дические, так и стохастические автоколебания (ср. [7]). При наличии неизбежного «внешнего» (т. е. не учитываемого явно в системе (8а)—(8в)) шума последняя возможность кажется более вероятной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Бонч-Бруевич В. Л., Ле Ву Ки. ЖЭТФ, 1984, 86, с. 1320. [2] Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Я. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М.: Наука, 1975. [3] Дыкман И. М., Томчук П. М. Явления переноса и флуктуации в полупроводниках. Киев, 1981. [4] Сивухин Д. В. В кн.: Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1964, с. 81. [5] Пуанкаре А. Новые методы небесной механики. Избранные труды. Т. 2. М.: Наука, 1972. [6] Бутенин Н. В., Неймарк Ю. Н., Фуфаев Н. А. Введение в теорию нелинейных колебаний. Гл. 7. М.: Наука, 1976. [7] Бонч-Бруевич В. Л., Ле Ву Ки. ЖЭТФ, 1983, 85, с. 1701.

Поступила в редакцию
27.02.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, т. 26, № 1

УДК 533.6.011.72

О РАСПРОСТРАНЕНИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПО СМЕСИ ГАЗОВ

Ф. В. Шугаев, А. Е. Кондрашов, Е. Н. Фоменко

(кафедра молекулярной физики)

При взаимодействии ударной волны с возмущениями различного рода форма волны и ее интенсивность меняются, а сами возмущения при прохождении через фронт волны усиливаются. В данной работе теоретически рассмотрено взаимодействие ударной волны с малыми возмущениями и экспериментально исследован частный случай такого взаимодействия — падение ударной волны на неоднородную область покоящегося газа.

1. Взаимодействие ударной волны с возмущениями в виде плоских волн исследовалось в работах [1—4]. Обзор полученных результатов и некоторые новые данные приводятся в работе [5]. Ниже решение дается в более полном виде по сравнению с [5]. Рассмотрен также случай взаимодействия плоской ударной волны с пространственными возмущениями. Перейдем к рассмотрению конкретных случаев.

1°. *Отражение плоской акустической волны от ударной.* Уравнения падающей и отраженной акустических волн возьмем в виде

$$\frac{\delta p_2^{(1)}}{p_1} = \varphi\,(n_i^{(1)}a^i - Mc_1k_0t),\quad \frac{\delta p_2^{(2)}}{p_1} = \psi\,(n_i^{(2)}a^i + Mc_1k_0t),\quad n_1^{(1)} = \cos\theta,$$

$$n_2^{(1)} = \sin\theta > 0,\quad n_2^{(2)} < 0,\quad x_1^1 = a^1,\quad x_1^2 = \varepsilon a^2,\quad x_2^1 = (1-\varepsilon)\,Mc_1t + \varepsilon a^1,$$

$$x_2^2 = \varepsilon a^2,\quad \varepsilon = \rho_1/\rho_2,\quad k_0 = \sqrt{q/w},\quad q = 2\gamma M^2 - \gamma + 1,$$

$$w = (\gamma - 1)\,M^2 + 2,\quad p_2 = p_{20} + \delta p_2,\quad \gamma = c_p/c_v.$$

Здесь a^i — лангранжевы координаты, $x_1{}^i$, $x_2{}^i$ — эйлеровы координаты частицы перед и за волной, n_i — проекции единичной нормали к фронту акустической волны в системе координат x^1x^2, θ — угол падения возмущения на фронт ударной волны, p_1, p_2 — давление перед и за ударной волной, p_{20} — давление за невозмущенной ударной волной ρ — плотность, c — скорость звука. Верхние индексы (1) и (2) относятся к падающей и отраженной волнам. Считается, что фронт ударной волны параллелен оси x^2, а скорость ударной волны направлена вдоль оси x^1.

