

поверхность горящего двуосновного пороха скорее всего не является слоем кипящих легколетучих компонентов пороха Н (нитроглицерина и динитротолуола), так как при фиксированном давлении температура кипения — величина постоянная.

В литературе имеются различные точки зрения на процессы в РС к-фазы баллиститного пороха [12—14]. Авторы работы [12] считают, что поверхность горящего нитроглицеринового пороха есть поверхность кипения летучих компонент. Этот вывод сделан на том основании, что T_n остается практически неизменной (в пределах ошибок измерений) при фиксированном давлении и изменении T_0 от -60 до $+120^\circ\text{C}$. В работе [4] было показано, что примерно двукратное расширение интервала T_0 позволяет обнаружить изменение T_n при фиксированном давлении. Авторы работ [13, 14] с помощью прямых измерений (метод импульсной калориметрии) показали, что, по крайней мере, в вакууме РС к-фазы горящего двуосновного пороха Н состоит из никроклетчатки, через которую диффундируют, частично разлагаясь, пары летучих.

В заключение укажем, что однозначная зависимость $T_n = F(u)$ — характерная особенность баллиститного пороха. Для перхлората аммония такой зависимости не существует (см. [15]): функция $T_n = F(u)$ различна при разных давлениях.

Поступила в редакцию
27/XI 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 3, 2, 67.
2. А. А. Зенин. Канд. дисс. М., ИХФ, 1962.
3. А. А. Зенин, О. И. Нефедова и др. Докл. АН СССР, 1966, 169, 3 619.
4. А. А. Зенин, О. И. Нефедова. ФГВ, 1967, 3, 1, 45.
5. Ф. Е. Кулик. РТИК, 1968, 6, 12.
6. А. Г. Мержанов, Ф. И. Дубовицкий. Докл. АН СССР, 1959, 199, 3, 635.
7. С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев. ПМТФ, 1965, 3, 43.
8. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1964, 3, 126.
9. Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1965, 4, 157.
10. Б. В. Новожилов. Докт. дисс. М., ИХФ, 1967.
11. Б. В. Новожилов. ФГВ, 1968, 4, 4, 428.
12. А. А. Ковальский, Э. В. Конев, Б. В. Красильников. ФГВ, 1967, 3, 4, 547.
13. В. В. Александров. Канд. дисс. Новосибирск, ИХКиГ, 1970.
14. В. В. Александров, С. С. Хлевной. ФГВ, 1970, 6, 4, 438.
15. А. П. Глазкова, А. А. Зенин, А. А. Балепин. II Междунар. симпозиум по процессам горения. Сб. докл., т. I, № 3—4, Варшава, 1970, стр. 261.

УДК 662.58

О ТЕПЛОМ ПРЕДЕЛЕ ГЕТЕРОГЕННОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

А. М. Гришин, Н. А. Игнатенко,
(Томск)

Гетерогенному воспламенению реагирующих веществ посвящены работы [1—7].

В данной работе исследуются условия гетерогенного воспламенения слоя горючего в полубесконечном пространстве, заполненном окислителем. Показано, что вследствие оттока тепла через холодную стенку име-

ет место тепловой предел воспламенения и получены приближенные аналитические формулы для теплового предела и периода индукции, которые затем были проведены при помощи ЭВМ.

Пусть в момент $t=0$ полубесконечное пространство ($r>0$), заполненное окислителем, соприкасается со слоем твердого горючего ($-l<r<0$). Начальная температура окислителя T_0 , а горючего T_{s_0} . Температура на внешней границе слоя поддерживается равной T_{s_0} . Считается, что гомогенные реакции отсутствуют, реагирующий газ — эффективная бинарная смесь, а на поверхности раздела сред, которая остается неподвижной, имеет место гетерогенная химическая реакция, скорость которой определяется законом Аррениуса [8]. Со стороны окислителя на границу раздела сред падает постоянный тепловой поток Q . Предполагается также, что процесс является изобарическим, поры в твердом веществе отсутствуют, теплофизические коэффициенты постоянны, причем теплоемкости компонентов одинаковы, а теплофизические коэффициенты окислителя удовлетворяют соотношениям

$$\lambda\rho = \lambda_0\rho_0, \rho^2 D = \rho_0^2 D_0, \quad (1)$$

где индекс «0» соответствует начальным значениям.

