

## ОБ ОТРАЖЕНИИ ЗВУКОВЫХ ВОЛН ОТ ГРАНИЦЫ ЖИДКОСТИ И ТВЕРДОЙ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЫ

В. М. Меркулова

Как известно, выражение для коэффициента отражения при наклонном падении плоской звуковой волны из жидкости на границу твердого полупространства в отсутствие поглощения имеет вид [1]

$$|R| e^{j\varphi} = \frac{z_l \cos^2 2\beta_t + z_t \sin^2 2\beta_t - z_0}{z_l \cos^2 2\beta_t + z_t \sin^2 2\beta_t + z_0}, \quad (1)$$

входящие сюда импедансы выражаются так:

$$z_0 = \frac{\rho_0 c_0}{\cos \theta}, \quad z_l = \frac{\rho c_l}{\cos \beta_l}, \quad z_t = \frac{\rho c_t}{\cos \beta_t};$$

$\rho_0, \rho$  — соответственно плотности жидкости и твердой среды,  $c_0$  — скорость звука в жидкости,  $c_l, c_t$  — скорости продольных и сдвиговых волн в твердой среде,  $\theta$  — угол падения,  $\beta_l, \beta_t$  — углы преломления каждой из волн.

Используя формулу (1), можно рассмотреть более общую задачу — расчет коэффициента отражения с учетом поглощения звука в твердой среде. Для этого случая, по условию равенства тангенциальных составляющих волновых векторов,

$$q_0 \sin \theta = \bar{q}_l \sin \bar{\beta}_l = \bar{q}_t \sin \bar{\beta}_t, \quad (2)$$

где  $\bar{q}_{l,t} = q_{l,t} + ja_{l,t}$ ,  $a_{l,t}$  — амплитудный коэффициент поглощения продольной или сдвиговой волны,  $\bar{\beta}_{l,t} = \beta'_{l,t} + j\beta''_{l,t}$  — комплексные углы преломления.

Из формулы (2) находим уравнения для определения  $\beta'$  и  $\beta''$  (ради краткости индексы  $l, t$  в последующих формулах опускаем)

$$\left. \begin{aligned} \left(1 + \frac{\alpha^2}{q^2}\right) \frac{\sin \beta'}{[1 - (\alpha/q)^2 \operatorname{tg}^2 \beta']^{1/2}} &= \frac{q_0}{q} \sin \theta, \\ \operatorname{th} \beta'' &= -\frac{\alpha}{q} \operatorname{tg} \beta'. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Комплексные импедансы  $z_l$  и  $z_t$  могут быть представлены в виде

$$z = z' + jz'' = \frac{\rho c \left[ \left( \cos \beta' \operatorname{ch} \beta'' + \frac{\alpha}{q} \sin \beta' \operatorname{sh} \beta'' \right) + j \left( \sin \beta' \operatorname{sh} \beta'' - \frac{\alpha}{q} \cos \beta' \operatorname{ch} \beta'' \right) \right]}{(1 + \alpha^2/q^2)(\cos^2 \beta' \operatorname{ch}^2 \beta'' + \sin^2 \beta' \operatorname{sh}^2 \beta'')}. \quad (4)$$

Обозначив далее

$$\begin{aligned} \cos^2 2\bar{\beta}_l &= m' + jm'', \\ m' &= \frac{1 + \cos 4\beta' \operatorname{ch} 4\beta''}{2}, \quad m'' = -\frac{\sin 4\beta' \operatorname{sh} 4\beta''}{2}, \end{aligned} \quad (5)$$

после подстановки выражений (4) и (5) в формулу (1) и ряда преобразований, получим окончательные расчетные формулы для модуля и фазы коэффициента отражения:

$$|R| = \frac{[(z_0^2 - M_1^2 - M_2^2)^2 + 4M_2^2 z_0^2]^{1/2}}{(M_1 + z_0)^2 + M_2^2}, \quad (6)$$

$$\varphi = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2z_0 M_2}{z_0^2 - M_1^2 - M_2^2}. \quad (7)$$

Здесь  $M_1 = z_l' m' - z_l'' m'' - z_l'(m-1) + z_l'' m''$ ,  $M_2 = -z_l' m'' - z_l'' m' + z_l' m'' + z_l''(m'-1)$ .