Поместим начало координат в точку пересечения фронта падающей акустической волны с ударной. В новой системе координат течение будет установившимся. В прежней системе это соответствует тому, что возмущения вдоль фронта ударной волны от падающей и отраженной волн распространяются с одной и той же скоростью. Отсюда вытекает пропорциональность аргументов функций φ и ψ на фронте ударной волны. То есть

$$n_2^{(1)}(n_1^{(2)}+k_0)=n_2^{(2)}(n_1^{(1)}-k_0). \tag{1}$$

Уравнение (1) имеет два корня: $n_1^{(2)}=r_1$, $r_1=(k_1n_1^{(1)}-2k_0)\times\times(k_1-2k_0n_1^{(1)})^{-1}$, $k_1=1+k_0^2$, и $n_1^{(2)}=-n_1^{(1)}$; физический смысл имеет только первый корень. При $1\geqslant n_1^{(1)}>2k_0/k_1$ существуют падающая и отраженная волны. При $n_1^{(1)}<2k_0/k_1$ величина $n_1^{(2)}<0$. Решение в этом случае можно построить, если взять две падающие волны, которые не являются независимыми, а связаны друг с другом. При $n_1^{(1)}=1/k_0$ эти волны таковы, что суммарное возмущение равно нулю *.

Для нахождения функции ψ используется либо выражение для d^2M/dt^2, либо динамическое условие совместности в форме

$$\frac{1}{p_1c_1}\frac{\partial p_2}{\partial t}=A_1\frac{1}{p_1}\frac{\partial p_2}{\partial\nu}+A_2\frac{1}{p_1}\frac{\partial p_1}{\partial\nu}+A_3\frac{1}{\rho_1}\frac{\partial\rho_1}{\partial\nu}+A_4\frac{1}{\rho_1c_1}\frac{\partial\rho_1}{\partial t}+$$

$$+A_5\frac{1}{c_1}\frac{\partial v_1^i}{\partial\nu}n_i+A_6H, \tag{2}$$

где

$$A_i=A_i(\gamma,M),\ \frac{\partial}{\partial\nu}=\nu^i\frac{\partial}{\partial a^i},$$

вместе с линеаризованным выражением для изменения кривизны ударной волны. Здесь ν^i есть проекция единичной нормали к фронту ударной волны в пространстве $a^1a^2a^3$, H — средняя кривизна фронта ударной волны. Из (2) найдем

$$\psi=-\frac{4qF_1^2}{(M^2-1)^2w^2}\frac{(n_1^{(1)}-F_2)(n_1^{(1)}-F_3)}{(F_4n_1^{(1)}-F_6)(F_5n_1^{(1)}-F_7)}\varphi(\xi),$$

$$F_1=(2\gamma-1)M^4+2M^2+1,\quad F_{2,3}=\frac{F_8\sqrt{w}\mp(\gamma+1)\sqrt{\gamma-1}\,M(M^2-1)^2}{2F_1\sqrt{q}},$$

$$F_{4,5}=\frac{2\sqrt{q}}{w}(\gamma M^2+1\pm M\sqrt{(\gamma-1)w}),$$

$$F_{6,7}=(\gamma-1)(M^2-1)w^{-1/2}\pm\sqrt{\gamma-1}\,Mk_1,\quad F_8=(5\gamma-1)M^4+4M^2-$$

$$-\gamma+1,\quad \xi=-(k_1-2k_0n_1^{(1)})(n_i^{(2)}a^i+Mc_1k_0t)/k_2,\quad n_2^{(2)}=r_2,$$

$$r_2=-k_2n_2^{(1)}/(k_1-2k_0n_1^{(1)}),\quad k_2=k_0^2-1.$$

Отраженная волна отсутствует при $n_1^{(1)}=F_2$ и $n_1^{(1)}=F^3$.

2°. *Падение плоской ударной волны на неоднородную область покоящегося газа.* Плотность газа в неоднородной области представим в виде

$$\rho_1(x^1,x^2)\ \rho_0\{1+h(\alpha)\},\quad \alpha=n_i^{(1)}x^i,\quad h=\delta\rho_1/\rho_0,\quad \rho_0=\text{const}.$$

---

* При $n_1^{(1)}=1/k_0$ скорость газа за ударной волной в системе координат, связанной с точкой пересечения волновых фронтов, равна скорости звука.

