

4. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
5. К. И. Щелкин.— В сб.: Механика в СССР за 50 лет. Т. II. М., Наука, 1970.
6. Неустойчивость горения в камерах ЖРД. Сборник. М., Мир, 1975.
7. E. K. DeBoer, I. A. Nicholls, R. B. Morrisov. Tenth Symposium on Combustion, 1965, p. 817.
8. Б. В. Войцеховский. Докл. АН СССР, 1959, 129, 6, 1254.
9. W. V. Benedick. Combustion and Flame, 1979, 35, 87.
10. В. И. Головичев, В. И. Димитров, Р. И. Солоухин. ФГВ, 1973, 9, 1, 95.
11. В. А. Левиц, В. В. Марков. Отчет Института механики МГУ, № 1559, 1974.
12. В. В. Жаровцев. ЖВМФ и МФ, 1977, 17, 5, 1320.
13. Т. Н. Фортова, К. Г. Шкадинский и др. ФГВ, 1977, 13, 1, 69.
14. А. В. Вольперт, В. Т. Гонтковская и др.— В сб.: Математические проблемы химии, № 9, Новосибирск, 1973.
15. J. J. Eggenbesk. Phys. Fluids, 1970, 13, 8, 2007.
16. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 69, 389.
17. Ю. Б. Харитон. Вопросы теории взрывчатых веществ. Т. 1, М., Изд-во АН СССР, 1947.
18. А. Н. Дремин, В. С. Трофимов. ПМТФ, 1964, 1, 126.
19. Р. М. Зайдель, Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1963, 6, 59.

## ВЛИЯНИЕ РЕЛАКСАЦИИ НА ЛИНЕЙНУЮ УСТОЙЧИВОСТЬ УДАРНЫХ ВОЛН

А. С. Плешанов  
(Москва)

Линейная (по амплитуде фронта) устойчивость ударных волн в произвольных средах впервые теоретически исследована в [1]. Кроме области абсолютной устойчивости, где возмущения, генерируемые фронтом ударной волны, затухают как во времени, так и по мере удаления от фронта, в [1] обнаружена область так называемого «спонтанного излучения звука», где возмущения носят осциллирующий характер. Однако автор [1] высказал гипотезу, что вторая область на нелинейном уровне описания есть область неустойчивости. В [2, 3] граница между этими областями уточнена. В [4] на основе экспериментальных данных высказано предположение, аналогичное [1], об отсутствии второй области. В [5] обнаружено, что вторая область реализуется в порядке вырождения задачи определения нейтральных кривых, на которых действительная часть частоты равна нулю. В данной работе показано, что это вырождение снимается при учете сколь угодно слабой релаксации, причем область «спонтанного излучения звука» в самом деле не существует уже на линейном уровне (вопреки гипотезе [1]). В связи с последними работами по исследованию устойчивости ударных волн в релаксирующих средах [6—9] этот вопрос представляется актуальным.

Будем считать произвольный релаксационный процесс с релаксирующим параметром  $\xi$  слабым в смысле [1]

$$\frac{1}{\text{Re}} = \frac{\tau(a_\infty^2 - a_0^2)}{u\Lambda} \ll 1, \quad (1)$$

где  $\text{Re}$  — число Рейнольдса;  $u$  — скорость;  $\Lambda$  — длина волны возмущения;  $\tau$  — время релаксации;  $a$  — скорость звука; индексы  $\infty$  и  $0$  относятся к замороженному и равновесному состоянию соответственно.

Линеаризованные уравнения гидродинамики имеют вид

$$DV' - V \operatorname{div} \vec{v}' = 0, \quad D\vec{v}' + V\nabla p' = 0, \quad Dh' - VDp' = 0, \quad (2)$$

где  $V$  — удельный объем;  $p$  — давление;  $h$  — энтальпия;  $\vec{v}$  — скорость;

$D = \partial/\partial t + (\vec{v}\nabla)$ ; штрихи относятся к возмущениям. Из уравнения энергии и соотношения Гиббса

$$Dh' = TDs' + VDp' + \mu D\xi',$$

где  $T$  — температура;  $s$  — энтропия;  $\mu = h_2$  — химический потенциал, получим

$$TDs' + \mu D\xi' = 0,$$

откуда в связи с условием  $Ds' > 0$  следует кинетическое уравнение

$$D\xi' = -L\mu. \quad (3)$$

Здесь  $L > 0$  — кинетический коэффициент. При малом отклонении от равновесия имеют место линейные разложения

$$\begin{aligned} h' &= Ts' + Vp' + \mu\xi', & V' &= V_s s' + V_p p' + V_\xi \xi', \\ \mu &\equiv \mu' = \mu_s s' + \mu_p p' + \mu_\xi \xi'. \end{aligned} \quad (4)$$

