

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

Зная  $\delta_*$ , 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  $\delta_*$ , 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

давления, могут оказывать влияние пульсации скорости в волне (эффект раздувания или эрозионного горения).

Расчету акустической проводимости для косо падающей акустической волны и посвящена настоящая работа. Рассматривается модель горения пороха, в которой управляющей скоростью горения является реакция газификации твердого вещества. Такая ситуация, по-видимому, реализуется, когда горение пороха происходит при обтекании его поверхности потоком газа достаточно большой скорости ( $\geq 100$  м/с), когда внешний поток глубоко проникает в зону газового пламени и сносит ее. Влияние газового пламени на скорость горения становится несущественным по сравнению с влиянием реакции газификации. В этих условиях эффект эрозии возникает, по-видимому, вследствие непосредственного воздействия внешнего потока на реакцию газификации путем влияния на кинетику этой реакции и механического воздействия через трение.

**Постановка задачи.** Рассмотрим следующую картину горения пороха в присутствии акустической волны. Пусть плоская поверхность горящего пороха обтекается касательным к поверхности однородным (имеющим одинаковую скорость, состав и температуру) потоком газа. Со стороны потока на порох под углом  $\theta_+$  падает плоская акустическая волна. При отражении этой волны от поверхности возникает отраженная акустическая волна, распространяющаяся от поверхности под углом  $\theta_-$ , и энтропийная волна, распространяющаяся вдоль прямых линий тока под углом  $\theta_e$ . Под воздействием образующегося волнового поля вблизи поверхности пороха последняя искривляется и приобретает форму плоской синусоидальной волны, распространяющейся в направлении оси  $x$ .

Как и при нормальном отражении [1, 2], поле давления вблизи поверхности горения складывается из полей давления падающей и отраженной акустических волн.

$$\delta p = \delta p^+ + \delta p^- \quad (1)$$

Поле плотностей и температур кроме составляющей от акустических волн содержит составляющую от энтропийной волны

$$\delta \rho = \delta \rho^+ + \delta \rho^- + \delta \rho^e, \quad (2)$$

$$\delta T = \delta T^+ + \delta T^- + \delta T^e. \quad (3)$$

В акустической и энтропийной волнах справедливы соотношения

$$\begin{aligned} \delta \rho^\pm &= \frac{\delta p}{a}, & \delta T^\pm &= \frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot \frac{T_s^0}{p^0} \delta p^\pm, \\ \delta \rho^e &= \frac{c_{p0}(\gamma - 1)}{a^2} \delta T^e, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $a$  — скорость звука в однородном потоке продуктов газификации, имеющем температуру  $T_s^0$ ;  $\gamma$  — показатель адиабаты.

Падающая плоская акустическая волна может быть записана в виде:

$$\delta p_+ = P_+ \exp [ik(y \cos \theta_+ - x \sin \theta_-) + i\omega t], \quad (5)$$

где частота звука  $\omega$  в нашей системе координат связана с частотой звука в неподвижной среде  $\omega_0$  соотношением

$$\omega = \omega_0 \left(1 + \frac{V}{a} \sin \theta_+\right). \quad (6)$$

Здесь  $k = \frac{\omega_0}{a}$  — волновое число,  $P_+$  — амплитуда падающей акустической волны, которую будем считать внешним заданным параметром задачи.

Составляющая пульсации скорости в акустической волне, касательная к поверхности  $y=0$  и способная вызвать эрозионный эффект, связана с пульсацией давления соотношением

$$\delta u_x = \frac{\delta p^+}{\rho^0 a} \sin \theta_+. \quad (7)$$

Отраженная акустическая волна записывается в аналогичном виде

$$\delta p^- = P_- \exp[-ik(y \cos \theta_- + x \sin \theta_-) + i\omega t]. \quad (8)$$

Угол отражения  $\theta_-$  равен углу падения  $\theta_+$ , если порох рассматривать как абсолютно твердое тело. В действительности порох является упругим материалом, однако скорость звука в нем много меньше скорости звука в газе, так что приближенно можно принять  $\theta_+ = \theta_-$  [6].

