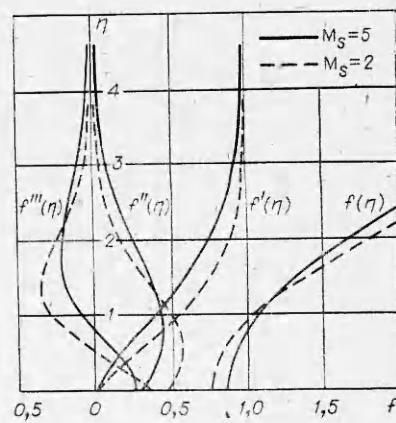


Рис. 2.

размерных переменных увеличивается, что объясняется ростом параметра массообмена ($B = 1,68$ и $2,88$ соответственно при $M_s = 2$ и 5). Однако в физической плоскости толщина пограничного слоя δ может уменьшаться, так как

$$\delta \sim \sqrt{\mu \eta_\delta / \sqrt{\rho(u_w - u_e)}} \cdot \sqrt{x}.$$

Хотя η_δ растет, величина $[\rho(u_w - u_e)]^{-1/2}$ уменьшается с увеличением M_s .

График функции $f'(\eta) = (u - u_w) / (u_e - u_w)$ (рис. 3, M_s : 1 — 8, 2 — 6, 3 — 8, 4 — 6, 5 — 4, 6 — 2) позволяет найти распределение скоростей внутри пограничного слоя. (Это распределение зависит от M_s и Y_{1e} .) Чтобы найти измененные другие параметров внутри пограничного слоя, определим форму поверхности диффузионного пламени, как в [15]:

$$\beta_N = 0 \quad \text{при} \quad y = y_*(x). \quad (19)$$

Используя (4), (5), (9), (11), получим из (19) соотношение

$$\frac{u_* - u_w}{u_e - u_w} = f'(\eta_*) = \frac{-\beta_{NW}}{\beta_{Ne} - \beta_{NW}} = \frac{Y_{NW}}{Y_{NW} + Y_{1e}\Phi_N} = \frac{B - Y_{1e}\Phi_N}{B(1 + Y_{1e}\Phi_N)}. \quad (20)$$

Значение $f'(\eta_*)$ на поверхности пламени при известном B находится по формуле (20). При известном $f'(\eta_*)$ из решения уравнения (15) определим значение η_* , соответствующее поверхности пламени. Тогда формулу пламени получаем из соотношения

$$z = \eta_* \sqrt{2\rho\mu x / (u_w - u_e)}.$$

Распределение концентраций горючего и окислителя выше и ниже поверхности пламени определяется из интегралов (9):

$$\begin{aligned} Y_N^+ &= 0, & Y_N^- &= Y_{NW}[1 - f'(\eta)] - Y_{1e}\Phi_N f'(\eta), \\ Y_1^- &= 0, & Y_1^+ &= -Y_{NW}[1 - f'(\eta)]\Phi_N^{-1} + Y_{1e}f'(\eta). \end{aligned} \quad (21)$$

Определяя Y_{NW} по (11) и используя соотношения (20), преобразуем полученные выражения (21):

$$\begin{aligned} Y_N^- &= \frac{1}{1+B} [B - Y_{1e}\Phi_N - Bf'(\eta)(1 + Y_{1e}\Phi_N)] = \\ &= \frac{B}{1+B} (1 + Y_{1e}\Phi_N) [f'(\eta_*) - f'(\eta)], \\ Y_1^+ &= \frac{1}{(1+B)\Phi_N} \{Y_{1e}\Phi_N [1 + f'(\eta)B] - B[1 - f'(\eta)]\} = \\ &= \frac{B}{1+B} (\Phi_N^{-1} + Y_{1e}) [f'(\eta) - f'(\eta_*)]. \end{aligned}$$

Распределение концентрации инертного компонента во всем пограничном слое определяется из (9) и (11):

$$Y_A = Y_{Ae} [1 + Bf'(\eta)] / (1 + B).$$

Предполагая, что во внешнем потоке $Y_{1e} + Y_{Ae} = 1$, т. е. отсутствуют пары горючего и продукты реакции, получим из соотношений (9) и (10) распределение концентраций продуктов реакции Y_k ($k = 2, \dots, N-1$):