За ударной волной возникает отраженная волна:

$$\delta p_2/p_1=\psi(n_i^{(2)}a^i+Mc_1k_0t).$$

Из условия пропорциональности аргументов функций h и ψ следует

$$n_1^{(2)}=\{(n_1^{(1)})^2-(k_3n_2^{(1)})^2\}(k_0n_1^{(1)}+l)\{(n_1^{(1)})^2+(\varepsilon n_2^{(1)})^2\}^{-1}(n_1^{(1)}+k_0l)^{-1},$$
$$l=\{(n_1^{(1)})^2-k_2(\varepsilon n_2^{(1)})^2\}^{1/2},\quad k_3=\varepsilon k_0. \tag{3}$$

При $1\geqslant n_1^{(1)}>\beta_0=k_3(1+k_3^2)^{1/2}$ величина $n_1^{(2)}>0$. При $n_1^{(1)}=\beta_0$ величина $n_1^{(2)}=0$, т. е. фронт отраженной акустической волны становится перпендикулярным фронту ударной волны. При $\beta_0>n_1^{(1)}>\beta_1=\varepsilon\{k_2/(1+k_2\varepsilon^2)\}^{1/2}$ величина $n_1^{(2)}$ отрицательна. При $n_1^{(1)}<\beta_1$ подкоренное выражение в (3) становится отрицательным, и решение линейной задачи не существует * (это означает, что при таких значениях $n_1^{(1)}$ течение в сколь угодно малой окрестности точки пересечения волновых фронтов нельзя считать однородным). Функция ψ равна

$$\psi=\frac{2\gamma w(M^2-1)}{(\gamma+1)^4M^4F_9}\left(\frac{n_1^{(2)}+k_0}{n_1^{(1)}}\right)^2\{((\gamma+1)^3M^6+w^3)(n_1^{(1)})^2-w^3\}h(\eta),$$

$$F_9=2F_1(n_1^{(2)})^2+2F_8n_1^{(2)}/k_0+F_{10},\quad F_{10}=3(\gamma+1)M^4+2(\gamma+3)M^2-\gamma+1,$$
$$\eta=n_1^{(1)}(n_i^{(2)}a^i+Mc_1k_0t)/(n_1^{(2)}+k_0),\quad n_2^{(2)}>0.$$

При

$$n_1^{(1)}=\{w^3/((\gamma+1)^3M^6+w^3)\}^{1/2}\ \text{и}\ M<\left\{\frac{1}{8\gamma}\left(\gamma^2+6\gamma-3+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\sqrt{(\gamma^2+6\gamma-3)^2+64\gamma}\right)\right\}^{1/2}$$

отраженная волна отсутствует.

3°. *Встречное взаимодействие ударной и акустической волн.* Уравнение падающей и проходящей волн запишем в виде

$$\frac{\delta p_1}{p_\infty}=\varphi(n_i^{(1)}x^i+c_\infty t),\ \frac{\delta p_2}{p_1}=\psi(n_i^{(2)}a^i+Mc_1k_0t),$$
$$x_1^1=a^1,\quad x_1^2=\varepsilon a^2,\quad n_1^{(1)}>0,\quad n_2^{(1)}>0.$$

Здесь p_∞ и p_1 — давление перед и за акустической волной до ее взаимодействия с ударной. Величина $n_1^{(2)}$ равна

$$n_1^{(2)}=\frac{\{b^2-(k_3n_2^{(1)})^2\}(k_0b+\sqrt{B})}{\{b^2+(\varepsilon n_2^{(1)})^2\}(b+k_0\sqrt{B})}, \tag{4}$$

где

$$B=b^2-k_2(\varepsilon n_2^{(1)})^2,\quad b=n_1^{(1)}+1/M.$$

Она обращается в нуль при $n_1^{(1)}=\lambda_0$, где

$$\lambda_0=\frac{2(\gamma-1)(M^2-1)(\gamma M^2+1)}{(\gamma+1)M\{(\gamma+1)M^2+\sqrt{D}\}},\quad D=qw\{M^2(1+k_3^2)-1\}.$$

При $n_1^{(1)}<\lambda_0$ решение соответствует суперпозиции двух волн: падающей со стороны сжатого газа и проходящей, которые связаны друг с

* В тех случаях, когда решение линейной задачи отсутствует, скорость газа за ударной волной в системе координат, связанной с точкой пересечения волновых фронтов, дозвуковая [9, 10].

