

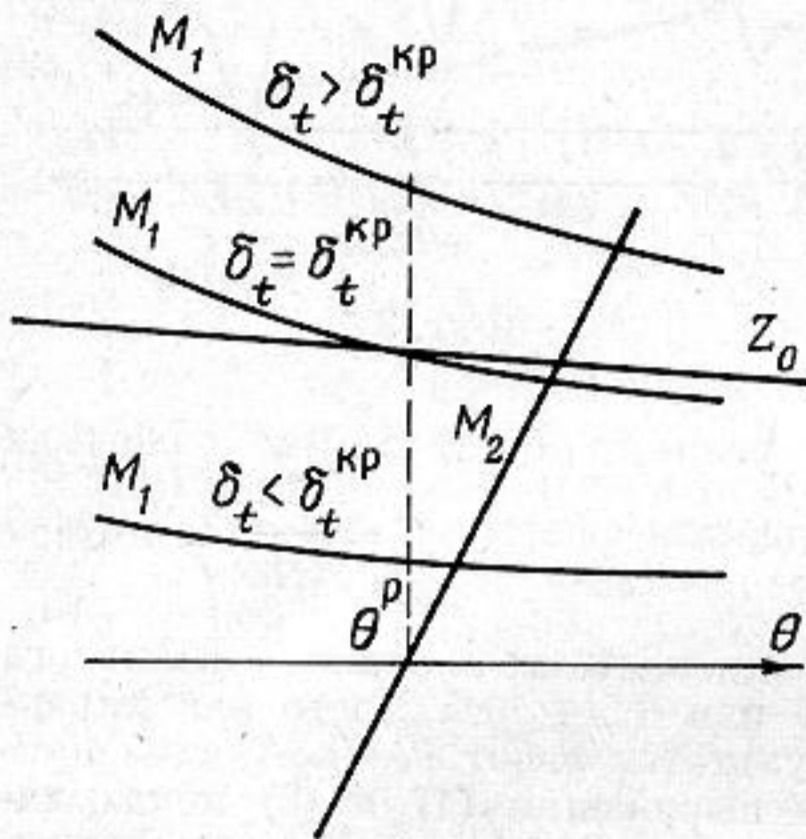
# ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ОТРАЖЕНИЯ ЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ ОТ ГРАНИЦЫ ЖИДКОСТЬ — ТВЕРДАЯ ПОГЛОЩАЮЩАЯ СРЕДА

В. М. Меркулова

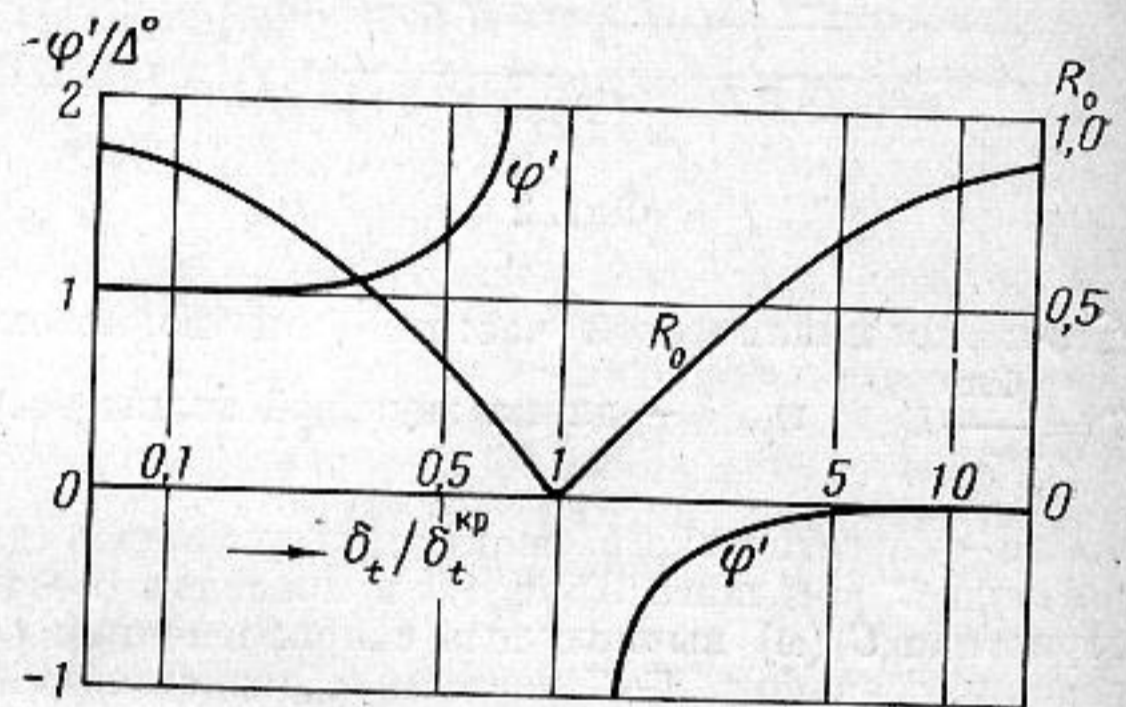
Известно, что при полном внутреннем отражении звуковых пучков от границы жидкость-твердая непоглощающая среда вблизи угла падения  $\Theta_p = \arcsin(c_0/c_p)$  наблюдается боковое смещение пучка, величина которого дается формулой Шоха [1]