Влияние поглощения в среде наиболее существенно при  $\sin \theta \geq c_0/c_t$ . Если  $a_{l,t} = 0$ , то  $z_{l,t}' = 0$ ,  $m'' = 0$ , из формул (6) и (7) мы получаем случай полного отражения:

$$|R| = 1, \quad \varphi = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2z_0 M_2'}{z_0^2 - M_2'^2}, \quad (8)$$

где

$$M_2' = \frac{\rho c_l}{\sqrt{n_l^2 - 1}} (2n_l^2 - 1)^2 - \frac{\rho c_t}{\sqrt{n_t^2 - 1}} 4n_t^2 (n_t^2 - 1), \quad n_{l,t} = \frac{q_0}{q_{l,t}} \sin \theta.$$

Когда  $\theta_p = \operatorname{arc} \sin c_0/c_p$  ( $c_p$  — скорость распространения волны Рэлея) величина  $M_2' = 0$ , при этом фаза отраженной волны  $\varphi = -\pi$ .



Для достаточно малых величин коэффициента поглощения в среде, где  $M_1 \ll z_0$ , из формулы (6) находим

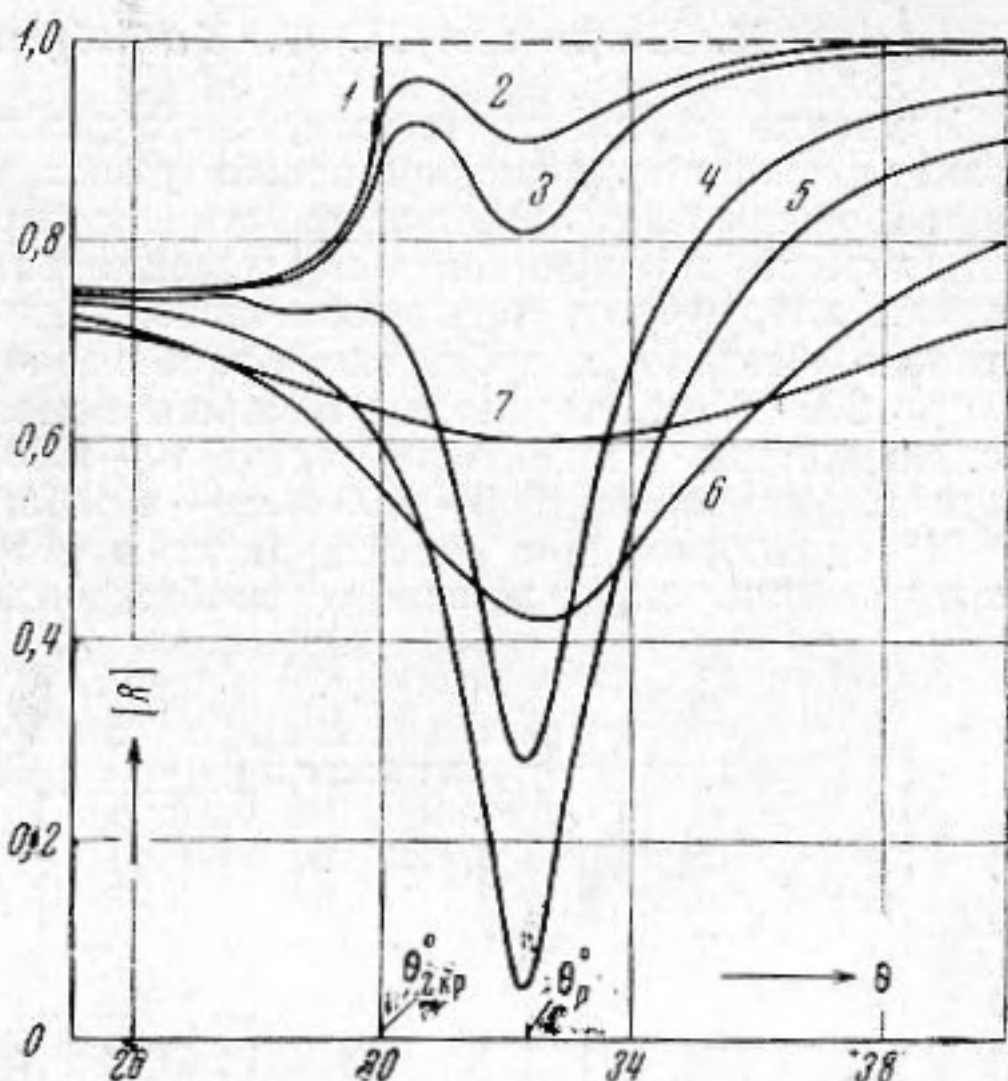
$$|R| \approx 1 - \frac{2M_1 z_0}{M_2^2 + z_0^2} \quad (9)$$