другом. При $M>k_4$, $k_4=\{1+\sqrt{(\gamma+1)/(\gamma-1)}\}^{1/2}$ и $n_1^{(1)}<\lambda_1$, где $\lambda_1=\{(\varepsilon M)^2k_2-1\}/\{M(\varepsilon\sqrt{k_2D_1}+1)\}$, $D_1=1+M^2(1+\varepsilon^2k_2)$, подкоренное выражение в (4) становится отрицательным, и решение линейной задачи отсутствует. Вид функции ψ таков:

$$\psi=\frac{w}{(\gamma+1)^2M^2}\left(\frac{n_1^{(2)}+k_0}{b}\right)^2\{m_1(n_1^{(1)})^3+m_2(n_1^{(1)})^2+m_3n_1^{(1)}+m_4\}\frac{\varphi(\zeta)}{F_9},$$

$$m_1=8M(M^2-1)(\gamma M^2+1),\ m_2=2\{2\gamma M^6+(2\gamma^2+5\gamma+5)M^4-$$
$$-2(2\gamma+1)M^2+\gamma-1\},\ m_3=2M\{(\gamma^2+3)M^4+4(\gamma^2+2\gamma-1)M^2-$$
$$-\gamma^2+5\},\ m_4=-2(\gamma-1)M^6+(3\gamma^2+2\gamma-5)M^4+2(\gamma^2+5\gamma+2)M^2-$$
$$-(\gamma-1)(\gamma+3),\quad \zeta=(n_i^{(2)}a^i+Mc_1k_0t)\,b/(n_1^{(2)}+k_0).$$

4°. *Взаимодействие, при котором ударная волна догоняет акустическую.* Возмущения перед и за ударной волной запишем в виде

$$\frac{\delta p_1}{p_\infty}=\varphi(n_i^{(1)}x^i-c_\infty t),\quad \frac{\delta p_2}{p_1}=\psi(n_i^{(2)}a^i+Mc_1k_0t),\ x_1^1=a^1,\ x_1^2=\varepsilon a^2,$$
$$n_1^{(1)}>0,\ n_2^{(1)}>0,\ n_2^{(2)}>0.$$

Величина $n_1^{(2)}$ равна

$$n_1^{(2)}=\{b_1^2-(k_3n_2^{(1)})^2\}(k_0b_1+\sqrt{L})\{b_1^2+(\varepsilon n_2^{(1)})^2\}^{-1}(b_1+k_0\sqrt{L})^{-1},$$
$$L=b_1^2-k_2(\varepsilon n_2^{(1)})^2,\quad b_1=n_1^{(1)}-1/M. \tag{5}$$

Она обращается в нуль при $n_1^{(1)}=\alpha_0$, где

$$\alpha_0=(1+k_3\sqrt{D_2})/\{(1+k_3^2)M\},\quad D_2=D/(qw).$$

Пусть $M>k_4$. Подкоренное выражение в (5) становится отрицательным (решение линейной задачи отсутствует) при $n_1^{(1)}<\alpha_1$, где

$$\alpha_1=\{1+\varepsilon\sqrt{k_2(D_1-1)}\}/\{(1+\varepsilon^2k_2)M\}.$$

При $M<k_4$ решение линейной задачи отсутствует, если $n_1^{(1)}$ лежит в интервале $\alpha_2<n_1^{(1)}<\alpha_1$, где

$$\alpha_2=\{1-\varepsilon\sqrt{k_2(D_1-1)}\}/\{(1+\varepsilon^2k_2)M\}.$$

Пусть плоская акустическая волна отражается от ударной в термодинамически равновесном газе с уравнением состояния $p=p(\rho,\ s)$. Уравнения падающей и отраженной акустических волн возьмем в виде

$$\delta p_2^{(1)}/p_1=\varphi\left(n_i^{(1)}a^i-\frac{c_2}{\varepsilon}t\right),\ \delta p_2^{(2)}/p_1=\psi\left(n_i^{(2)}a^i+\frac{c_2}{\varepsilon}t\right),\ x_1^1=a^1,\ x_1^2=\varepsilon a^2.$$