Отраженная энтропийная волна имеет вид:

$$\delta T_e = H^e \exp[-ik^e(y \cos \theta_e + x \sin \theta_e) + i\omega t], \quad (9)$$

где  $H^e$  — амплитуда, т. е. в рамках линейной акустики энтропийная волна, несущая пульсации температуры и плотности, распространяется под углом  $\theta_e$ , под которым отходят от поверхности линии тока в отсутствие акустического поля

$$\theta_e = \arctg \frac{u_y^0}{v} \quad (10)$$

( $u_y^0$  — скорость оттока газов от поверхности пороха,  $v$  — линейная скорость внешнего потока).

Волновое число энтропийной волны  $k^e$  определяется через полную скорость потока

$$k^e = \frac{\omega}{\sqrt{u_y^{0^2} + v^2}}. \quad (11)$$

Заметим, что скорость потока меньше скорости звука, поэтому при той же собственной частоте  $\omega$  длина энтропийной волны много меньше длины волны в акустической волне.

Целью исследования является определение амплитуд отраженных акустической и энтропийной волн при известных параметрах падающей акустической волны. Поскольку поверхность горящего пороха не является инертной поверхностью, а вносит в поток дополнительную энергию и массу, отражение акустической волны зависит от механизма горения пороха, т. е. от того, как горящий порох реагирует на пульсации давления, температуры и скорости в акустической волне.

Будем рассматривать следующий механизм горения. Газификация пороха поддерживается экзотермической реакцией его разложения, идущей в узком приповерхностном слое твердого вещества с температурой поверхности  $T_s^0$ . Продукты газификации, имеющие температуру  $T_s^0$ , оттекают от поверхности горения со скоростью  $u_y^0$  (при стационарном горении). Они не являются термодинамически равновесными, однако достижение этого равновесия происходит на значительном удалении от поверхности и не оказывает существенного влияния на скорость горения (индукционный режим горения в газовой фазе). В пользу такого представления говорят эксперименты, например, [7], свидетельствующие, что существует однозначная связь между скоростью горения и температурой поверхности пороха. Кроме того, известно, что слегка подогретый порох может гореть в отсутствие газовой фазы (в вакууме) [8].

Сделанные предположения позволяют рассматривать газ над поверхностью пороха как имеющий в отсутствие акустического поля одинаковую по всему объему температуру  $T_s^0$ , что и предполагалось ранее в формулах (1) — (11).

Периодическая акустическая волна, падая на поверхность пороха, приносит с собой периодические пульсации давления, скорости, температуры и плотности, которые могут влиять на скорость горения. Так, пульсации давления могут воздействовать на кинетику реакции газификации пороха, пульсации скорости вдоль поверхности пороха могут создавать дополнительное трение на поверхности и способствовать уносу вещества в газовую фазу (раздувание или эрозионный эффект), пульсации температуры изменяют скорость реакции газификации. Таким образом, скорость горения тоже становится периодической функцией времени, причем в случае акустической волны, косо падающей на поверхность, воздействие волны на разные точки последней происходит со сдвигом во времени. В силу этого поверхность пороха искривляется и возникает периодическая волна, распространяющаяся вдоль поверхности. Искривление поверхности сказывается на распределении температуры в прогревом слое пороха, которое также оказывает существенное влияние на скорость горения.