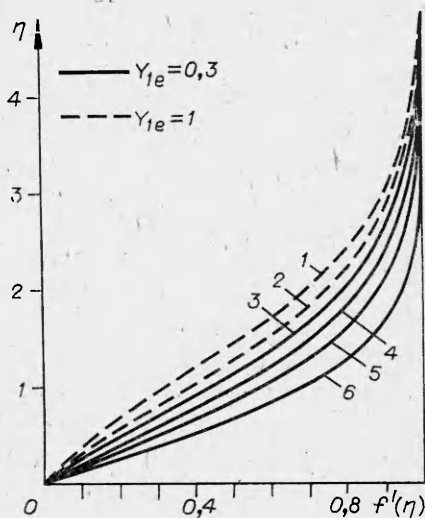


Рис. 3.

$$Y_k^- = -\frac{\Phi_k Y_{1e}}{1+B} [1 + Bf'(\eta)],$$

$$Y_k^+ = -\frac{B\Phi_k}{(1+B)\Phi_N} [1 - f'(\eta)].$$
(22)

Обозначим через Y_p концентрацию всех продуктов реакции. Тогда, учитывая, что из закона сохранения массы при химической реакции следует

$$\sum_{k=2}^{N-1} \Phi_k = -1 - \Phi_N,$$

получим из формул (22) следующие соотношения:

$$Y_p^- = \frac{Y_{1e}(1 + \Phi_N)}{1+B} [1 + Bf'(\eta)],$$

$$Y_p^+ = \frac{B(1 + \Phi_N^{-1})}{1+B} [1 - f'(\eta)].$$
(23)

Соотношения (23) показывают, что концентрация продуктов реакции на поверхности пламени максимальна:

$$Y_p^* = \frac{Y_{1e} + Y_{1e}\Phi_N}{1 + Y_{1e}\Phi_N}$$

и при отсутствии инертного компонента ($Y_{1e} = 1$) концентрация продуктов $Y_p^* = 1$.

При известной из решения уравнений (15), (17), (18) температуре поверхности раздела фаз T_w распределение температуры в пограничном слое задается соотношениями

$$T^+ - T_w = f'(\eta)(T_e - T_w) + \frac{(u_e - u_w)^2}{2c_p} [f'(\eta) - f'(\eta)^2] + Y_{NW}[1 - f'(\eta)] \frac{\Delta H}{c_p},$$
(24)

$$T^- - T_w = f'(\eta)(T_e - T_w) + \frac{(u_e - u_w)^2}{2c_p} [f'(\eta) - f'(\eta)^2] + Y_{1e}\Phi_N f'(\eta) \frac{\Delta H}{c_p}.$$

Температура на поверхности пламени максимальна:

$$T_* = T_w + \frac{B - Y_{1e}\Phi_N}{B(1 + Y_{1e}\Phi_N)} \left[(T_e - T_w) + \frac{(u_e - u_w)^2}{2c_p} \cdot \frac{Y_{1e}\Phi_N(1+B)}{B(1 + Y_{1e}\Phi_N)} + \frac{Y_{1e}\Phi_N\Delta H}{c_p} \right].$$
(25)

Формулы (24), (25) являются приближенными в той мере, в которой можно считать приближением замену зоны химической реакции поверхностью пламени. Это приближение достаточно строго, когда рассматриваются процессы, происходящие на значительном расстоянии l от зоны реакции ($l/\Delta\eta_* \gg 1$, $\Delta\eta_*$ — толщина зоны реакции). Однако при определении

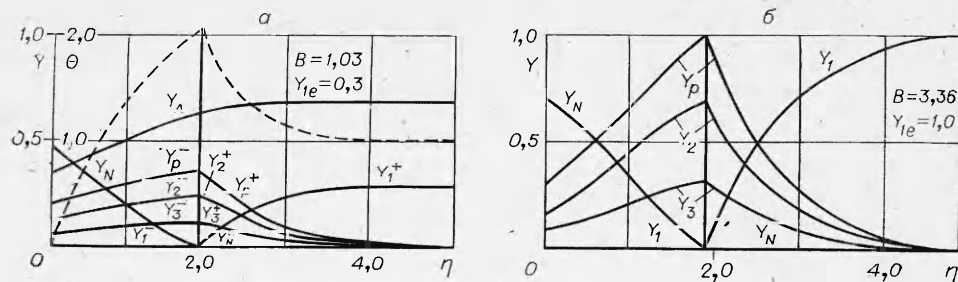


Рис. 4.