Индексы означают частное дифференцирование, и  $\mu_\xi > 0$  ввиду условия термодинамической устойчивости [10]. Из (3) и (4) получим

$$\tau D\xi' + \xi' - (\xi_p p' + \xi_s s') \equiv \tau D\xi' + \xi' - \xi'_0 = 0, \quad (5)$$

где  $\tau = (L\mu_\xi)^{-1} > 0$ .

Из уравнений движения следует существование вихревых ( $r$ ) возмущений скорости. Если возмущения пропорциональны  $\exp(\Omega t + ik y + lx)$ , где  $k$  и  $l$  — волновые числа;  $\Omega = -i\omega$  ( $\omega$  — частота), то уравнение для вихревых возмущений имеет вид

$$DR'_r = (\Omega + ul_r) R'_r \equiv D_r R'_r = 0, \quad (6)$$

где  $R'_r \equiv v'_x - u'_y$  — ротор скорости. Предполагается, что основное течение совершается со скоростью  $u$  по оси  $x$ . Из (6) следует, что при  $R'_r \neq 0$  имеет место  $D_r = 0$ , т. е.  $l_r = -\Omega/u$ ; из уравнения неразрывности следует, что дивергенция скорости вихревых возмущений отсутствует ( $D'_r \equiv u'_x + v'_y = 0$ ). Аналогичные возмущения скалярных величин  $s$  и  $\xi$  называются энтропийными ( $e$ ) ( $l_e = l_r$ ). Энтропийное возмущение давления, как это следует из уравнений движения, отсутствует ( $p'_e = 0$ ). Комбинация (2) и (5) приводит к дисперсионному уравнению типа [10] для акустических ( $a$ ) возмущений

$$\tau D_a (D_a^2/a_\infty^2 - \Delta_a) + (D_a^2/a_0^2 - \Delta_a) = 0, \quad (7)$$

где  $D_a = \Omega + ul_a$ ;  $\Delta_a = l_a^2 - k^2$ , и использовано соотношение, аналогичное [10],

$$V_{p\infty} - V_{p0} = V_\xi^2/\mu_\xi > 0.$$

Форма (7) отличается от [10] переопределением  $\tau$ , которое зависит от выбора основного термодинамического потенциала (в данном случае таковым является  $h$ ). Уравнение (7), как нетрудно показать, имеет один действительный положительный корень (для нереализующегося возмущения вверх по потоку) и два комплексных с отрицательной действительной частью (для возмущений вниз по потоку). Из  $D_a R'_a = 0$  и  $D_a \neq 0$  следует  $R'_a = 0$ , т. е. потенциальность акустических возмущений. На скачке имеют место известные граничные условия [10]

$$\rho_2 (u'_2 - \xi'_t) + \rho'_2 u'_2 = -\rho_1 \xi'_t, \quad (8)$$

$$p'_2 + 2ju'_2 + \rho'_2 u'^2_2 = 0, \quad (9)$$

$$v'_2 + u_2 \xi'_y = u_1 \xi'_y, \quad (10)$$

$$h'_2 + u_2(u'_2 - \zeta'_t) = -u_1 \zeta'_t, \quad (11)$$

где  $\rho$  — плотность;  $\zeta'$  —  $x$ -координата фронта;  $v$  — компонента скорости по оси  $y$  (вдоль фронта); индексы 1 и 2 относятся к средам до и после скачка. Замыкающее граничное условие получается интегрированием уравнения (5). Если  $\Delta \zeta$  — ширина переходного слоя, то при обычных условиях линейной теории  $\Delta \zeta \ll \zeta' \ll \Lambda$  ширина релаксационной зоны  $u\tau$  может удовлетворять предельным неравенствам: 1)  $\Delta \zeta \ll u\tau$  (замороженное состояние), 2)  $u\tau \ll \Delta \zeta$  (равновесное состояние). Результат интегрирования (5) можно представить в модельном виде

$$\xi' = \xi'_0 / (1 + \kappa), \quad (12)$$

где  $\kappa \sim u\tau / \Delta \zeta$ , так что при  $\kappa = \infty$  имеем на скачке замороженное состояние, а при  $\kappa = 0$  — равновесное. При получении (12) в принятом линейном приближении малый неоднородный член  $\xi \cdot \zeta'$  не учитывается.