Рассматривая акустическое поле вблизи поверхности пороха, вдоль которого движется поток газа, будем пренебрегать пограничным слоем газа, где действуют силы вязкости, считая его тонким по сравнению с длиной акустической волны. Иначе говоря, скорость внешнего потока будет считаться постоянной вплоть до поверхности пороха, на которой скорость терпит разрыв. Амплитуда возмущения на поверхности предполагается малой по сравнению с толщиной пограничного слоя, все неровности поверхности находятся в пределах подслоя и не влияют на поле скоростей во внешнем потоке газа. В этом случае поверхность можно рассматривать как «гидравлически гладкую». Это легко проверить *a posteriori*. Зная амплитуду волны на поверхности пороха, можно сравнить ее с толщиной вязкого подслоя для заданных условий внешнего потока. Это сравнение дает ограничение сверху на амплитуду падающей акустической волны. Малые искривления поверхности, несущественные для условий обтекания, могут, тем не менее, существенно влиять на скорость горения, потому что небольшие изменения температуры поверхности, обусловленные искажением температурного поля в прогревом слое пороха, могут вызывать большие изменения скорости горения (при реакции газификации с большой энергией активации).

Найдем теперь распределение температуры в прогревом слое пороха, когда по его поверхности распространяется синусоидальная волна. Рассмотрение будем вести в той же системе координат  $(x, y)$ , в которой рассматривалось акустическое поле (рис. 1), т. е. ось  $x$  расположим вдоль поверхности пороха по направлению скорости внешнего потока, а ось  $y$  нормально к плоскости поверхности горения,  $y=0$  — положение поверхности горения при стационарном режиме горения.

Температурное поле будем искать в виде суперпозиции поля при стационарном горении

$$T^0(y) = T_0 + (T_s^0 - T_0) \exp\left[u^0 \frac{y}{\kappa}\right] \quad (12)$$

(где  $T_0$  — начальная температура пороха,  $\kappa$  — температуропроводность пороха) и поля  $T^1$ , возникающего из-за искривления поверхности пороха и удовлетворяющего двумерному нестационарному уравнению теплопроводности. В отношении химической реакции газификации пороха, так же как и при стационарном режиме горения (12), будем предполагать, что она сосредоточена в узком слое у поверхности пороха и может быть исключена из уравнения теплопроводности [9]

$$\frac{\partial T^1}{\partial t} + u^0 \frac{\partial T^1}{\partial y} = \kappa \left( \frac{\partial^2 T^1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T^1}{\partial x^2} \right). \quad (13)$$

Граничные условия для этого уравнения задаются на поверхности пороха

$$y = \xi(x, t), \quad T^1 = \delta T_s, \quad (14)$$

где  $\delta T_s$  является функцией времени и координаты вдоль поверхности, которая будет определена позже, и в глубине пороха.

$$y \rightarrow -\infty, \quad T^1 \rightarrow 0. \quad (15)$$

В линейном приближении уравнения поверхности пороха выбираются в виде:

$$\xi(x, t) = \xi_0 \exp[-ikx \sin \theta + i\omega t], \quad (16)$$

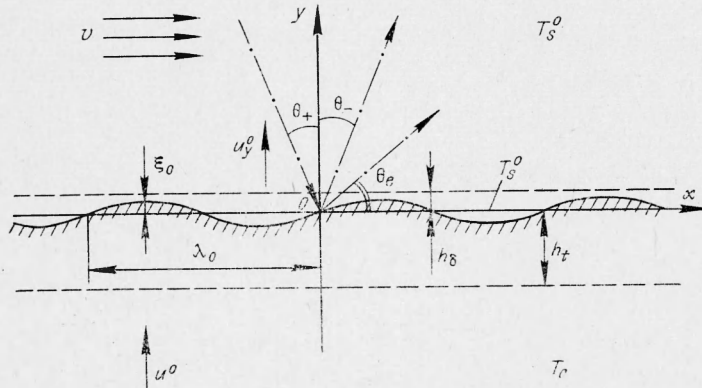


Рис. 1. Схематическая картина отражения акустической волны от горячей поверхности пороха.

$\theta_+$ ,  $\theta_-$  — углы падения и отражения акустической волны,  $\theta_e$  — угол, под которым распространяется энтропийная волна,  $v$  — скорость набегающего потока;  $u^0$  — стационарная скорость горения пороха,  $u_y^0$  — стационарная скорость оттекающего от поверхности газа,  $T_s^0$  — температура газа над поверхностью,  $T_0$  — начальная температура пороха,  $h_\delta$  — ширина гидродинамического пограничного слоя,  $h_f$  — ширина прогретого слоя в порохе,  $\lambda_0$  — длина волны следа акустической волны в направлении оси  $x$ ,  $\xi_0$  — амплитуда колебаний поверхности пороха.  
 $\xi_0 < h_\delta < \lambda_0$ .