Физическая задача: при известных начальных температурах и теплофизических коэффициентах определить минимальное значение $l=l_*$, при котором еще возможно воспламенение данной реакционноспособной системы. Возможна и такая постановка задачи: найти при известных l и теплофизических коэффициентах значение T_{0*} или $T_{s_{0*}}$, при котором еще возможно воспламенение системы. Наряду с величинами l_* , T_{0*} , $T_{s_{0*}}$ необходимо определить характерное время процесса воспламенения — время индукции.

Математически после введения переменных Лагранжа и безразмерных переменных поставленная задача сводится к решению следующей системы уравнений:

$$\frac{\partial\theta}{\partial\tau} = \frac{\partial^2\theta}{\partial y^2}, \quad y > 0, \quad \theta = \frac{(T - T_*)E}{RT_*^2}, \quad y = \frac{\Psi}{r_*\rho_0}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial\theta_s}{\partial\tau} = \pi\kappa \frac{\partial^2\theta_s}{\partial y^2}, \quad -\delta < y < 0, \quad \delta = \frac{l}{r_*}, \quad \pi\kappa = \frac{\kappa_s}{\kappa_s}, \quad \kappa = \frac{\lambda}{\rho c_p}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial c}{\partial\tau} = L \frac{\partial^2 c}{\partial y^2}, \quad y > 0, \quad \gamma = \frac{\rho_0 c_p RT_*^2}{qEc_0}, \quad \pi\lambda = \frac{\lambda_s}{\lambda_0} \quad (4)$$

при начальных и граничных условиях

$$\theta|_{y=\infty} = \theta|_{\tau=0} = \theta_0, \quad \theta_s|_{y=-\delta} = \theta_s|_{\tau=0} = \theta_{s_0}; \quad (5)$$

$$\theta|_{y=0} = \theta_s|_{y=0}, \quad \left(\pi\lambda \frac{\partial\theta_s}{\partial y} - \frac{\partial\theta}{\partial y} \right)_{y=0} = \alpha \frac{c_w^n \exp \frac{\theta_w}{1 + \beta\theta_w}}{(1 + \beta\theta_w)^n}; \quad (6)$$

$$c|_{y=\infty} = c|_{\tau=0} = 1, \quad \frac{\partial c}{\partial y}|_{y=0} = \frac{\gamma}{L} \frac{c_w^n \exp \frac{\theta_w}{1 + \beta\theta_w}}{(1 + \beta\theta_w)^n}. \quad (7)$$

Здесь и ниже y — безразмерная координата; Ψ — функция тока; θ — безразмерная температура; $\tau = \frac{t}{t_*}$ — безразмерное время; $t_* = \frac{r_*^2 c_0 \rho_0}{\lambda_0}$ — масштаб времени; $r_* = \frac{\lambda_0 RT_*^2 T_0^n}{q k_0 E C_0^n (\rho_0 T_0)^n} \exp \frac{E}{RT_*}$ — масштаб длины; $\alpha = \frac{QT_*^n}{q k_0 C_0^n (\rho_0 T_0)^n} \exp \frac{E}{RT_*}$ — безразмерный тепловой поток; E, q, k_0, n —

энергия активации, тепловой эффект, предэкспонент, порядок реакции соответственно; λ , ρ , D — коэффициент теплопроводности, плотность и эффективный коэффициент диффузии соответственно; c_p , c_s — теплоемкость газовой и твердой фазы соответственно; C_0 — начальная концентрация; C — текущая концентрация; $c = \frac{C}{C_0}$ — относительная текущая

концентрация; $K_\varepsilon = \sqrt{\frac{\lambda_s \rho_s c_s}{\lambda_s \rho_s c_s}}$ — относительный коэффициент тепловой активности; γ — безразмерный параметр; $\beta = \frac{RT^*}{E}$ — безразмерный параметр; $L = \frac{D_0}{x_0}$ — число Льюиса — Семенова; индекс «s» отвечает параметрам твердой фазы, индекс «w» — параметрам на поверхности раздела сред.

В качестве характерной взята температура раздела сред в начальный момент, в силу чего $\theta_{s_0} = -\theta_0/K_\varepsilon$.