Минимум последнего выражения соответствует  $M_2 = 0$ , и, следовательно,

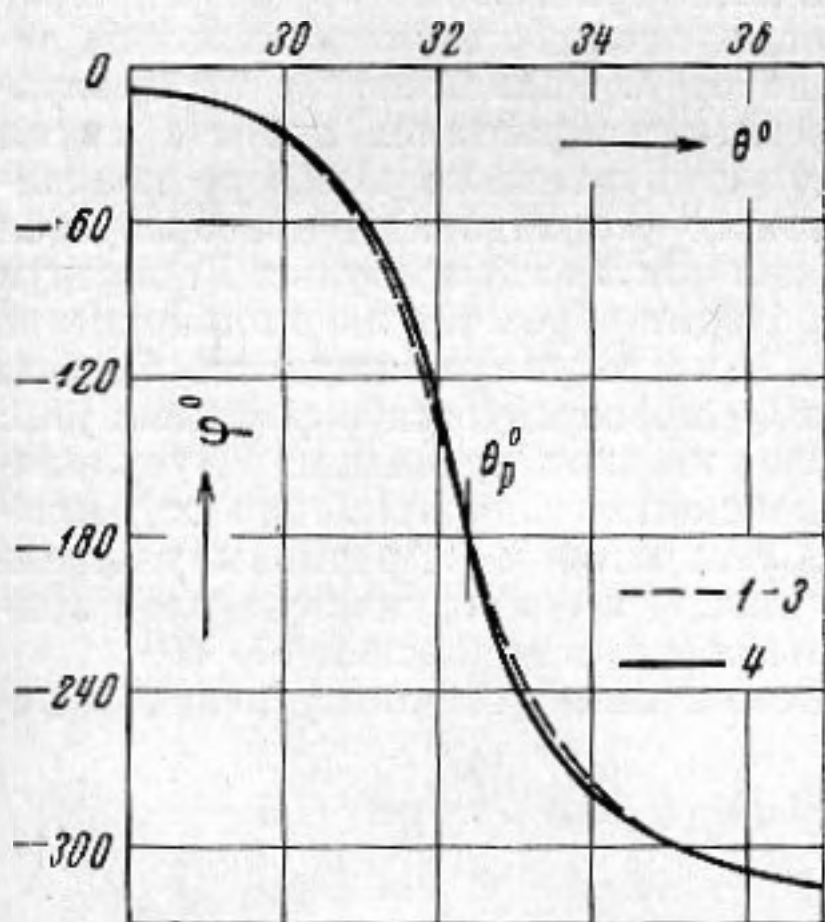
$$|R|_{\min} \approx 1 - \frac{2M_1}{z_0}, \quad \varphi \approx -\pi. \quad (10)$$

