

скоростям  $c_i$ ,  $c_\alpha$  и  $c_\beta$  соответствующих волн равны между собой:

$$\frac{\sin\theta_i}{c_i} = \frac{\sin\theta_\alpha}{c_\alpha} = \frac{\sin\theta_\beta}{c_\beta} \quad (1)$$

(индексы  $\alpha$  и  $\beta$  обозначают поляризации отражённых и преломлённых волн). В изотропных средах, где направления волновых векторов совпадают с направлениями звуковых лучей, законы отражения и преломления принимают привычную форму закона Снелля. В анизотропных средах законы отражения определяют только направления волновых нормалей; как будут распространяться преломлённые или отражённые лучи, зависит от направления лучевых скоростей, соответствующих этим нормалям.

При достаточно малых углах падения все отражённые и преломлённые волны представляют собой плоские волны, уносящие энергию падающего излучения от границы раздела. Однако, если скорость  $c_\beta$  для к.-л. преломлённой волны  $\beta$  больше скорости  $c_i$  падающей волны, то для углов падения, больших т. н. критич. угла  $\theta_\beta = \arcsin(c_i/c_\beta)$ , нормальная компонента  $k_\beta^z$  волнового вектора соответствующей преломлённой волны становится мнимой, а сама прошедшая волна превращается в неоднородную волну, бегущую вдоль поверхности раздела и экспоненциально убывающую в глубь среды 2. Однако падение волны на границу раздела под углом, большим критического  $\theta_\beta$ , может и не приводить к полному отражению, поскольку энергия падающего излучения может проникать во 2-ю среду в виде волн другой поляризации.

Критич. угол существует и для отражённых волн, если при О. з. происходит конверсия мод и фазовая скорость волны  $c_\alpha$ , возникающей в результате конверсии, больше скорости  $c_i$  падающей волны. Для углов падения, меньших критич. угла  $\theta_\alpha = \arcsin(c_i/c_\alpha)$ , часть падающей энергии уносится от границы в виде отражённой волны с поляризацией  $\alpha$ ; при  $\theta_i > \theta_\alpha$  такая волна оказывается неоднородной, затухающей в глубь среды 1, и не принимает участия в переносе энергии от границы раздела. Напр., критич. угол  $\theta_{L,T} = \arcsin(c_T/c_L)$  возникает при отражении поперечной акустич. волны  $T$  от границы изотропного твёрдого тела и конверсии её в продольную волну  $L$  ( $c_T$  и  $c_L$  — скорости поперечной и продольной звуковой волны соответственно).

Амплитуды отражённых  $A_r^i$  и преломлённых  $A_t^i$  волн в соответствии с граничными условиями линейным образом выражаются через амплитуду  $A_i$  падающей волны, подобно тому, как эти величины в оптике выражаются через амплитуду падающей эл.-магн. волны с помощью Френеля формул. Отражение плоской волны количественно характеризуется амплитудными коэф. отражения, представляющими собой отношения амплитуд отражённых волн к амплитуде падающей:  $R_\alpha = A_r^\alpha/A_i$ . Амплитудные коэф. отражения в общем случае комплексны: их модули определяют отношения абс. значений амплитуд, а фазы задают фазовые сдвиги отражённых волн. Аналогично определяются и амплитудные коэф. прохождения  $T_\beta^i = A_t^\beta/A_i$ . Перераспределение энергии падающего излучения между отражёнными и преломлёнными волнами характеризуется коэф. отражения  $R_\alpha^i$  и прохождения  $T_\beta^i$  по интенсивности, представляющими собой отношения нормальных к границе раздела компонент средних по времени плотностей потоков энергии в отражённой (преломлённой) и в падающей волнах:

$$R_\alpha^i = \frac{I_r^i \cos\theta_r^i}{I_i \cos\theta_i} = \frac{c_\alpha \cos\theta_r^i}{c_i \cos\theta_i} \left| \frac{A_r^\alpha}{A_i} \right|^2, \quad (2)$$

$$T_\beta^i = \frac{I_t^\beta \cos\theta_t^\beta}{I_i \cos\theta_i} = \frac{\rho_2 c_\beta \cos\theta_t^\beta}{\rho_1 c_i \cos\theta_i} \left| \frac{A_t^\beta}{A_i} \right|^2,$$