Динамическое условие совместности дает

$$\psi=-E\varphi(\xi),\ E=N_1/N_2,\ N_1=\bar c\{k_5+\bar k_2(2\varepsilon+1/\varepsilon)-2z\}(\bar n_1^{(1)})^2-$$
$$-\{2\bar c^2(k_5+\varepsilon\bar k_2)-z(1+3\bar c^2)\}n_1^{(1)}+\bar c(k_5\bar c^2-\bar k_2\varepsilon-zk_1),\ N_2=\bar c(k_5-$$
$$-2\varepsilon\bar k_1-\bar k_2/\varepsilon)(n_1^{(1)})^2-\{2\bar c^2k_5(1-\varepsilon)-z\bar k_2\}n_1^{(1)}+\bar c(k_5\bar c^2-\bar k_2(z+1/\varepsilon)-4\varepsilon\bar c^2),$$
$$\xi=(\bar k_1-2\bar c n_1^{(1)})\left(n_i^{(2)}a^i+\frac{c_2}{\varepsilon}t\right)/\bar k_2,\ \bar c=c_2/c_1\varepsilon M,\ z=(1-\varepsilon)\frac{1}{\rho_1T_2}\left(\frac{\partial p_2}{\partial s}\right)_\rho,$$
$$\bar k_1=1+\bar c^2,\ \bar k_2=\bar c^2-1,\ k_5=3+\bar c^2,\ n_1^{(2)}=\bar r_1,\ n_2^{(2)}=\bar r_2,$$
$$\bar r_1=(\bar k_1\cos\theta-2\bar c)/(\bar k_1-2\bar c\cos\theta),\ \bar r_2=-\bar k_2\sin\theta/(\bar k_1-2\bar c\cos\theta).$$

Рассмотрим пространственную задачу о взаимодействии первоначально плоской ударной волны, распространяющейся по однородному газу, со слабыми возмущениями. Пусть возмущение, падающее на ударную волну в совершенном газе, имеет вид

$$\frac{\delta p_2^{(1)}}{p_1} = \int_0^{2\pi} d\chi \int_0^{\beta} \Phi(\xi_0, \chi, \theta)\, d\theta, \cos\beta = 1/k_0,$$

$$\xi = a^1 \sin\theta\cos\chi + a^2 \sin\theta\cos\chi + a^3\cos\theta - Mc_1k_0t,\ x_1^1 = \varepsilon a^1,\ x_1^2 = \varepsilon a^2,$$

$$x_1^3 = a^3,\ x_2^1 \cong \varepsilon a^1,\ x_2^2 \cong \varepsilon a^2,\ x_2^3 \cong (1-\varepsilon)\, Mc_1t + \varepsilon a^3.$$

Тогда изменение давления в отраженной волне равно

$$\frac{\delta p_2^{(2)}}{p_1} = -\frac{4qF_1^2}{(M^2-1)^2w^2} \int_0^{2\pi} d\chi \int_0^{\beta} \frac{(\cos\theta - F_2)(\cos\theta - F_3)}{F_4\cos\theta - F_6)(F_5\cos\theta - F_7)} \Phi(\xi, \chi, \theta)\, d\theta,$$

$$\xi = -(k_1 - 2k_0\cos\theta)\{r_1a^3 + r_2(a^1\cos\chi + a^2\sin\chi) + Mc_1k_0t\}/k_2.$$

Результирующее возмущение представляет собой сумму $\delta p_2^{(1)} + \delta p_2^{(2)}$.