где  $\xi_0$  — некая амплитуда. Пользуясь малостью амплитуды искривления поверхности, линеаризуем граничное условие (14):

$$y = 0, \quad \delta T_s = \left( \frac{dT^0}{dy} \right)_{y=0} \xi + T^1. \quad (17)$$

Возмущение температуры поверхности

$$\delta T_s = H_s \exp[-i(kx \sin \theta - i\omega t)], \quad (18)$$

тогда решение уравнения (13), в согласии с соотношениями (16) и (18), запишем

$$T^1 = H(y) \exp[ikx \sin \theta + i\omega t]. \quad (19)$$

Для  $H(y)$  получаем уравнение

$$i\omega H + u^0 \frac{dH}{dy} = \kappa \left( \frac{d^2 H}{dy^2} - k^2 \sin^2 \theta \right), \quad (20)$$

решение которого, убывающее на бесконечности, есть

$$H(y) = H_0 \exp \frac{Zu^0}{2\kappa} y, \quad (21)$$

где

$$Z = 1 + \sqrt{S + 4i\Omega}; \quad S = 1 + 2 \frac{\kappa}{u^0} k \sin \theta; \quad \Omega = \frac{\kappa}{u^{02}} \omega. \quad (22)$$

Выделяя в (22) действительную и мнимую части, характеризующие частоту и скорость убывания возмущения в глубь пороха, получим:

$$\sqrt{S + 4i\Omega} = \sqrt{S} \left[ \left( \frac{1}{2} \sqrt{1 + \frac{16\Omega^2}{S^2}} + 1 \right)^{1/2} + i \left( \frac{1}{2} \sqrt{1 + \frac{16\Omega^2}{S^2}} - 1 \right)^{1/2} \right]. \quad (23)$$

Подстановка (18) в граничное условие (17) с использованием (12) дает следующее соотношение:

$$H_0 = H_s - \frac{u^0 (T_s - T_0)}{\kappa} \xi_0. \quad (24)$$

Выпишем теперь линеаризованные граничные условия, связывающие волновое поле с температурным полем в прогретом слое пороха (при  $y=0$ ): связь между смещением поверхности горения и скоростью горения пороха

$$-\frac{\partial \xi}{\partial t} = \delta u, \quad (25)$$

условие сохранения потока массы

$$\rho_s \delta u = \delta \rho u_y^0 + \rho \delta u_y \quad (26)$$

( $\rho_s$  — плотность пороха), равенство температуры поверхности и температуры газа

$$\delta T_s = \delta T, \quad (27)$$

соотношение тепловых потоков на поверхности с учетом тепла, выделяющегося в реакции газификации

$$\begin{aligned} -\lambda \frac{d^2 T^0}{dy^2} \xi_0 - \lambda \frac{dT^1}{dy} + \rho_s \delta u (c_s T_s^0 + q) + \rho_s u c_s \delta T_s + \rho_s u \frac{dT^0}{dy} \xi_0 = \\ = \rho_s \delta u c T + \rho_s u c \delta T. \end{aligned} \quad (28)$$

В условии (28) предполагается, что в газе теплоперенос осуществляется путем конвекции, хотя имеющиеся неоднородности температурного поля выравниваются молекулярной теплопроводностью. Однако выравнивание происходит на больших расстояниях от поверхности горения в согласии с исходным предположением о том, что акустические волны распространяются в потоке газа, глубоко проникающем в приповерхностную зону.