$$\Delta^\circ = - \left( \frac{\partial \varphi}{\partial q_x} \right)_{\Theta = \Theta_p} = \frac{2c_0\rho}{\pi f \rho_0} \left[ \frac{r(r-s)}{s(s-1)} \right]^{1/2} \frac{1 + 6s^2(1-g) - 2s(3-2g)}{s-g}. \quad (1)$$

Здесь  $r = (c_t/c_0)^2$ ,  $s = (c_l/c_p)^2$ ,  $g = (c_t/c_l)^2$ ;  $c_l$ ,  $c_t$  — скорости продольных и сдвиговых волн в среде,  $c_0$  — в жидкости,  $c_p$  — скорость волны Рэлея;  $\rho$ ,  $\rho_0$  — плотности среды и жидкости.



Фиг. 1



Фиг. 2

Можно рассмотреть более общий случай отражения от среды с поглощением. Представив волновые числа как  $\bar{q}_{l,t} = q_{l,t} + j\alpha_{l,t}$  ( $\alpha_{l,t}$  — коэффициенты затухания продольных и сдвиговых волн) для модуля и фазы коэффициента отражения будем иметь [2]

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

где

$$\begin{aligned} M_1 &= \text{Re} \left[ \frac{\rho \bar{c}_t}{\cos \bar{\beta}_t} \cos 2\bar{\beta}_t + \frac{\rho \bar{c}_l}{\cos \bar{\beta}_t} \sin 2\bar{\beta}_t \right], \\ M_2 &= \text{Im} \left[ \frac{\rho \bar{c}_t}{\cos \bar{\beta}_t} \cos 2\bar{\beta}_t + \frac{\rho \bar{c}_l}{\cos \bar{\beta}_t} \sin 2\bar{\beta}_t \right], \end{aligned} \quad (3)$$

— действительная и мнимая части полного комплексного импеданса среды, а  $z_0 = \rho_0 c_0 / \cos \Theta$ .

При значениях  $\Theta$ , больших 2-го критического, углы преломления выражаются в виде

$$\bar{\beta}_{l,t} = \left[ \frac{\pi}{2} - \delta_{l,t} \frac{n_{l,t}}{(n_{l,t}^2 - 1)^{1/2}} \right] - j \text{Arsh}(n_{l,t}^2 - 1)^{1/2}, \quad (4)$$

введены обозначения:  $\delta_{l,t} = \alpha_{l,t} / q_{l,t}$ ,  $n_{l,t} = (c_{l,t} / c_0) \cdot \sin \Theta$ . Из выражения (3) и (4), удерживая линейные по  $\delta_{l,t}$  члены, находим

$$M_1 = \delta_l \rho c_l \frac{(2n_l^2 - 1)^2}{(n_l^2 - 1)^{3/2}} + \delta_l \rho c_t 4n_l^2 \left[ \frac{4n_l^2 - 3}{(n_l^2 - 1)^{1/2}} - \frac{2(2n_l^2 - 1)}{(n_l^2 - g)^{1/2}} \right], \quad (5)$$

$$M_2 = \rho c_t 4n_l^2 (n_l^2 - 1)^{1/2} - \frac{\rho c_l}{(n_l^2 - 1)^{1/2}} (2n_l^2 - 1)^2. \quad (6)$$