Для термодинамически равновесного газа решение имеет вид

$$\delta p_2/p_1 = \int_0^{2\pi} d\chi \int_0^{\varkappa} (\varphi + \psi)\, d\theta,\ \cos\varkappa = 1/\bar{c},$$

причем

$$\int_0^{2\pi} d\chi \int_0^{\varkappa} \varphi(\xi_0, \chi, \theta) = \frac{1}{p_1}\delta p_2^{(1)}(a^1, a^2, a^3, t),\ \xi_0 = a_0\sin\theta\cos\chi +$$

$$+ a^2\sin\theta\sin\chi + a^3\cos\theta - \frac{c_2}{\varepsilon}t,$$

$$\psi = -E\varphi(\xi, \chi, \theta),\ \xi = -\{(\bar{k}_1 - 2\bar{c}n_1^{(1)})/k_2\} \times$$

$$\times \left\{\bar{r}_1a^3 + \bar{r}_2(a^1\cos\chi + a^2\sin\chi) + \frac{c_2}{\varepsilon}t\right\},$$

где $\delta p_2^{(1)}/p_1$ — известная функция (распределение давления в падающей волне). Найдем закон изменения со временем возмущения на фронте ударной волны. Уравнение фронта волны запишем в виде $x^3 = f(x^1, x^2)$, где $f=0$ при $x^1=x^2=0$. Из формулы $dx^i/dt = Mc_1n_i$ вытекает, что в линейном приближении в выбранной системе координат уравнение фронта ударной волны имеет вид

$$f = \xi_1 \int_0^{2\pi} d\chi \int_0^{\varkappa} \frac{1-E}{\xi_2} \left\{\int_{\bar{x}}^{\bar{x}+\xi_3} \varphi(\alpha, \chi, \theta)\, d\alpha - \int_0^{\xi_3} \varphi(\alpha, \chi, \theta)\, d\alpha\right\} d\theta =$$

$$= \xi_1 \int_0^{2\pi} d\chi \int_0^{\varkappa} \frac{1-E}{\xi_2} \left\{\int_{\xi_3}^{\bar{x}+\xi_3} \varphi d\alpha - \int_0^{\bar{x}} \varphi d\alpha\right\} d\theta, \qquad (6)$$

$$\xi_1 = \frac{\bar{k}_2}{M^2(1-\varepsilon)(2\varepsilon/M_1^2 - z)},\ \xi_2 = \cos\theta - \frac{1}{M_1},\ \xi_3 = Mc_1t\xi_2,$$

$$\bar{x} = \frac{1}{\varepsilon}(x^1\cos\chi + x^2\sin\chi)\sin\theta,\ M_1 = 1/\bar{c}.$$

Предположим, что акустическая волна, догоняющая ударную в момент $t=0$, имеет плоский фронт. То есть $f=0$, если $t<0$. Примем, что $\delta p_2(x^1, x^2, x^3, 0)\to 0$ при $x^i\to\pm\infty$. Пусть в (6) $t\to-\infty$. Учтя тот факт, что $\varphi(\alpha, \chi, \theta)\to 0$ при $\alpha\to\pm\infty$, мы получим

$$\int_0^{2\pi} d\chi \int_0^{\varkappa} \frac{1-E}{\xi_2} d\theta \int_0^{\bar{x}} \varphi d\alpha = 0 \text{ и } f\to 0 \text{ при } t\to\infty.$$

Таким образом, если $N_2\neq 0$, то при $t\to\infty$ и фиксированных значениях x^1, x^2 возмущения на ударной волне согласно (6) затухают (в отличие от [6]).

2. При распространении ударной волны по неоднородному покоящемуся газу можно выделить два предельных случая: а) в области перед волной изменение скорости звука в направлении распространения волны велико по сравнению с изменением этой величины в поперечном направлении; б) изменение скорости звука наиболее значительно в поперечном направлении. В первом случае процесс близок к одномерному. Градиент плотности внутри неоднородности после прохождения по ней ударной волны может как возрастать, так и убывать, в зависимости от изменения отношения теплоемкостей γ. Во втором случае может возникнуть сложная картина течения, полностью еще не изученная. Как было показано выше, линейная задача в этом случае не имеет решения. В опытах по взаимодействию ударной волны со слоем нагретого газа вблизи пластинки, плоскость которой была параллельна скорости распространения волны, обнаружены искривление первоначально плоской волны и ее распад [7, 8] на серию возмущений (волн сжатия или слабых ударных волн).