Наконец, учтем, что скорость горения пороха зависит от давления, температуры поверхности и скорости внешнего потока. При линеаризации имеем:

$$\delta u = \frac{v}{\rho^0} u^0 \delta p + \frac{K u^0}{(T_s^0 - T_0)} \frac{c}{c_s} \delta T_s + u^0 G \delta u_x. \quad (29)$$

Здесь употреблены обозначения

$$\begin{aligned} v = \left( \frac{\partial \ln u}{\partial \ln p} \right)_{T_s^0, v^0}; \quad K = (T_s - T_0) \left( \frac{\partial \ln u}{\partial T_0} \right)_{p, v^0}; \\ \left( G = \frac{\partial \ln \varepsilon}{\partial u_x} \right)_{T_s^0, p^0}; \quad \varepsilon = \frac{u(v)}{u^0} \quad (\varepsilon \text{ — коэффициент раздувания}). \end{aligned}$$

Соотношения (25) — (29) связывают семь неизвестных величин  $H_s$ ,  $\xi_0$ ,  $\delta T$ ,  $\delta u$ ,  $\delta p$ ,  $\delta \rho$ ,  $\delta u_x$ . Шестым соотношением является связь (7) между  $\delta u_x$  и  $\delta p$ , а седьмое можно получить из равенств (2) — (4). Складывая (2) и (3) с учетом (4) получаем

$$\frac{\delta p}{\rho^0} = \frac{\delta T}{T_s^0} + \frac{\delta \rho}{\rho^0}. \quad (30)$$

Исключая из системы (25) — (29), (7), (30)  $\delta u$ ,  $\delta T_s$ ,  $\delta p$ ,  $\delta u_x$  и подставляя соответствующие выражения для оставшихся в системе величин, полу-

чаем линейную систему алгебраических уравнений относительно амплитуд искривления поверхности  $\xi_0$ , возмущения температуры в прогретом слое пороха  $H_0$ , суммарного температурного поля в газе  $H_a$ , поля давления  $P$  и амплитуды пульсаций нормальной составляющей скорости в газе  $\delta u_y$ :

$$\begin{aligned} i\Omega \frac{u^0}{\kappa} \xi_0 + K^1 \frac{H_a}{T_s^0 - T_0} + Y \frac{P}{p_0} &= 0, \\ -i\Omega \frac{u^0}{\kappa} \xi_0 + \frac{\tau H_a}{T_s^0 - T_0} - \frac{P}{p_0} &= \frac{u_y}{u_y^0}, \\ i\Omega \frac{u^0}{\kappa} \xi_0 + Z \frac{H_0}{T_s^0 - T_0} + \frac{c}{c_s} \frac{H_a}{T_s^0 - T_0} &= 0, \\ \frac{u_0}{\kappa} \xi_0 + \frac{H_0}{T_s^0 - T_0} - \frac{H_a}{T_s^0 - T_0} &= 0, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} Y &= \nu + G \frac{a}{\gamma} \sin \theta; \quad \tau = \frac{(T_s^0 - T_0)}{T_0}; \\ K^1 &= K \frac{c}{c_s}; \quad Z = \frac{1}{2} z - 1. \end{aligned}$$

Решая эту систему, получаем

$$-\frac{u}{P} \frac{p^0}{u_y^0} = + \frac{Z\tau - i\Omega\tau - i\Omega \frac{c}{c_s} - i\Omega z}{K^1 Z + i\Omega \left( \frac{c}{c_s} - K^1 \right) + Z} Y + 1. \quad (31)$$

Если внести акустическую проводимость поверхности  $\alpha$ , согласно [6],

$$\alpha = -\rho a \frac{\delta u_y}{\delta p},$$

то видно, что в левой части (31) стоит величина  $\frac{a}{\gamma u_y^0} \alpha$ . Таким образом,

в соответствии со свойствами акустической проводимости, в случае, если действительная часть уравнения (31) положительная, акустические волны при отражении ослабляются, если отрицательна — усиливаются. Посмотрим, когда происходит усиление акустических волн в нашем случае. Выделяя действительную часть (31), получаем

$$\operatorname{Re} \left( \frac{a}{\gamma u_y^0} \alpha \right) = 1 + Y \frac{\sum_{n=0}^4 a_n y^n}{\sum_{n=0}^4 b_n y^n},$$