Исключение  $u'_2$  и  $\zeta'$  из (8), (9) и (11) дает возмущенную форму адиабаты Гюгонио (H), которую с помощью параметра  $\varphi = j^2 (\partial \hat{V} / \partial \rho)_H$  [4] с использованием разложения  $h'$  (4) и условия (12) можно привести к обобщенной форме [11]

$$\frac{1 + \varphi}{\hat{M}_2^2 + \varphi} \frac{\bar{p}_2 - \bar{p}_1}{T_2} \hat{V}_s = 2, \quad (13)$$

где

$$\hat{M}_2^2 = -j^2 \hat{V}_p \equiv -j^2 \frac{V_{p0} + V_{p\infty} \kappa}{1 + \kappa}; \quad \hat{V}_s = \frac{V_{s0} + V_{s\infty} \kappa}{1 + \kappa}.$$

При выводе (13) в принятом линейном приближении малый член  $\mu \xi'$  в разложении  $h'$  (4) не учитывается. Из (13) следует, что при  $\hat{V}_s > 0$  и ввиду  $\hat{M}_2 < 1$  допустимыми интервалами значений  $\varphi$  являются области: 1)  $\varphi < -1$  (абсолютная неустойчивость [1]), 2)  $\varphi > -\hat{M}_2^2$ . При  $\kappa = \infty$  и  $\kappa = 0$  (13) дает замороженное и равновесное значения  $\varphi$ , что соответствует коротковолновому ( $\infty$ ) и длинноволновому (0) приближениям.

Используя параметр  $\varphi = j^2 V' / p'_a$ , из (8)–(10) получим

$$\frac{u'_2}{u_2} = \left(1 - \frac{1}{\lambda}\right) \frac{1 - \varphi}{1 + \varphi} z k \zeta', \quad (14)$$

$$v'_2 / u_2 = (\lambda - 1) i k \zeta', \quad (15)$$

$$\frac{p'_2}{j u_2} = -2 \left(1 - \frac{1}{\lambda}\right) \frac{1}{1 + \varphi} z k \zeta', \quad (16)$$

где  $z = \Omega / (u_2 k)$ ;  $\lambda = \rho_2 / \rho_1 > 1$ . Умножив (14) на  $l_r$ , (15) — на  $ik$ , складывая и учитывая  $D'_r = 0$ ,  $R'_a = 0$  и  $D_{\alpha}^2 \rho'_{\alpha} = \Delta_{\alpha} p'_{\alpha}$  ( $\alpha = I, II$  — номер акустического возмущения), имеем

$$\sum_{\alpha} \frac{\Delta_{r\alpha} p'_{\alpha}}{D_{\alpha} j u_2} - \left(1 - \frac{1}{\lambda}\right) \left[ (z w_r + \lambda) - \frac{2 z w_r}{1 + \varphi} \right] k \zeta' = 0, \quad (17)$$

где

$$D_{\alpha} = z + w_{\alpha}; \quad \Delta_{r\alpha} = w_r w_{\alpha} - 1; \\ w_r = l_r / k = -z; \quad w_{\alpha} = l_{\alpha} / k.$$

В (17) учтены оба акустических возмущения, согласно (7), из которых первое — обычное акустическое, а второе — акустическое возмущение релаксационного происхождения. Используя

$$\xi'_{\alpha} = \frac{\xi_p}{1 + \Theta D_{\alpha}} p'_{\alpha}, \quad \xi'_{\alpha 0} = \xi_p p'_{\alpha},$$

где  $\Theta = u_2 \tau k$ , и исключая из (12), (16) и (17) амплитуды, получим характеристическое уравнение при  $\kappa = \infty$

$$2z(z^2 - 1) - D_I(z^2 - \lambda)(1 + \varphi_\infty) = [1 + 1/(\Theta D_{II})][2z(z^2 - 1) + (\lambda - 1)(1 + \varphi_\infty)\psi z(z^2 - 1)(1 + \Theta D_I)] \quad (18)$$

и при  $\kappa = 0$

$$2z(z^2 - 1)(1/D_I + 1/D_{II} + \Theta) - (z^2 - \lambda)(1 + \varphi_0) = 0. \quad (19)$$

Здесь термодинамический параметр  $\psi$  имеет смысл

$$\psi = \left( \frac{\partial \ln T}{\partial \ln V} \right)_{p,s}. \quad (20)$$

При  $1 + \Theta D_{II} = 0$  (18) и (19) переходят в аналогичное уравнение [1]

$$2z(z^2 - 1) - D_I(z^2 - \lambda)(1 + \varphi) = 0.$$

В тех же переменных уравнения (7) имеют вид

$$\Theta D_\alpha (M_{2\infty}^2 D_\alpha^2 - \Delta_\alpha) + (M_{20}^2 D_\alpha^2 - \Delta_\alpha) = 0, \quad (21)$$

где  $\Delta_\alpha = w_\alpha^2 - 1$  и  $M_{2\infty,0} = u_2/a_{\infty,0}$  — числа Маха.