Видно, что для углов  $\Theta > \Theta_{\text{крит}}$  активная составляющая импеданса целиком обуславливается наличием поглощения в среде. Для подавляющего большинства твердых тел (коэффициент Пуассона  $\sigma = 0,2 \div 0,4$ ) второй член в формуле (5) существенно больше первого, т. е. поглощение сдвиговых волн является определяющим.

Модуль коэффициента отражения в случае наличия поглощения всегда меньше единицы, вблизи угла  $\Theta_p$  он проходит через минимум, равный

$$|R|^{\Theta_p} = \left| \frac{M_1^{\Theta_p} - z_0}{M_1^{\Theta_p} + z_0} \right|. \quad (7)$$

Если  $\delta_t$  — мало, так что выполняется условие  $M_1^{\Theta_p} < z_0$ , то отражающая среда эквивалентна среде с низким акустическим сопротивлением, фазы падающей и отраженной волн здесь отличаются на  $\pi$ . При  $M_1^{\Theta_p} = z_0$ ,  $|R|^{\Theta_p} = 0$ , этому критическому случаю отвечает

$$\delta_t^{kp} = \frac{\rho_0}{\rho} \frac{(2s-1)}{4s(3-2s)} \left( \frac{s-1}{r-s} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Значение  $\delta_t^{kp}$  достаточно велико, а поэтому может быть достигнуто только в сильно поглощающих материалах.

Характер изменения величин  $z_0$ ,  $M_2$ , а также  $M_1$  при разных  $\delta_t$  вблизи  $\Theta_p$  показан на фиг. 1.

Перейдем теперь к рассмотрению особенностей отражения ограниченного пучка. Угол между осью пучка и осью  $z$  примем равным  $\Theta_p$ , ширина следа на граничной поверхности равна  $2a$ . Будем пренебрегать эффектом дифракционного расхождения, полагая амплитуду потенциала постоянной по сечению пучка. Возбуждающее поле на поверхности среды ( $z=0$ ) может быть задано в виде

$$\left. \begin{aligned} -a < x < a, & \Psi_0 \exp(jq_p x) \\ |x| > a, & 0 \end{aligned} \right\} = \frac{\Psi_0 \exp(jq_p x)}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin a\Omega}{\Omega} \exp(jx\Omega) d\Omega, \quad (9)$$

здесь  $q_x = q_0 \sin \Theta$ ,  $\Omega = q_x - q_p$ .

Поле отраженного пучка определится выражением

$$\Psi_{\text{отр}}(x) = \frac{\Psi_0 \exp(jq_p x)}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |R(q_x)| \exp[j\varphi(q_x)] \frac{\sin a\Omega}{\Omega} \exp(jx\Omega) d\Omega. \quad (10)$$

Вычисление этого интеграла можно выполнить приближенно, разлагая модуль и фазу коэффициента отражения в ряд. Вблизи  $q_x = q_p$  модуль проходит через минимум, а скорость изменения фазы максимальна, поэтому  $R'(q_p) \approx 0$ ,  $\varphi''(q_p) \approx 0^*$  (штрихами отмечены производные по  $q_x$ ). С точностью до членов порядка  $\Omega^2$ , находим

$$|R(q_x)| \approx R_0(q_p) + \frac{\Omega^2}{2} R''(q_p), \quad \varphi(q_x) \approx \varphi_0(q_p) + \Omega \varphi'(q_p). \quad (11)$$

Потенциал отраженного пучка представляется суммой

$$\begin{aligned} \Psi_{\text{отр}}(x) = & \frac{\Psi_0 R_0}{\pi} \exp[j(\varphi_0 + q_p x)] \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin a\Omega}{\Omega} \exp[j(x + \varphi')\Omega] d\Omega + \\ & + \frac{\Psi_0 R''}{2\pi} \exp[j(\varphi_0 + q_p x)] \int_{-\Omega_1}^{\Omega_1} \Omega \sin a\Omega \exp[j(x + \varphi')\Omega] d\Omega. \end{aligned} \quad (12)$$

В последнем интеграле пределы интегрирования ограничены значениями  $\pm \Omega_1$ , в области которых справедливы разложения (11). Из сравнения с формулой (10) видно, что распределение поля, даваемое первым членом в (12), тождественно полю падающего пучка, который смещен вдоль оси  $x$  на интервал, равный  $-\varphi'$ , и имеет амплитуду в  $R_0$  раз меньшую; второй член характеризует изменение амплитуды (модуляцию) по сечению отраженного пучка.