Для решения краевой задачи (2) — (7) удобно применить преобразование Лапласа [9], тогда при помощи теоремы о свертке для определения θ_w и c_w получается система нелинейных интегральных уравнений Вольтерра

$$\theta_w = f_w + \frac{1}{V\pi(1+K_\varepsilon)} \int_0^\tau \frac{c_w^n \exp \frac{\theta_w}{1+\beta\theta_w}}{(1+\beta\theta_w)^n \sqrt{\tau-t}} \left[1 + (h-1) \sum_{j=1}^{\infty} h^{j-1} \exp \left(-\frac{j^2 \delta^2}{\pi x (\tau-t)} \right) \right] dt, \quad (8)$$

$$c_w = 1 - \frac{a}{V\pi} \int_0^\tau \frac{c_w^n \exp \frac{\theta_w}{1+\beta\theta_w}}{(1+\beta\theta_w)^n \sqrt{\tau-t}} dt, \quad a = \frac{\gamma}{VL}, \quad (9)$$

$$f_w = \frac{2\alpha}{1+K_\varepsilon} \left\{ \sqrt{\frac{\tau}{\pi}} + \frac{h-1}{\sqrt{\pi x}} \sum_{j=1}^{\infty} \left[\sqrt{\frac{\tau \pi x}{\pi}} \exp \left(-\frac{j^2 \delta^2}{\pi x \tau} \right) - j \delta \Phi^* \left(\frac{j \delta}{\sqrt{\pi x \tau}} \right) \right] h^{j-1} \right\} - \frac{\theta_0}{1+K_\varepsilon} \sum_{j=1}^{\infty} \Phi^* \left(\frac{j \delta}{\sqrt{\pi x \tau}} \right) h^{j-1}.$$

Для решения системы уравнений (8) — (9) удобно применить метод двусторонних приближений [4]. Как и в [4], получается система уравнений для определения верхних и нижних приближений температурной кривой $\theta_w(\tau)$ с добавлением верхних и нижних приближений для c_w .

После решения подобной системы находится по заданной точке шаг $\Delta\tau$, а затем массовый счет можно вести по следующим рекуррентным соотношениям:

$$\theta_w = f_w(\tau_w) + \frac{2}{V\pi(1+K_\varepsilon)} \left\{ \sum_{k=1}^m \varphi(\theta_{k-1}, c_{k-1}) \left(\sqrt{\tau_m - \tau_{k-1}} - \sqrt{\tau_m - \tau_k} + (h-1) \sum_{j=1}^{\infty} \frac{h^{j-1}}{\sqrt{\pi x}} \left[\frac{\exp(-x_{j,k-1})}{\sqrt{x_{j,k-1}}} - \frac{\exp(-x_{j,k})}{\sqrt{x_{j,k}}} + \sqrt{\pi} (\Phi(\sqrt{x_{j,k-1}}) - \Phi(\sqrt{x_{j,k}})) \right] \right) \right\}, \quad (10)$$

$$c_m = 1 - \frac{2a}{\sqrt{\pi}} \sum_{k=1}^m \varphi(\theta_k, c_{k-1}) (\sqrt{\tau_m - \tau_{k-1}} - \sqrt{\tau_m - \tau_k}), \quad (11)$$

$$\varphi(\theta_k, c_k) = c_k^n \exp \frac{\theta_k}{1 + \beta \theta_k}, \quad \theta_m = \theta_w(\tau_m), \quad c_m = c_w(\tau_m), \quad \tau_m = m \Delta \tau,$$

$$x_{j,k} = \frac{j^2}{\pi_x (\tau_m - \tau_k)}, \quad \Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt, \quad \Phi^*(x) = 1 - \Phi(x).$$

Указанным методом с погрешностью, не превышающей 5%, с помощью ЭВМ была проделана серия расчетов.

На рис. 1 даны графики кривых $\theta_w(\tau)$ при $K_e=40$, $\pi_x=10^{-3}$, $\beta=0,03$, $a=0$, $\theta_{s_0}=0$ для $\delta=0,2; 0,4; 0,6; 0,8$ (кривые 1, 2, 3, 4 соответственно). Из графиков следует, что возможны кривые двух типов: первые (1, 2) имеют место при $\delta < \delta_*$, где δ_* — некоторое критическое значение параметра δ . Для этих кривых характерно отсутствие точек перегиба и обладание сравнительно низкой горизонтальной асимптотой.