Задача сводится к совместному решению двух алгебраических уравнений (18), (21) или (19), (21) в комплексных плоскостях  $z$  и  $w_\alpha$  ( $z = x + iy$ ,  $w_\alpha = u_\alpha + iv_\alpha$ ).

Нижняя граница области абсолютной устойчивости, соответствующая условию  $z = 0$ , реализуется при  $\varphi_- = -1$ , что совпадает с [1]. Верхняя граница в [1] определялась из условий  $x = u = 0$ . В данном случае эти условия выполняются в нулевом приближении по  $Re^{-1}$ . В следующем приближении, как это следует из (21), они невозможны. Допустимы две ситуации: 1)  $x = 0$ ,  $u_1 \neq 0$ ; 2)  $u_1 = 0$ ,  $x < 0$ . Соответствующий анализ, который здесь опускается, приводит к тому, что первая ситуация при  $\kappa = \infty$  возможна при условии  $\psi > [2(\lambda - 1)M_{2\infty}]^{-1}$ , а при  $\kappa = 0$  вообще не реализуется. Учитывая, что, кроме того, при  $\kappa = \infty$  имеет место  $u_1 > 0$ , приходим к невозможности первой ситуации. Рассмотрим вторую ситуацию.

При  $\kappa = \infty$  исходим из представлений (21)

$$M_{2\infty}^2 D_I^2 - \Delta_I = - (M_{20}^2 - M_{2\infty}^2) \frac{D_I^2}{1 + \Theta D_I}, \quad (22)$$

$$1 + \Theta D_{II} = - (M_{20}^2 - M_{2\infty}^2) \frac{D_{II}^2}{M_{2\infty}^2 D_{II}^2 - \Delta_{II}}. \quad (23)$$

Тогда (18) с учетом (23) имеет вид

$$2z(z^2 - 1) - D_I(z^2 - \lambda)(1 + \varphi_\infty) = (M_{20}^2 - M_{2\infty}^2)(1 + \varphi_\infty) \frac{D_{II}^2}{M_{2\infty}^2 D_{II}^2 - \Delta_{II}} \times \\ \times [D_I(z^2 - \lambda) + (\lambda - 1)\psi z(z^2 - 1)(1 + \Theta D_I)]. \quad (24)$$

В нулевом приближении по  $Re^{-1}$  из (22) имеем ( $\tilde{V} = y + v$ )

$$v_{(0)}^2 + 1 = M_{2\infty}^2 \tilde{V}_{(0)}^2, \quad (25)$$

а из (24)

$$2y_{(0)}(y_{(0)}^2 + 1) = (y_{(0)}^2 + \lambda) \tilde{V}_{(0)}(1 + \varphi_\infty) \quad (26)$$

и, кроме того, два совпадающих уравнения  $x_{(0)} = 0$ . Вырождение, которое упоминалось выше, заключается в совпадении двух уравнений нулевого приближения. В следующем (первом) приближении из (22) имеем

$$x_{(1)} = -\Theta \frac{M_{20}^2 - M_{2\infty}^2}{2M_{2\infty}^2} \tilde{V}_{(0)}^2 < 0, \quad (27)$$

а из (24)

$$\begin{aligned} x_{(1)} [2(3y_{(0)}^2 + 1) - (y_{(0)}^2 + \lambda + 2y_{(0)}\tilde{V}_{(0)}) (1 + \varphi_{\infty})] = \\ = \Theta \frac{M_{20}^2 - M_{2\infty}^2}{1 - M_{2\infty}^2} (1 + \varphi_{\infty}) \left\{ (\lambda - 1) \psi y_{(0)} (y_{(0)}^2 + 1) \tilde{V}_{(0)} - \right. \\ \left. - \frac{2y_{(0)}}{1 - M_{2\infty}^2} [(\lambda - 1) \psi y_{(0)} (y_{(0)}^2 + 1) + (y_{(0)}^2 + \lambda) \tilde{V}_{(0)}] \right\} \end{aligned} \quad (28)$$