Эксперименты по прохождению ударной волны ($M_0=2$) через смесь газов выполнены в горизонтально расположенной ударной трубе, в рабочей секции которой создавалась неоднородность, близкая к двумерной, за счет диффузии гелия или фреона-14 в воздух, заполнявший камеру низкого давления трубы. С этой целью в рабочую секцию трубы был помещен пустотелый параллелепипед, соединенный через натекатель с баллоном со сжатым газом (гелием или фреоном-14). Грань этого параллелепипеда сечением $27{,}5\times 27{,}5$ мм^2, обращенная к фронту падающей ударной волны, была выполнена из пористого цинка. Распределение плотности и концентрации внутри неоднородности оставалось приблизительно постоянным в течение 8—10 с. Зазор между стенками параллелепипеда и стенками рабочей секции составлял 0,5 мм. Визуализация процесса осуществлялась с помощью многолучевого интерферометра (источник света — рубиновый ОКГ).

Типичные интерферограммы показаны на рис. 1, 2 (рис. 1 — распространение ударной волны по смеси воздух — гелий; рис. 2 — по смеси воздух — фреон-14). На рис. 3 приводится распределение плотности смеси воздух — гелий *(а)* и воздух — фреон-14 *(б)* в рабочей секции трубы до прихода ударной волны. Видно, что внутри неоднородности существует протяженная область, изменение плотности внутри которой наиболее значительно в поперечном направлении. Распределение плотности по высоте обусловлено различным удельным весом компонент смеси.

Когда неоднородность создавалась за счет диффузии гелия, концентрация его в рабочей секции была сравнительно невелика (см. рис. 3, *а*). Как видно из рис. 1, фронт ударной волны в этом случае в результате взаимодействия с неоднородностью становится слегка на-

клонным, но остается плоским. Это позволило рассчитать по интерферограммам распределение плотности смеси за ударной волной. На рис. 4 нанесены значения отношения σ производной плотности по нормали за ударной волной к соответствующему значению перед волной (сплош-

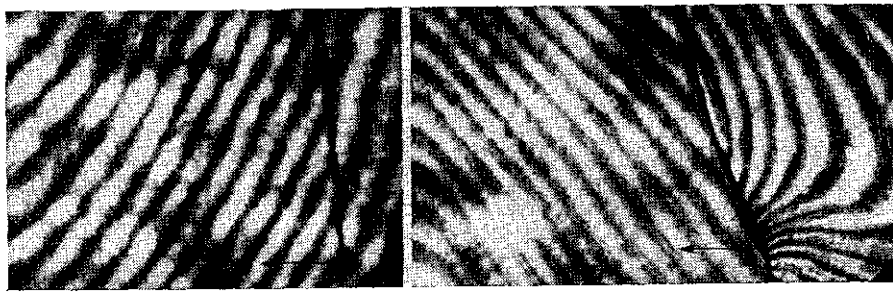

Рис. 1. Ударная волна, распространяющаяся по смеси воздух—гелий

Рис. 2. Ударная волна, распространяющаяся по смеси воздух—фреон-14

ная кривая — расчет, точки — эксперимент). Видно, что расчетные и экспериментальные значения неплохо согласуются друг с другом. Таким образом, в данном случае градиент плотности внутри неоднородности возрастает после прохождения ударной волны.

В опытах, в которых для создания неоднородности использован фреон-14, концентрация его в рабочей секции была довольно велика

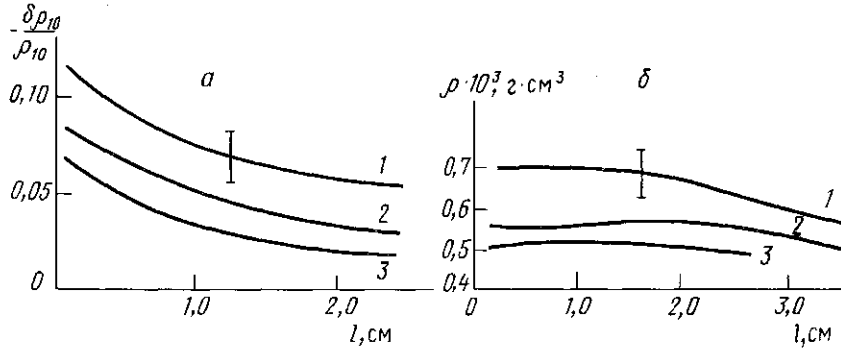

Рис. 3. Распределение плотности внутри неоднородности: *а* — смесь воздух—гелий; *б* — смесь воздух—фреон-14; *1* — вблизи верхней стенки трубы; *2* — на оси трубы; *3* — вблизи нижней стенки трубы

