[2] Марин М.Ю., Пильский В.И., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н., Шейндлин А.Е. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 21. С. 1322-1325.
[3] Picone J.M., Boris J.P., Greig J.R., Raleigh M., Fernsler R.F. // J. of the atmospheric sciences. 1981. V. 38. N 9. P. 2056-2062.
[4] Кондрашов В.Н., Ситников С.Ф., Соколов В.И. Препринт ИАЭ-3623/14. М., 1982. 7 с.
[5] Рудницкий Ю.П., Ситников С.Ф., Соколов В.И., Чернышева Л.В. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 5. С. 349-354.
[6] Ковальский Н.Г., Кондрашов В.Н., Распопин А.Н., Рудницкий Ю.П., Ситников С.Ф., Соколов В.И. Тезисы докладов межотраслевой научно-технической конференции „Взаимодействие излучения плазменных и электронных потоков с веществом". М., 1984, с. 74-75.
[7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953, с. 56.
[8] Кестенбойм Х.С., Росляков Г.С., Чудов Л.А. Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М.: Наука, 1974. 255 с.

Поступило в Редакцию
21 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 6 — 26 марта 1989 г.
01; 08

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗВУКОВОГО ИМПУЛЬСА С ПОДВИЖНОЙ ГРАНИЦЕЙ РАЗДЕЛА ДВУХ АКУСТИЧЕСКИХ СРЕД

В.А. Поздеев

Как известно, взаимодействие плоских волн с неподвижной границей раздела сред определяется формулами Френеля, приведенными в [1]. Частные случаи отражения акустической волны от движущейся границы рассмотрены в [2, 3].

Получим решение нестационарной волновой задачи взаимодействия звукового импульса с плоской границей раздела двух акустических сред с импедансами $z_1 = \rho_1 c_1$ и $z_2 = \rho_2 c_2$. Пусть плоская звуковая волна движется со скоростью c_1 вдоль оси ox, направленной нормально границе раздела в сторону среды с импедансом z_2. Отсчет времени t начинается в момент достижения фронтом волны границы раздела $x = 0$, закон движения которой обозначим через $h = h(t)$.

Тогда потенциалы скоростей возмущенного движения сред можно представить в виде

$$\varphi_1(x,t)=\varphi_{11}(t-x/c_1)+\varphi_{12}(t+x/c_1),$$
$$\varphi_2(x,t)=\varphi_2(t-x/c_2), \tag{1}$$

где φ_{11} – потенциал падающей волны; φ_{12} – потенциал отраженной волны; φ_2 – потенциал волны, прошедшей в среду с импедансом z_2.

На границе раздела сред выполняются условия равенства скоростей и давлений

$$(v_1-v_2)\Big|_{x=h(t)}=0; \qquad (p_1-p_2)\Big|_{x=h(t)}=0; \tag{2}$$

где $v_i=\dfrac{\partial\varphi_i}{\partial x}$; $p_i=-\rho_i\dfrac{\partial\varphi_i}{\partial t}$; $i=1.2.$

Для скоростей и давлений на основании (1) справедливы следующие представления:

$$v_1=-\frac{1}{c_1}\left[\frac{\partial\varphi_{11}(t-x/c_1)}{\partial(t-x/c_1)}-\frac{\partial\varphi_{12}(t+x/c_1)}{\partial(t+x/c_1)}\right];$$

$$p_1=-\rho_1\left[\frac{\partial\varphi_{11}(t-x/c_1)}{\partial(t-x/c_1)}+\frac{\partial\varphi_{12}(t+x/c_1)}{\partial(t+x/c_1)}\right];$$

$$v_2=-\frac{1}{c_2}\,\frac{\partial\varphi_2(t-x/c_2)}{\partial(t-x/c_2)}; \tag{3}$$

$$p_2=-\rho_2\,\frac{\partial\varphi_2(t-x/c_2)}{\partial(t-x/c_2)}.$$

Подставляя представления (3) в граничные условия (2), после несложных преобразований получим

$$\frac{\partial\varphi_2(t-h/c_2)}{\partial(t-h/c_2)}=\frac{2z_2}{z_2+z_1}\,\frac{\partial\varphi_{11}(t-h/c_1)}{\partial(t-h/c_1)};$$
$$\frac{\partial\varphi_{12}(t+h/c_1)}{\partial(t+h/c_1)}=\frac{z_2-z_1}{z_2+z_1}\,\frac{\partial\varphi_{11}(t-h/c_1)}{\partial(t-h/c_1)}. \tag{4}$$

Воспользовавшись методом нелинейного преобразования времени [4] из соотношений (4), найдем поля давлений в прошедшей и отраженной волнах

$$p_2(\xi)=\frac{2z_2}{z_2+z_1}\cdot p_{11}\left(\omega_1(\xi)-h(\omega_1(\xi))/c_1\right), \tag{5}$$

где $t = \omega_1(\xi)$ – решения уравнения

$$t - h(t)/c_2 \approx \xi; \tag{6}$$

$$P_{12}(\xi) = \frac{z_2 - z_1}{z_2 + z_1} P_{11}\big(\omega_2(\xi) - h(\omega_2(\xi))/c_1\big), \tag{7}$$

где $t = \omega_2(\xi)$ – решения уравнения

$$t + h(t)/c_1 = \xi. \tag{8}$$

В выражениях (5, 2) переменная ξ играет роль времени, поэтому в соответствии с представлениями (1) можно окончательно записать:

$$\begin{aligned} P_2(t - x/c_2) &= \frac{2z_2}{z_2 + z_1} P_{11}\big(\omega_1(t - x/c_2) - h(\omega_1(t - x/c_2))/c_1\big); \\ P_{11}(t + x/c_1) &= \frac{z_2 - z_1}{z_2 + z_1} P_{11}\big(\omega_2(t + x/c_1) - h(\omega_1(t + x/c_1))/c_1\big). \end{aligned} \tag{9}$$

Выражения (9) дают решение искомой задачи. Точное аналитическое решение уравнений (6) и (8) возможно лишь в частных случаях. Например, при движении границы раздела с постоянной скоростью v_0 $h(t) = v_0 t$; $\omega_1(\xi) = \xi(1 - v_0/c_2)^{-1}$; $\omega_2(\xi) = \xi(1 + v_0/c_1)^{-1}$. Тогда выражения (9) примут вид

$$\begin{aligned} P_2(t - x/c_2) &= \frac{2z_2}{z_2 + z_1} P_{11}\left(t\, \frac{1 - M_1}{1 - M_1 c_1/c_2}\right), \\ P_{12}(t + x/c_1) &= \frac{z_2 - z_1}{z_2 + z_1} P_{11}\left(t\, \frac{1 - M_1}{1 + M_1}\right), \end{aligned} \tag{10}$$

где $M_1 = v_0/c_1$.

Заметим, что множители в правых частях выражений (9) и (10) являются коэффициентами Френеля. В то же время учет подвижности границы раздела приводит к изменению формы как прошедшей, так и отраженной волн. В случае произвольного закона движения границы коэффициент растяжения формы является функцией времени.

Список литературы

[1] Бреховских Л.М., Гончаров В.В. Введение в механику сплошных сред. М.: Наука, 1982. 335 с.
[2] Красильщикова Е.А. //ДАН СССР. 1977. Т. 236. № 1. С. 35–38.
[3] Жарий О.Ю. // Акуст. журн. 1984. Т. 30. В. 6. С. 367–371.
[4] Поздеев В.А. // ДАН УССР. 1985. № 2. С. 39–42.

Поступило в Редакцию
25 декабря 1988 г.