Таким образом, влияние малых поглощений сказывается только на величине  $|R|$  и почти не изменяет фазу волны. Дальнейшее увеличение  $\alpha_t$  и  $q_t$  (по сравнению с  $\alpha_t$  влияние  $q_t$  сказывается меньше) приводит к появлению глубокого минимума для  $|R|$  вблизи угла  $\theta \approx \theta_p$ , при достижении некоторого критического значения коэффициента поглощения в среде, когда  $z_0^2 = M_1^2 + M_2^2$ , величина  $|R|$  становится равной нулю и происходит поворот фазы. Физически это соответствует условию компенсации сопротивления жидкости  $z_0$  активной составляющей импеданса твердой среды  $\text{Re}[z_t \cos^2 \beta_t + z_t \sin^2 2\beta_t]$ .

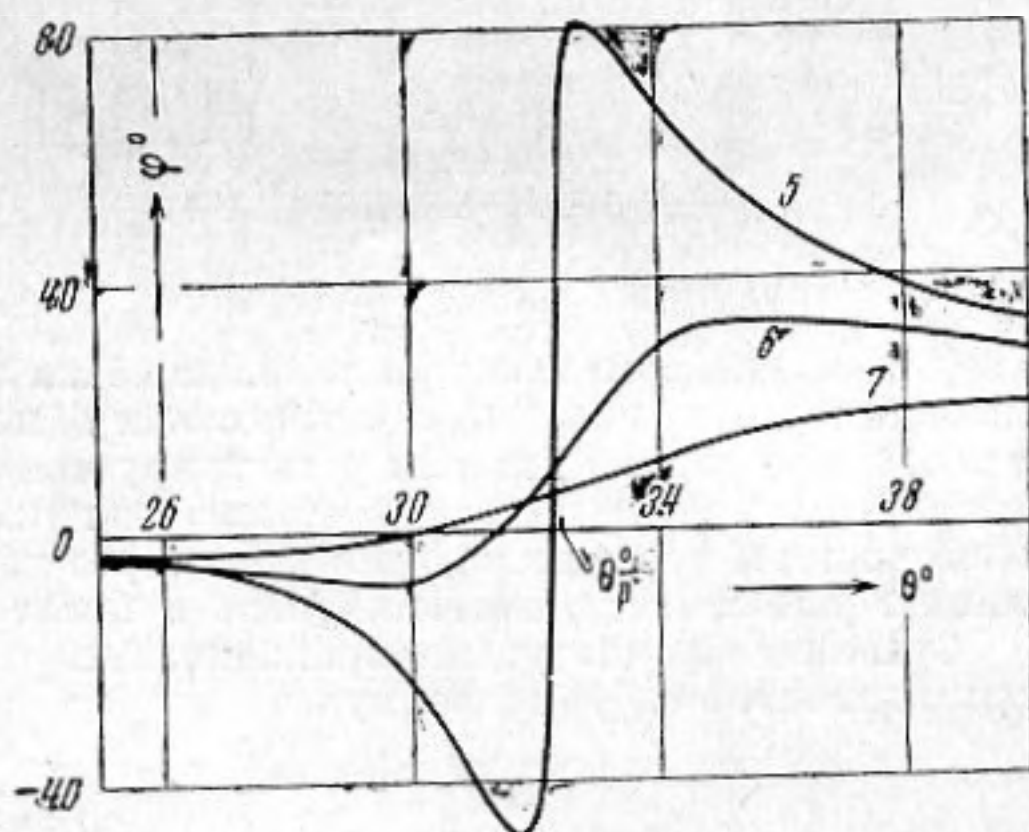
Зависимость модуля и фазы коэффициента отражения от величины поглощения в среде иллюстрируется результатами численных расчетов, выполненных на ЭВМ Минск-2, которые представлены в виде графиков на фиг. 1, 2, 3. В расчетах принималось  $\rho_0 = 1 \text{ г/см}^3$ ;  $\rho / \rho_0 = 2,5$ ;  $c_0 = 1,5 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ ;  $c_t / c_0 = 2$ ;  $c_l / c_0 = 4$ . Соотношение коэффициентов поглощения сдвиговых и продольных волн взято равным  $\alpha_t / q_t =$