и, кроме того, еще два различных уравнения, несущественных для наших целей. Система уравнений (25)–(28) относительно  $y_{(0)}$ ,  $\tilde{V}_{(0)}$  и  $\varphi_{+\infty}$  имеет параметрическое решение

$$\begin{aligned} 1 + \varphi_{+\infty} &= 2 \frac{1 + \eta}{1 + \lambda\eta} (1 - M_{2\infty}^2) \xi, \\ 1 + \eta &= \frac{1 - 2\xi - 1}{1 - M_{2\infty}^2 \xi^2}, \\ 1 + \lambda\eta &= \frac{2(2\xi - 1) [1 + (\lambda - 1) \psi M_{2\infty}^2 (2\xi - 1)^2]}{(1 - M_{2\infty}^2)(3\xi - 1) - M_{2\infty}^2 (2\xi + 1)(2\xi - 1)^2}, \end{aligned} \quad (29)$$

где

$$\eta = y_{(0)}^- > 0; \quad \xi = (y_{(0)}/\tilde{V}_{(0)}) / (1 - M_{2\infty}^2).$$

При  $\kappa = 0$  исходим из представлений (21)

$$M_{20}^2 D_I^2 - \Delta_I = \Theta (M_{20}^2 - M_{2\infty}^2) \frac{D_I^3}{1 + \Theta D_I}, \quad (30)$$

$$1 + \Theta D_{II} = \Theta (M_{20}^2 - M_{2\infty}^2) \frac{D_{II}^3}{M_{20}^2 D_{II}^2 - \Delta_{II}}. \quad (31)$$

Тогда (19) с учетом (31) имеет вид

$$\begin{aligned} 2z(z^2 - 1) - D_I(z^2 - \lambda)(1 + \varphi_0) = \\ = -2\Theta (M_{20}^2 - M_{2\infty}^2) z(z^2 - 1) D_I \frac{D_{II}^2}{M_{20}^2 D_{II}^2 - \Delta_{II}}. \end{aligned} \quad (32)$$

В нулевом приближении из (30) имеем

$$v_{(0)}^2 + 1 = M_{20}^2 \tilde{V}_{(0)}^2, \quad (33)$$

а из (26)–(32) с  $\varphi_0$  опять два уравнения  $x_{(0)} = 0$ . В первом приближении из (30) получаем

$$x_{(1)} = -\Theta \frac{M_{20}^2 - M_{2\infty}^2}{2M_{20}^2} \tilde{V}_{(0)}^2 < 0, \quad (34)$$

а из (32)

$$x_{(1)} = -\Theta \frac{M_{20}^2 - M_{2\infty}^2}{1 - M_{20}^2} y_{(0)} \tilde{V}_{(0)} \left[ \frac{v_{(0)}}{\tilde{V}_{(0)}} + 2(\lambda - 1) \frac{y_{(0)}^2}{(y_{(0)}^2 + 1)(y_{(0)}^2 + \lambda)} \right]^{-1} \quad (35)$$

и еще два уравнения. Система (26), (33)–(35) относительно  $y_{(0)}$ ,  $\tilde{V}_{(0)}$  и  $\varphi_{+\infty}$  имеет параметрическое решение

$$1 + \varphi_{+0} = 2 \frac{1 + \eta}{1 + \lambda\eta} (1 - M_{20}^2) \xi, \quad (36)$$

$$1 + \eta = \frac{1}{1 - M_{20}^2} \frac{2\xi - 1}{\xi^2},$$

$$1 + \lambda\eta = 2(\lambda - 1) \frac{(2\xi - 1) - (1 - M_{20}^2)\xi^2}{(2\xi - 1)[(1 + M_{20}^2)\xi - 1]}$$

где  $\eta, \xi$  — введенные выше величины с  $M_{20}$ .

Термодинамический параметр  $\psi$ , согласно (20), для идеального газа с уравнением состояния Клапейрона и при прохождении одной реакции имеет вид

$$\psi = \left(1 + \nu \frac{RT}{Q_v}\right) \left(1 - \nu \frac{C_{v\infty} T}{Q_v}\right)^{-1}, \quad (37)$$

где  $\nu = \sum_i \nu_i$  — суммарный стехиометрический коэффициент реакции;  $Q_v = \sum_i \nu_i U_i$  — молярный тепловой эффект реакции при постоянном объеме;  $C_{v\infty}$  — соответствующая молярная замороженная теплоемкость;  $R$  — универсальная газовая постоянная. Для реакций диссоциации и понижения при высоких температурах  $\psi \approx 1$ .