где

$$\begin{aligned} y &= \sqrt{\frac{1}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{16\Omega^2}{S^2}} \right)}; \\ a_0 &= 2K^1\tau + S \left( \tau \frac{c}{c_s} - 2\tau K^1 - K^1 \frac{c}{c_s} \right); \\ a_1 &= \left[ S \left( \tau \frac{c}{c_s} - 2\tau K^1 - K^1 \frac{c}{c_s} \right) + \frac{S^2}{2} \left( \tau + 2 \frac{c}{c_s} - K^1 - 2 \left( \tau + \frac{c}{c_s} \right) \left( \frac{c}{c_s} - K^1 \right) \right) \right]; \\ a_2 &= - \left[ 2 \left( \tau + \frac{c}{c_s} \right) \left( \frac{c}{c_s} - K^1 \right) - 1 \right] \frac{S^2}{2}; \\ a_3 &= - \left( \tau + 2 \frac{c}{c_s} - K^1 \right) \frac{S^2}{2}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
a_4 &= -\frac{S^2}{2}; \\
b_0 &= 2K^1 \left[ K^1 + \left( \frac{c}{c_s} - K^1 \right) S \right]; \\
b_1 &= S \left( \frac{c}{c_s} - K^1 \right) \left[ 2K^1 + S \left( \frac{c}{c_s} - K^1 - 1 \right) \right]; \\
b_2 &= \left[ 2 \left( \frac{c}{c_s} - K^1 \right)^2 - 1 \right]; \\
b_3 &= 2 \left( \frac{c}{c_s} - K^1 \right) \frac{S^2}{2}; \\
b_4 &= -a^4.
\end{aligned}$$

Это выражение упрощается в предельных случаях больших и малых частот. В этих пределах получается

$$\operatorname{Re} \left( \frac{a}{\gamma u_y} \alpha \right)_{\substack{\omega \rightarrow 0 \\ \omega \rightarrow \infty}} = 1 - Y.$$

Как правило, увеличение давления и скорости внешнего потока ведут к возрастанию скорости стационарного горения пороха ( $v > 0$ ,  $G > 0$ ), так что  $Y > 0$ . Поскольку с ростом  $Y$  способность к усилению акустических волн возрастает, ясно, что в этих предельных случаях наличие касательной составляющей скорости в падающей акустической волне способствует усилению акустических волн. Эрозионное действие акустической волны тем больше, чем больше угол падения. Влияние угла падения на усиление акустической волны может быть сильным, если порох обладает заметной эрозионной способностью, поскольку перед  $\sin \theta$  в  $Y$  стоит большая величина — скорость звука в нагретом газе  $a$ .

**Численные примеры.** Проведем расчет акустической проводимости для пороха  $H$ . Воспользуемся экспериментальными данными по горению пороха  $H$  для случая очень низкого давления [7] (беспламенное горение пороха) и случая высокого давления [12]. Эти данные позволяют рассмотреть величины  $\tau$ ,  $v$ ,  $K^1$ ,  $a$  (см. таблицу).

$p$ , атм	$\tau$	$K^1$	$v$	$T_0$ , °C	$T^0$ , C	$u_0$ , c/cm	$a$ , м/с
1	0,638	1,9	0,39	160	360	2,31	501,5
20	1,26	0,5	0,34	20	400	6,7	543

Коэффициент эрозионного горения выберем на основании экспериментальных работ [10—12].

При различных скоростях обтекания:

$v$ , м/с	$G \cdot 10^3$ , 1/м
120	2,48
200	2,40
400	1,90

Для расчетов используем следующие показатели адиабаты, отношения теплоемкостей пороха и газа, коэффициент температуропроводности:  $\gamma = 1,2$ ,  $\frac{c}{c_s} = 0,9$ ,  $\kappa = 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с. Результаты расчетов приведены на рис. 2.