где  $I_i$ ,  $I_r^i$ ,  $I_t^i$  — интенсивности звука в соответствующих волнах,  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — плотности соприкасающихся сред. Баланс энергии, подводимой к границе раздела и уносимой от неё, сводится к балансу нормальных компонент потоков энергии:

$$\sum_\alpha R_\alpha^i + \sum_\beta T_\beta^i = 1. \quad (3)$$

Коэф. отражения зависят как от акустич. свойств соприкасающихся сред, так и от угла падения  $\theta_i$ . Характер угл. зависимости определяется наличием критич. углов, а также углов нулевого отражения  $\theta_{0\alpha}$ , при падении под к-рыми отражённая волна с поляризацией  $\alpha$  не образуется.

О. з. на границе двух жидкостей [1—3]. Наиб. простая картина О. з. возникает на границе раздела двух жидкостей. Конверсия волн при этом отсутствует, и отражение происходит по зеркальному закону, а коэф. отражения равен

$$R(\theta_i) = \frac{1 - \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{c_1^2}{c_2^2} - \sin^2\theta / \cos\theta} \right)}{1 + \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{c_1^2}{c_2^2} - \sin^2\theta / \cos\theta} \right)}, \quad (4)$$

где  $\rho_{1,2}$  и  $c_{1,2}$  — плотности и скорости звука в граничащих средах 1 и 2. Если скорость звука для падающей волны больше скорости звука для преломлённой ( $c_1 > c_2$ ), то критич. угол отсутствует. Коэф. отражения действителен и плавно меняется от значения

$$R_0 = \frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1} \quad (5)$$

при нормальном падении волны на границу раздела до значения  $R = -1$  при скользшем падении ( $\theta_i = \pi/2$ ). Если акустич. импеданс  $\rho_2 c_2$  среды 2 больше импеданса  $\rho_1 c_1$  среды 1, то при угле падения

$$\theta_0 = \arcsin \sqrt{(\rho_2^2 c_2^2 - \rho_1^2 c_1^2) / c_2^2 (\rho_2^2 - \rho_1^2)} \quad (6)$$

коэф. отражения обращается в нуль и всё падающее излучение полностью проходит в среду 2.

Когда  $c_1 < c_2$ , возникает критический угол  $\theta_{\text{крит}} = \arcsin(c_1/c_2)$ . При  $\theta_i < \theta_{\text{крит}}$  коэф. отражения — действительная величина; фазовый сдвиг между падающей и отражённой волнами отсутствует. Величина коэф. отражения меняется от значения  $R_0$  при нормальном падении до  $R = 1$  при угле падения, равном критическому. Нулевое отражение и в этом случае может иметь место, если для акустич. импедансов сред выполняется обратное неравенство  $\rho_2 c_2 < \rho_1 c_1$ ; угол нулевого отражения по-прежнему определяется выражением (6). Для углов падения, больших критического, имеет место полное внутр. отражение:  $|R(\theta_i)| \equiv 1$ , и падающее излучение в глубь среды 2 не проникает. В среде 2, однако, формируется неоднородная волна; с её возникновением связаны комплексность коэф. отражения и соответствующий фазовый сдвиг между отражённой и падающей волнами. Этот сдвиг объясняется тем, что поле отражённой волны формируется в результате интерференции двух полей: зеркально отражённой волны и волны, переизлучаемой в среду 1 неоднородной волной, возникшей в среде 2. При отражении неплоских (напр., сферических) волн такая переизлучённая волна наблюдается реально в эксперименте в виде т. н. боковой волны (см. Волны, раздел Отражение и преломление волн).

О. з. от границы твёрдого тела [1—3, 5—7]. Характер отражения усложняется, если отражателем является твёрдое тело. Когда скорость звука  $c$  в жидкости меньше скоростей продольного  $c_L$  и поперечного  $c_T$  звука в твёрдом теле, при отражении на границе жидкости с твёрдым телом возникают два критич. угла: продоль-