Из формул (7), (8) и (2), (6) соответственно находим

$$R_0(q_p) = \left| \frac{1 - \delta_t/\delta_t^{kp}}{1 + \delta_t/\delta_t^{kp}} \right|, \quad (13)$$

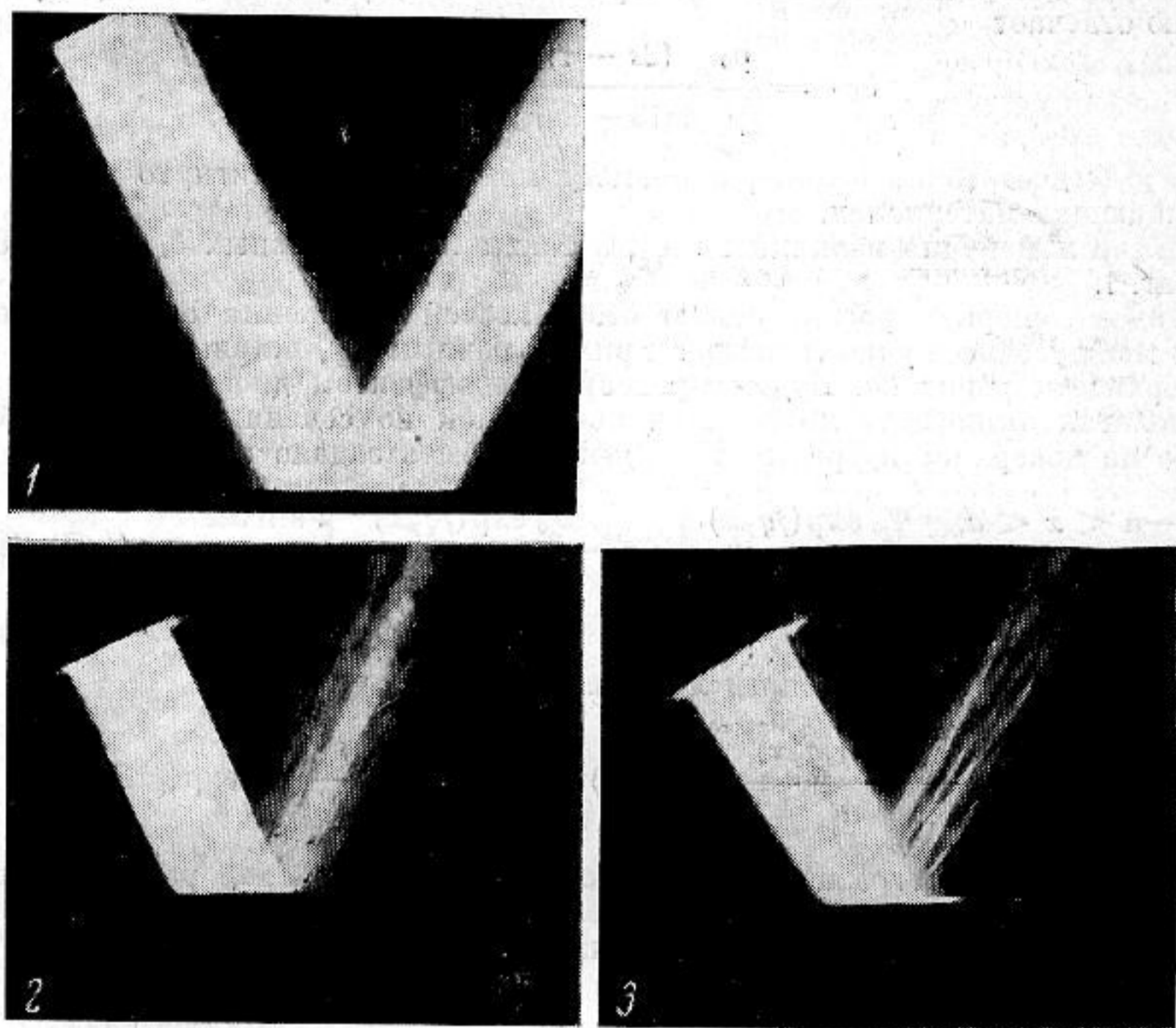
$$\varphi'(q_p) = \frac{-2}{[1 - (M_1^{\Theta_p}/z_0)]^2 z_0} \left( \frac{\partial M_2}{\partial q_x} \right)_{\Theta=\Theta_p} = \frac{-\Delta^0}{1 - (\delta_t/\delta_t^{kp})^2}, \quad (14)$$