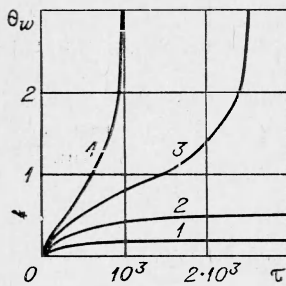


Рис. 1.

Кривые второго типа (3, 4) имеют место при $\delta \geq \delta_*$ и характерны наличием двух точек перегиба. Величина $\theta_w(\tau)$ быстро нарастает и достигает сравнительно больших значений. Естественно поэтому считать, что воспламенению отвечают кривые второго типа, т. е. воспламенение осуществляется при $\delta \geq \delta_*$, если в качестве условия воспламенения, как и в [4], брать условие

$$\left. \frac{d^2 \theta_w}{d\tau^2} \right|_{\tau=\tau_*} = 0, \quad (12)$$

где τ_* — период индукции.

Поскольку в данном случае выгорание активного компонента отсутствует ($a=0$), то единственной причиной возникновения критических условий воспламенения является наличие постоянной низкой температуры при $y=-\delta$, обусловленной действием теплового диполя [9]. В связи с этим целесообразно величину δ_* при фиксированном достаточно низком значении температуры на внешней границе с «холодной» внешней средой назвать тепловым пределом гетерогенного воспламенения, если при $\delta \geq \delta_*$ воспламенение имеет место, а при $\delta < \delta_*$ — нет.

На рис. 2 дана серия кривых $\theta_w(\tau)$, $c_w(\tau)$, при $K_e=40$; $\alpha=0$; $\beta=0,03$; $\pi_x=10^{-3}$; $n=1$; $a=0,0005$; $\delta=0,7$; $\theta_{s_0}=0, -1, -2$ (кривые 1, 2, 3 соответственно). Из графиков видно увеличение δ_* с уменьшением температуры θ_{s_0} , что объясняется усилением действия холодной стенки. Кривые первого типа (2, 3) имеют максимум, после которого $\theta_w(\tau)$ снижается и выходит на горизонтальную асимптоту, лежащую ниже максимума. Это объясняется сравнительно небольшим влиянием диполя в первые моменты и ростом температуры за счет тепловыделения от химической реакции. Затем с усилением действия диполя температура начинает уменьшаться и, наконец, выходит на асимптоту, т. е. процесс влияния диполя обладает существенной инерционностью, причем с уменьшением θ_{s_0} последняя уменьшается (максимум сдвигается влево).

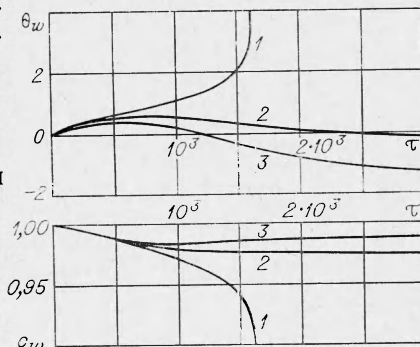


Рис. 2.

Расчеты также показали, что с ростом α величина δ_* уменьшается, что объясняется увеличением теплоприхода в систему. С ростом порядка реакции δ_* увеличивается. В этом случае уменьшается теплоподвод за счет химической реакции. С увеличением относительного коэффициента тепловой активности K_s величина δ_* растет. Это объясняется тем, что с ростом K_s усиливается при прочих равных условиях влияние холодной стенки.

Для получения приближенного аналитического выражения для теплового предела удобно применить для решения краевой задачи комбинацию методов интегральных соотношений [10] и преобразования Лапласа [9]. С этой целью профиль $\theta_s = \theta_s(\tau)$ представляется в виде:

$$\theta_s = A \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 + B \left(\frac{y}{\delta} \right) + F. \quad (13)$$

Если считать, что функция θ_s при $y=0$, $-\frac{\delta}{2}$, $-\delta$ должна принимать значения θ_w , $\theta_{1/2}$, θ_{s_0} соответственно, то значения констант A , B , F легко определяются.