значений параметров внутри зоны реакции ($l/\Delta\eta_* \leq 1$) предположение о существовании поверхности пламени теряет строгость. Поэтому естественно ожидать, что соотношения (24) хорошо описывают поведение параметра вне зоны реакции и дают явно завышенные результаты внутри зоны. Таким образом, формула (25) является приближенной и носит характер оценки сверху значения температуры в зоне реакции.

На рис. 4 приведены графики распределения концентраций компонентов в пограничном слое за ударной волной $M_s = 6$, распространяющейся в воздухе (рис. 4, а) или чистом кислороде (рис. 4, б) над слоем горячего (C_9H_{20}). На рис. 4 концентрация инертного азота обозначена Y_A , концентрация паров воды — Y_2 , концентрация CO_2 — Y_3 , суммарная концентрация продуктов реакции ($CO_2 + H_2O$) обозначена Y_p . Штриховой линией на рис. 4, а изображено изменение безразмерной температуры $\Theta = (T - T_w)/(T_e - T_w)$ внутри пограничного слоя. Положение фронта пламени обозначено η_* . Как видно из рис. 4, концентрация паров горючего на поверхности раздела фаз Y_{NW} даже при отсутствии у поверхности окислителя ($Y_1^- = 0$) всегда меньше единицы. Таким образом, предположение, что температура поверхности раздела фаз равна температуре кипения при давлении p_e , которое делается в некоторых работах, неверно, так как это предположение требует условия $Y_{NW} = 1$. В таблице приведены результаты расчетов концентрации паров горючего у поверхности раздела для различных чисел Маха ударной волны M_s и концентраций кислорода во внешнем потоке Y_{1e} . Как видно из таблицы, Y_{NW} не обращается в единицу даже когда температура поверхности становится критической ($T_w = T_{кр}$, см. рис. 1).

Y_{1e}	M_s			
	2	4	6	8
1,0	0,50	0,62	0,72	0,80
0,3	0,10	0,25	0,46	0,63

Разработанный метод позволяет при любой заданной скорости ударной волны однозначно решить задачу о распределении параметров внутри пограничного слоя с испарением и горением и определить единственное для данного режима значение параметра массообмена B . Следует отметить, что попытки проинтегрировать уравнения пограничного слоя с испарением и горением с помощью аналоговых вычислительных машин делались в [9]. Однако, поскольку граничные условия не были сформулированы полностью, в [9] не удалось получить единственное решение, и каждому значению скорости ударной волны отвечает несколько решений. При определении параметра массообмена B в работе [9] необоснованно пренебрегается потоком тепла, идущим на подогрев топлива, что приводит к сильному завышению расчетных значений B . Из формулы, принятой в [9], следует, что при приближении температуры поверхности к критическому значению параметр B неограниченно возрастает.

Таким образом, приведенные в настоящей работе исследования позволяют определить температуру поверхности горючего, параметры массообмена и трения, теплоток в слой горючего, т. е. величины, определяющие режим распространения детонации в неперемешанных двухфазных системах. Результаты расчетов показывают, что с ростом скорости ударной волны температура поверхности растет до критической, параметр массообмена увеличивается, а параметр трения уменьшается. При снижении концентрации кислорода во внешнем потоке падает температура, параметр массообмена, концентрация паров горючего у поверхности и увеличивается параметр трения.

Поступила в редакцию 12/III 1982,
после доработки — 7/VII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин, Докл. АН СССР, 1967, 175, 1, 109.
2. K. W. Ragland, J. A. Nichollos. AIAA J., 1969, 7, 5, 859.
3. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1974, 3, 86.