здесь  $\Delta^0$  — шоховское смещение при отсутствии поглощения в среде (формула (1)). На фиг. 2 показано как меняются величины  $R_0$  и  $\varphi'$  в функции отношения  $\delta_t/\delta_t^{kp}$ .

\* Подробный анализ показывает, что  $\varphi''$  обращается в нуль при угле  $\Theta_p'$  несколько меньшем, чем  $\Theta_p$  (в отсутствие поглощения). Если  $\rho_{c,t} \gg \rho_0 c_0$ , различие  $\Theta_p'$  и  $\Theta_p$  пренебрежимо мало.

Таким образом, при наличии поглощения в интенсивности отраженного пучка вблизи угла  $\theta_p$  должен наблюдаться провал, глубина которого пропорциональна  $R_0^2$ , сам пучок становится более неоднородным по сечению (возрастает  $R''$ ). Величина бокового смещения при  $\delta_t > \delta_t^{kp}$  стремится к нулю.

Для экспериментального наблюдения отражения ультразвуковых пучков был использован метод Теплера. Исследовался ряд образцов горных пород достаточно сильно различающихся по поглощению звука. Теневые фото фиг. 3 иллюстрируют ( $f = 4,7$  Мгц) изменение характера отражения в зависимости от  $\delta_t / \delta_t^{kp}$ .



Фиг. 3

1. Монокристаллический кварц —  $Y$  — срез ( $\delta_t / \delta_t^{kp} \leq 10^{-5}$ ). Отраженный пучок имеет постоянную интенсивность по сечению и смещен на величину  $\Delta^0$ .

2. Кварцит ( $\delta_t / \delta_t^{kp} \approx 0,25$ ). Видна неоднородная структура отраженного пучка; боковое смещение приблизительно равно  $\Delta^0$ .

3. Песчаник ( $\delta_t / \delta_t^{kp} \approx 3$ ). Вблизи угла  $\theta_p$  резко падает интенсивность пучка; смещение практически отсутствует.

Отмеченные особенности отражения пучков могут использоваться для оценки величин затухания сдвиговых волн в сильно поглощающих средах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Schöch. Seitliche Versetzung eines total reflektierten Strahls bei Ultraschallwellen. *Acustica*, 2, 1, 18, 1952.
2. В. М. Меркулова. Об отражении звуковых волн от границы жидкости и твердой поглощающей среды. *Акуст. ж.*, 1969, 15, 3, 464.

Ленинградский горный институт  
им. Г. В. Плеханова

Поступила  
1 марта 1971 г.

УДК 535.42:534.29

### О ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛНАХ В АНГАРМОНИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

*Б. И. Минков, Б. Л. Тиман*

Известно, что при дифракции Рамана — Ната при рассеянии света на ультразвуковых волнах в жидкостях может наблюдаться существенная асимметрия дифракционной картины [1]. Это явление связано с нелинейными эффектами, приводящими к искажению профиля ультразвуковой волны. В работе [2] проведен анализ влияния упругой нелинейности на дифракцию Рамана — Ната при рассеянии света на ультразвуковых волнах в кристаллах и показано, что обусловленная упругой нелинейностью генерация второй гармоники влияет на интенсивность максимумов первого порядка таким образом, что один из максимумов усиливается, а другой ослабляется.