Иллюстративные расчеты проводились для идеального газа, когда

$$\lambda = \frac{M_1^2}{\delta M_1^2 + (1 - \delta)}, \quad M_2^2 = \frac{\delta M_1^2 + (1 - \delta)}{(1 + \delta) M_1^2 - \delta},$$

$\delta = (\gamma - 1)/(\gamma + 1)$ ,  $\gamma = 1 + 2/n$  — отношение теплоемкостей,  $n$  — число степеней свободы. При этом  $\varphi = -M_1^{-2}$  и граница между областью «спонтанного излучения звука» [1] определяется значением

$$\varphi_+ = \frac{1 - (\lambda + 1) M_2^2}{1 + (\lambda - 1) M_2^2} = -\frac{1}{2M_1^2 - 1}.$$

На рисунке в функции  $M_1$  при  $n = 3$  (1); 20 (2) нанесены границы  $\varphi_- = -1$ ,  $\varphi_+$  и  $\varphi_{++} = 1 + 2M_2^2$ , что соответствует верхней границе области «спонтанного излучения звука» [1]. Там же приведены границы  $\varphi_{+\infty}$  при  $\psi = 1$  и  $\varphi_{+0}$ . Из рисунка можно сделать выводы: 1) область «спонтанного излучения звука» при учете релаксации отсутствует; 2) при достаточно больших значениях  $M_1$  неустойчивость ударных волн реализуется при отрицательных наклонах адиабаты Гюгонно в конечной точке ( $\varphi < 0$ ). Проведенный анализ следует обобщить на случай учета неоднородных распределений величин за фронтом ударной волны.

Автор благодарит И. П. Лазарева за помощь в проведении расчетов.

Поступила в редакцию  
2/VI 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. П. Дьяков. ЖЭТФ, 1954, 27, 3, 288.
2. С. В. Иорданский. ПММ, 1957, 21, 4, 465.
3. В. М. Конторович. ЖЭТФ, 1975, 33, 6, 1525.
4. R. Griffiths, R. Sandeman, H. Hornung. J. Phys. D: Appl. Phys., 1976, 9, 12, 1681.
5. А. С. Плешапов. ФГВ, 1975, 11, 3, 464.

6. А. С. Барышников, А. П. Бедин и др. Письма в ЖТФ, 1979, 5, 281.
7. А. С. Барышников, Г. Е. Скворцов. ЖТФ, 1979, 49, 11, 2483.
8. Г. К. Тумакаев, В. Г. Масленников, Е. В. Серова. Письма в ЖТФ, 1980, 6, 352.
9. А. П. Рязин. Письма в ЖТФ, 1980, 9, 516.
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
11. А. С. Плешанов. ФГВ, 1968, 4, 1, 95.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА ВВ С ОКРУЖАЮЩИМ ГАЗОМ

*В. И. Мали, А. К. Ребров, Г. А. Храмов,  
С. Ф. Чекмарев  
(Новосибирск)*

Движение продуктов детонации цилиндрического заряда ВВ и их взаимодействие с окружающей средой исследовалось теоретически и экспериментально в [1—3]. При этом особое внимание уделялось области течения вблизи детонационной волны. Ниже излагаются результаты экспериментального исследования взаимодействия продуктов детонации с воздухом на больших расстояниях от заряда. Это представляет интерес, например, для моделирования с помощью детонации линейных зарядов ВВ входа метеоритов в атмосферу Земли [4].

Эксперименты проводились следующим образом. В цилиндрической камере диаметром 500 и высотой 600 мм вертикально подвешивался цилиндрический заряд (шнур) твердого ВВ длиной около 400 мм и радиусом  $r_z = 0,6$  мм. На боковой стенке камеры располагались друг против друга два окна из оргстекла. Процесс регистрировался скоростным фоторегистратором СФР в режиме фоторазвертки. Окно, через которое велась регистрация, закрывалось непрозрачным экраном со щелью шириной 2—

5 мм, расположенной перпендикулярно шнуру. Регистрировались собственное излучение при детонации заряда (рис. 1, а) и теневое изображение (рис. 1, б). Для получения последнего применялась импульсная лампа ИФП-800, установленная против другого окна вне камеры.



Рис. 1.