(рис. 3, *б*). При падении ударной волны на неоднородность скорость волны убывает, а число Маха возрастает. Эти изменения тем более значительны, чем больше концентрация фреона-14. Снимки, полученные в опытах, показывают, что фронт ударной волны начиная с некоторого момента перемещается параллельно самому себе. С этого же момента течение можно считать квазистационарным. Вблизи нижней стенки трубы, где концентрация фреона-14 больше, а следовательно, меньше скорость звука, число Маха волны выше, как и величина давления за волной. Наоборот, вблизи верхней стенки, где скорость звука больше, число Маха волны и давление за ней меньше. Поскольку ударная волна вблизи стенки должна быть перпендикулярна стенке, то кривизна фронта волны меняется поперек трубы. Расчет показывает,

что давление за волной убывает приблизительно на 15% в направлении от нижней стенки трубы к верхней. Таким образом, течение за проходящей ударной волной оказывается существенно неодномерным. В опытах не обнаружено ветвления (или расщепления) ударной волны, которое следовало ожидать при больших изменениях плотности в поперечном направлении. По-видимому, это связано со следующим обстоятельством. Вблизи границы неоднородности изменение параметров

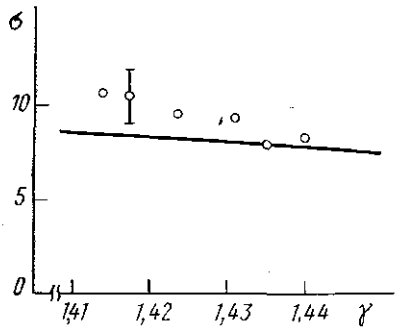

Рис. 4. Отношения σ величин производной плотности по нормали за и перед ударной волной (кривая — расчет, точки — эксперимент)

Рис. 5. Вихрь, возникающий за отраженной волной

в невозмущенном газе более значительно в продольном направлении, чем в поперечном. В той же области, где изменение параметров газа вдоль оси трубы максимально, фронт волны уже успевает деформироваться, так что направление его распространения заметно отклоняется от оси трубы. Это приводит к тому, что изменения плотности в продольном и поперечном направлениях делаются сравнимыми друг с другом.

На рис. 5 виден вихрь, возникающий за ударной волной, отраженной от торца трубы. Интересно отметить, что вихрь возникает вблизи оси трубы, т. е. его образование не связано с отрывом пограничного слоя. Возникновение вихря можно объяснить следующим образом. За ударной волной существует перепад давления, который должен вызвать перемещение газа в направлении к верхней стенке трубы. Вместе с тем наклон фронта ударной волны таков, что непосредственно за фронтом скорость газа имеет составляющую, направленную вниз. Таким образом, должно возникнуть циркуляционное течение. Отраженная волна, проходя по области неоднородного течения за падающей волной, еще более усиливает возмущения в этой области, что и приводит к образованию интенсивного вихря.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Блохинцев Д. И. ДАН СССР, 1945, **47**, № 1, с. 22. [2] Конторович В. М. Акуст. журн., 1959, **5**, с. 314. [3] Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: ГИФМЛ, 1959. [4] Сислян Ж. Журн. прикл. мех. и техн. физ., 1963, № 3, с. 153. [5] McKenzie J. F., Westphal K. O. Phys. Fluids, 1968, **11**, p. 2350. [6] Иорданский С. В. Прикл. матем. и мех., 1957, **21**, № 4, с. 465. [7] Griffith W. C. JAS, 1956, **23**, N 1, p. 16. [8] Gion E. J. Phys. Fluids, 1977, **20**, p. 700. [9] Дьяков С. П. ЖЭТФ, 1957, **33**, с. 948; 962. [10] Пекуровский Л. Е., Тер-Минасянц С. М. Прикл. матем. и мех., 1974, **38**, с. 484.

Поступила в редакцию 03.06.83
После переработки — 29.02.84