Подставим выражение (13) в уравнение (2) и проинтегрируем результат подстановки от $-\delta$ до 0; для определения неизвестных θ_w и $\theta_{1/2}$ получим следующее дифференциальное уравнение:

$$\dot{\theta}_w + 4\dot{\theta}_{1/2} = \frac{2A}{\delta^2} (\theta_{s_0} - 2\theta_{1/2} + \theta_w), \quad (14)$$

которое необходимо решать с учетом начальных условий

$$\theta_{1/2}(0) = \theta_{s_0}, \quad \theta_w(0) = 0. \quad (15)$$

Второе уравнение для θ_w , $\theta_{1/2}$ получается при помощи преобразования Лапласа и теоремы о свертке, если считать, что выгорание газообразного реагента отсутствует, а

$$\left. \frac{\partial \theta_s}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{\theta_{s_0} + 3\theta_w - 4\theta_{1/2}}{\delta}, \quad (16)$$

тогда уравнение для определения θ_w имеет вид:

$$\theta_w = \int_0^\tau \frac{\alpha + \frac{1}{(1 + \beta\theta_w)^n} \exp \frac{\theta_w}{1 + \beta\theta_w} - \frac{\pi\lambda}{\delta} (\theta_{s_0} + 3\theta_w - 4\theta_{1/2})}{\sqrt{\pi(\tau - t)}} dt. \quad (17)$$

Если воспламенение реакционноспособной системы отсутствует, то тепло, генерируемое на поверхности раздела сред, полностью отводится за рамки системы через «холодную» внешнюю границу твердого реагента и в относительно холодный газ. В результате в твердом горючем и на границе раздела сред устанавливается стационарная температура. Для стационарности температур необходимо, чтобы выполнялись условия

$$\theta_{1/2} = -\frac{1}{2} (\theta_{s_0} + \theta_w), \quad \delta = \frac{\pi\lambda (\theta_{s_0} + 3\theta_w - 4\theta_{1/2})}{\alpha + \frac{1}{(1 + \beta\theta_w)^n} \exp \frac{\theta_w}{1 + \beta\theta_w}}, \quad (18)$$

которые получаются из (14) и (15) соответственно. Исключая $\theta_{1/2}$, получаем уравнение для определения стационарного значения величины θ_w

$$\delta = \frac{\pi\lambda (\theta_w - \theta_{s_0}) (1 + \beta\theta_w)^n}{\alpha (1 + \beta\theta_w)^n + \exp \frac{\theta_w}{1 + \beta\theta_w}}. \quad (19)$$

Функция $\delta = \delta(\theta_w)$ немонотонна и при некотором $\theta_w = \theta_*$ имеет место максимум $\delta = \delta_*$ (функция $\delta = \delta(\theta_w)$ при весьма больших θ_w , недостижимых вследствие ограниченности теплового эффекта гетерогенной реакции, достигает минимума, который физического смысла не имеет). Если взять $\delta > \delta_*$, то уравнение (19) не имеет действительных корней и стационарное состояние в системе не реализуется, т. е. имеет место воспламенение.

Если воспользоваться необходимым условием существования максимума, то получим уравнение для определения θ_* :

$$(1 + \beta\theta_w)^2 \left[\alpha + \frac{1}{(1 + \beta\theta_w)^n} \exp \frac{\theta_w}{1 + \beta\theta_w} \right] = (\theta_w - \theta_{s_0}) \frac{1 - n\beta(1 + \beta\theta_w)}{(1 + \beta\theta_w)^n} \exp \frac{\theta_w}{1 + \beta\theta_w}. \quad (20)$$

При $\alpha = 0$ и $\beta = 0$ из (20) находится $\theta_* = 1 + \theta_{s_0}$, а приближенное значение теплового предела

$$\tilde{\delta}_* = \pi_\lambda \exp[-(1 + \theta_{s_0})]. \quad (21)$$

Результаты численного счета показывают, что погрешность формулы (21) не превышает 10%.