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

$= (\alpha_t / q_t) \frac{3}{4} \frac{c_t^2}{c_l^2}$  (последнее отвечает отсутствию диссипации энергии при объемных деформациях). Значения  $\alpha_t / q_t$  для соответствующих кривых равны 1 — 0; 2 — 0,002; 3 — 0,004; 4 — 0,02; 5 — 0,04; 6 — 0,1; 7 — 0,2. Кривые 1—4 соответствуют поглощению меньше критического, 5—7 — больше критического. Изменение фазы в обоих случаях происходит существенно различным образом.

Из приводимых данных видно значительное влияние поглощения при углах падения волны, больших второго критического  $\theta_{2кр}$ .

Для сильно поглощающих сред должны наблюдаться также характерные особенности в отражении звуковых пучков; так, вместо обычного бокового смещения при угле  $\theta = \theta_p$  здесь будет иметь место резкое уменьшение интенсивности пучка.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Бреховских, Волны в слоистых средах. М., Изд-во АН СССР, 1967.

Ленинградский горный институт  
им. Г. В. Плеханова

Поступило в редакцию  
11 июня 1968 г.

УДК 534.28

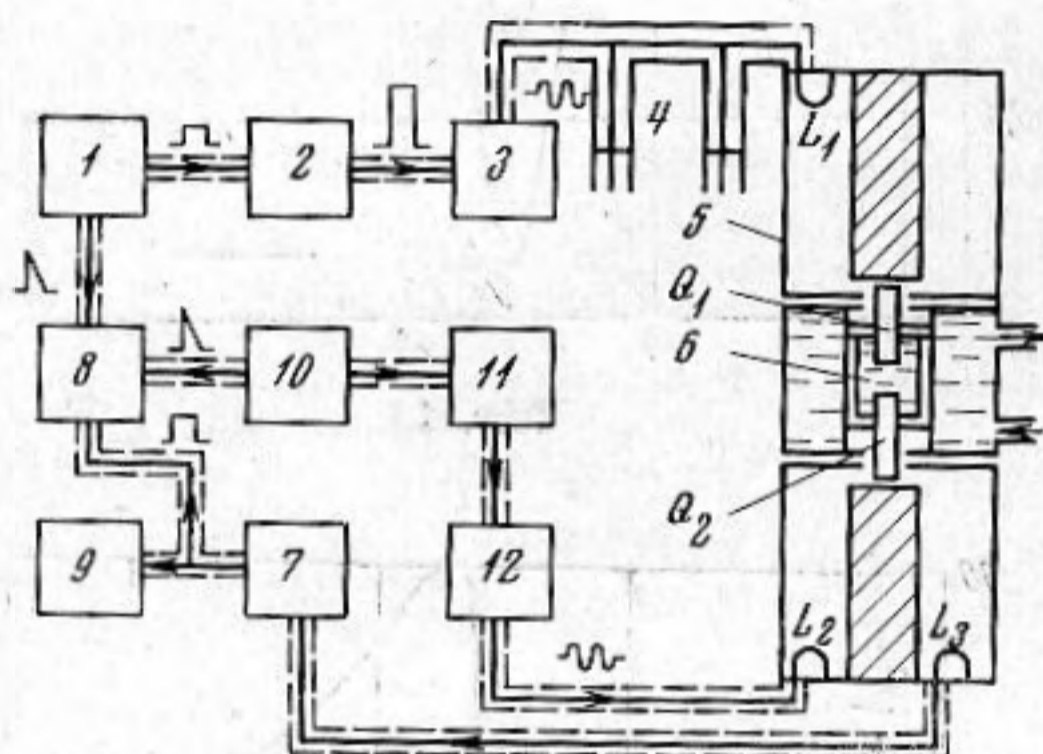
### ИЗМЕРЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ГИПЕРЗВУКА В РЯДЕ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ЧАСТОТАХ 1—2 ГГц