На каждом графике показано изменение действительной части акустической проводимости при увеличении угла падения волны. Видно, что наличие эрозии может существенно влиять на способность горящего пороха усиливать акустические колебания. Так, например, порох, абсо-



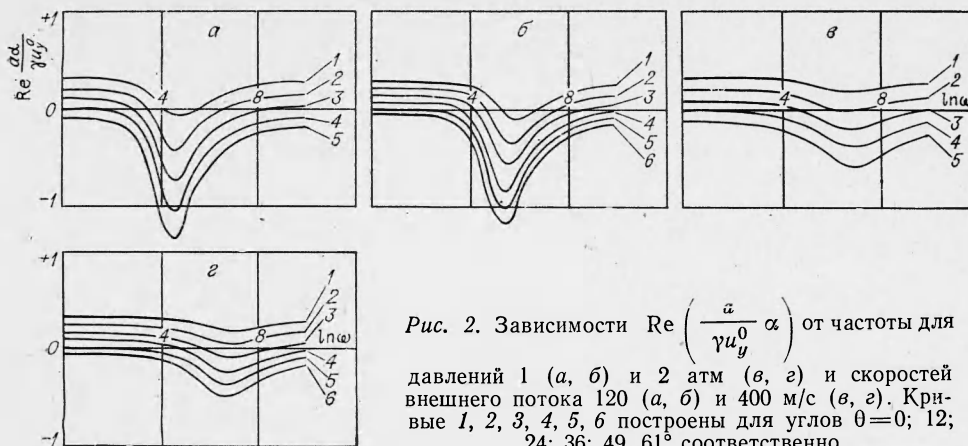


Рис. 2. Зависимости  $\operatorname{Re} \left( \frac{\alpha}{\gamma u_y^0 \alpha} \right)$  от частоты для давлений 1 (а, б) и 2 атм (в, г) и скоростей внешнего потока 120 (а, б) и 400 м/с (в, г). Кривые 1, 2, 3, 4, 5, 6 построены для углов  $\theta = 0; 12; 24; 36; 49, 61^\circ$  соответственно.

лютно устойчивый по отношению к нормальной акустической волне, с увеличением  $\theta$  постепенно теряет устойчивость и при угле  $\theta \geq 50^\circ$  (рис. 2, в, г) становится абсолютно неустойчивым. Кроме того, при увеличении угла падения волны увеличивается частотный интервал и глубина неустойчивости. Зависимость от угла падения тем сильнее, чем больше коэффициент эрозии  $G$ .

Поступила в редакцию  
24/XI 1972

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев. ПМТФ, 1964, 6.
2. С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев. ПМТФ, 1966, 2.
3. С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев, В. Е. Тульских. ПМТФ, 1969, 5.
4. Ф. Т. Мак-Клур, Р. В. Харт, Дис. Ф. Берд. Сб. «Исследование ракетных двигателей на твердом топливе». ИЛ, 1963.
5. Р. В. Харт, Ф. Т. Мак-Клур. ВРТ, 1960, 2.
6. П. М. Морз. Колебания и звук. М.—Л., Гостехиздат, 1949.
7. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 1.
8. П. Ф. Похил. Сб. «Труды по вопросам горения и взрыва», 1954.
9. В. Б. Новожилов. ПМТФ, 1967, 1.
10. Л. Грин. ВРТ, 1954, 6.
11. Р. Геррон. ВРТ, 1963, 6.
12. В. Н. Виллюнов, А. А. Дворяшин. ФГВ, 1971, 7, 1.

УДК 532.593

### ВОЛНЫ СЖАТИЯ В ТВЕРДОЙ СРЕДЕ ПРИ ВЗРЫВЕ ЗАРЯДА ВВ В ВОЗДУШНОЙ ПОЛОСТИ

А. А. Спивак  
(Москва)

Для определения влияния начального воздействия на процесс распространения волны сжатия в твердой среде производилось измерение параметров волны при взрыве сферических зарядов ВВ в воздушных