4. В. В. Митрофанов, А. В. Пинаев. Докл. АН СССР, 1975, 225, 3, 616.
5. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1981, 17, 5, 86.
6. И. Н. Зверев, В. М. Гендугов, Н. И. Зверев. ФГВ, 1975, 11, 6, 903.
7. И. Н. Зверев, Н. И. Зверев, Н. Н. Смирнов. Газовая и волновая динамика. № 2. М., 1979.
8. Н. Н. Смирнов. Вестн. МГУ. Сер. 1. Мат., мех., 1980, 2, 81.
9. K. W. Ragland. AIAA J., 1970, 8, 3.
10. В. М. Гендугов. ФГВ, 1978, 14, 2, 66.
11. Н. И. Зверев, Н. Н. Смирнов. Вестн. МГУ. Сер. 1. Мат. мех., 1981, 3, 57.
12. Н. И. Зверев, Н. Н. Смирнов. Вестн. МГУ. Сер. 1. Мат., мех., 1979, 6, 82.
13. Ю. А. Кустов., С. С. Рыбанин. ФГВ, 1970, 7, 1, 54.
14. T. Hirano, M. Kinoshita. 15-th Symp. (Intern.) on Comb. Tokyo, 1974.
15. Н. Н. Смирнов. Вестн. МГУ. Сер. 1. Мат., мех., 1982, 3, 69.
16. Г. Майрлс.— В кн.: Ударные трубы. М., 1962.
17. Н. И. Зверев, Н. Н. Смирнов. ФГВ, 1981, 17, 6, 111.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРИНЦИПОВ КИНЕТИЧЕСКОЙ КОНЦЕПЦИИ ПРОЧНОСТИ НА ПРОЦЕСС ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ

А. М. Молодец, А. Н. Дремин

(Черноголовка)

Кинетическая концепция прочности твердых тел [1, 2] содержит три важных утверждения: 1) приложение к твердому телу внешнего напряжения σ вызывает нагрузку межатомных связей, при этом за счет гетерогенности строения реальных тел на надатомном уровне внешняя нагрузка распределяется неравномерно и в некоторых микрообъемах возникают локальные напряжения, которые существенно превышают прикладываемые напряжения; 2) в перенапряженных объемах энергия активации распада межатомных связей понижается особенно сильно; именно в этих местах наиболее интенсивно идут процессы термофлуктуационного разрыва напряженных связей. Здесь формируются зародыши разрушения; 3) процесс разрушения завершается увеличением и объединением зародышевых повреждений, что приводит к распаду твердого тела на части.

В соответствии с этими утверждениями процесс разрушения так или иначе разделяется на стадии. Например, в [3] выделяются в прямом соответствии с 1)–3) три последовательные главные стадии. Может оказаться [4], что стадии 1 и 2 идут одновременно. Но, как правило, в квазистатических условиях основная доля долговечности приходится на длительность τ стадии накопления зародышей разрушения. При этом τ и приложенное напряжение σ связаны характерным для термоактивационных процессов соотношением

$$\tau = \tau_0 \exp [(U_0 - \gamma\sigma)/RT], \quad (1)$$

где R — газовая постоянная; T — абсолютная температура; τ_0 — универсальный для твердых тел коэффициент, равный 10^{-13} с; U_0 — энергия активации, которая определяется межатомным взаимодействием и является константой материала; γ — коэффициент, который определяется надатомной структурой и отражает роль локальных напряжений в процессе образования зародышевых несплошностей, коэффициент γ может быть функцией времени.

Универсальность и наглядный физический смысл уравнения (1) стимулируют попытки использовать его для описания временной зависимости откольной прочности [5–7]. Наиболее детально этот вопрос изучается сотрудниками Ленинградского физико-технического института, которыми к настоящему времени получена уникальная экспериментальная информация о процессе откола [8, 9]. Кроме этого, они же высказали утверждение [6], что уравнение (1) с коэффициентами, определенными в квазистатических экспериментах, остается справедливым и в области времени