**К. Паршев, П. К. Хабибуллаев, М. Г. Халиулин**

Изучение ультра- и гиперзвуковых свойств жидкостей импульсным методом позволяет расширить диапазон используемых частот и поэтому дает возможность более точно определить времена акустической релаксации. Ниже сообщаются результаты измерения коэффициента поглощения гиперзвука в воде, ацетоне, сероуглероде, толуоле, хлороформе, четыреххлористом углероде, тиофене, хлористом и бромистом метилена, бензоле, хлорбензоле, бромбензоле и фторбензоле в диапазоне частот от 1000 до 2000 МГц. Результаты измерения коэффициента поглощения звука в указанных жидкостях в интервале частот 10—1000 МГц приведены в работах [1—3, 4, 5], а в диапазоне частот 1000—1500 МГц — в работах [5, 6].

Метод излучения и приема звука в области частот 1000—2000 МГц основан на использовании нерезонансного возбуждения

поверхностного слоя монокристалла ниобата лития. Блок-схема установки для измерения коэффициента затухания гиперзвука схематически изображена на фигуре. Генератор импульсов 1 запускает развертку электронного осциллоскопа 8 и импульсного модулятора 2. Модулятор вырабатывает импульсы, которые подаются на анод лампы генератора 3. С генератора высокой частоты 3 радиоимпульс с определенной несущей частотой поступает на коаксиальный трансформатор 4 и через петлю связи  $L_1$  на коаксиальный резонатор 5. Радиоимпульс на поверхности монокристалла ниобата лития  $Q_1$ , установленного в зазоре коаксиального резонатора 5, преобразуется в гиперзвуковой импульс. Гиперзвук проходит через тот же монокристалл  $Q_1$  в исследуемую жидкость 6, и на



поверхности второго монокристалла ниобата лития  $Q_2$  преобразуется в радиоимпульс высокой частоты, который с петли связи  $L_3$  поступает на вход приемника 7, усиливается и после детектирования регистрируется осциллоскопом. Одновременно от калибровочного генератора 11, запускаемого импульсным генератором 10, радиоимпульс высокой частоты через аттенюатор 12 и через петли связи  $L_2$  и  $L_3$  поступает на вход приемника, усиливается, детектируется и после подается на осциллоскоп 8.

Сравнивая амплитуды напряжения гиперзвукового и калибровочного сигналов, находим значение  $\alpha / f^2$  по формуле:

$$\frac{\alpha}{f^2} = \frac{\Delta A}{20f^2 \Delta x \lg e} \quad (1)$$

где  $\alpha$  — амплитудный коэффициент затухания гиперзвука,  $f$  — частота гиперзвука,  $\Delta A = A_2 - A_1$  — изменение амплитуды гиперзвука в децибелах,  $\Delta x$  — приращение акустического пути в жидкости. Точность измерения величины  $\alpha / f^2$  составляла  $\sim 5-7\%$ .

Для калибровки установки проводились контрольные измерения коэффициента затухания гиперзвука в воде и ацетоне в диапазоне частот от 1000 до 2000 МГц (см. таблицу). Как видно из таблицы, в использованном интервале частот значения  $\alpha / f^2 \cdot 10^{-17}$ ,  $\text{см}^{-1} \text{сек}^2$  в этих жидкостях в пределах точности эксперимента, остаются постоянными, что согласуется с результатами ультра- и гиперзвуковых измерений, приведенными в работах [7, 8, 9]. В таблице приведены также экспериментальные значения для толуола, сероуглерода, хлороформа, четыреххлористого углерода, тиофена, хлористого и бромистого метилена, бензола, хлорбензола, бромбензола и фторбензола. Из таблицы видно, что в этих жидкостях наблюдается дисперсия коэффициента поглощения звука [4, 6—9].