Если $\beta \ll 1$, а $|\alpha| \ll \frac{\theta_*}{1 + \beta\theta_*}$, то полученное значение θ_* можно уточнить, используя разложение этой величины в ряд по малым β . В первом приближении θ_* можно и в этом случае считать равным $1 + \theta_{s_0}$, тогда приближенное значение теплового предела воспламенения в функции от α , π_λ , θ_{s_0} и β имеет вид:

$$\tilde{\delta}_* = \frac{\pi_\lambda (1 + \beta\theta_{s_0})}{\alpha (1 + \beta\theta_{s_0}) + \exp \frac{1 + \theta_{s_0}}{1 + \beta(1 + \theta_{s_0})}}.$$

Как следует из численных данных, погрешность полученной формулы при $1 < \pi_\lambda < 100$, $0 < \beta < 0,04$, $|\alpha| \ll \exp \frac{\theta_*}{1 + \beta\theta_*}$, $-3 \leq \theta_{s_0} \leq 0$ не превышает 15%. Величина δ_* зависит также от a . Очевидно, что при $a \rightarrow a_*$ $\delta_* \rightarrow \infty$, так как гетерогенное воспламенение не имеет места. Из этих соображений и результатов численного счета можно вывести следующую формулу, определяющую δ_* :

$$\delta_* = \frac{\pi_\lambda (1 + \beta\theta_{s_0})}{\sqrt{1 - \frac{a}{a_*} \left[\alpha (1 + \beta\theta_{s_0}) + \exp \frac{1 + \beta\theta_{s_0}}{1 + \beta(1 + \theta_{s_0})} \right]}}.$$

Как следует из результатов расчетов на ЭВЦМ, погрешность этой формулы при $a \leq \frac{a_*}{2}$, где a_* определяется из [4], и при прежних значениях остальных безразмерных величин не превышает 20%.

Используя значение времени воспламенения, полученное в [4], удастся подобрать приближенную формулу для времени индукции данной реакционноспособной системы. Если обозначить найденное в [4] время индукции через $\tau_{*\infty}$, так как эта величина получена при $\delta = \infty$, и учитывать, что при $\delta \rightarrow \delta_*$ величина времени индукции, очевидно, должна стремиться к бесконечности, то получим следующую формулу:

$$\tau_* = \tau_{*\infty} \left(1 - \frac{\delta}{\delta_*} \right)^{-1},$$

Как показали расчеты, выполненные при помощи ЭВЦМ, погрешность

этой формулы не превышает 20%, если безразмерные параметры изменяются в пределах, указанных ранее.

Зная δ_* , можно легко определить предельную толщину слоя горючего

$$l_* = \frac{RT_*^2 \lambda_0 T_*^n \delta_*}{C_0^n E q k_0 (\rho_0 T_0)^n} \exp \frac{E}{RT_*}, \quad (22)$$

при котором еще возможно гетерогенное воспламенение, или предельную начальную концентрацию газообразного активного компонента, при которой еще возможно воспламенение активного компонента:

$$C_{0*} = \left(\frac{RT_*^2 \lambda_0 T_*^n \delta_*}{E q k_0 (\rho_0 T_0)^n l} \exp \frac{E}{RT_*} \right)^{1/n}.$$

Если известно δ_* , то легко определяются и критические значения температур T_{0*} или T_{s0*} из трансцендентного уравнения (22).

Поступила в редакцию
21/VI 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. F. A. Williams. AIAA, 1966, 8.
2. Б. В. Либрович. ПМТФ, 1968, 2.
3. А. М. Гришин, Н. А. Игнатенко, Е. А. Игнатенко. Второй Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Автореф. докл. Черноголовка, 1969.
4. А. М. Гришин, Н. А. Игнатенко. ФГВ, 1971, 7, 4.
5. Л. Ю. Артюх, В. П. Кашкаров и др. Третий Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Автореф. докл. Черноголовка, 1971.
6. А. М. Гришин, А. Я. Кузин. Третий Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Автореф. докл. Черноголовка, 1971.
7. E. W. Price, H. U. Wadleya. o. AIAAJ 1966, 7.
8. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
9. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964
10. О. М. Белоцерковский, П. Н. Чушкин. ЖВММФ, 1962, 5.

УДК 534+536.46

КОСОЕ ОТРАЖЕНИЕ ПЛОСКОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ОТ ГОРЯЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Т. В. Быстрова, В. Б. Либрович
(Москва)

В теоретических исследованиях акустической проводимости горячей поверхности пороха [1—5] рассматривались акустические волны, нормально падающие на плоскую поверхность горения. В акустических полях, возникающих в камерах сгорания, взаимодействие акустических волн с поверхностью пороха происходит значительно более сложным образом. Например, при косом падении акустической волны ее отражение может происходить иначе, чем в случае нормального падения. Взаимодействие косой акустической волны с горячей поверхностью вызывает искривление этой поверхности и на скорость горения, помимо