

Л. БЕРГМАН

УЛЬТРАЗВУК  
И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ  
В НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

*Перевод с немецкого*

*Под редакцией*

В. С. ГРИГОРЬЕВА и Л. Д. РОЗЕНБЕРГА

*Издание второе*

1957

ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

*Москва*

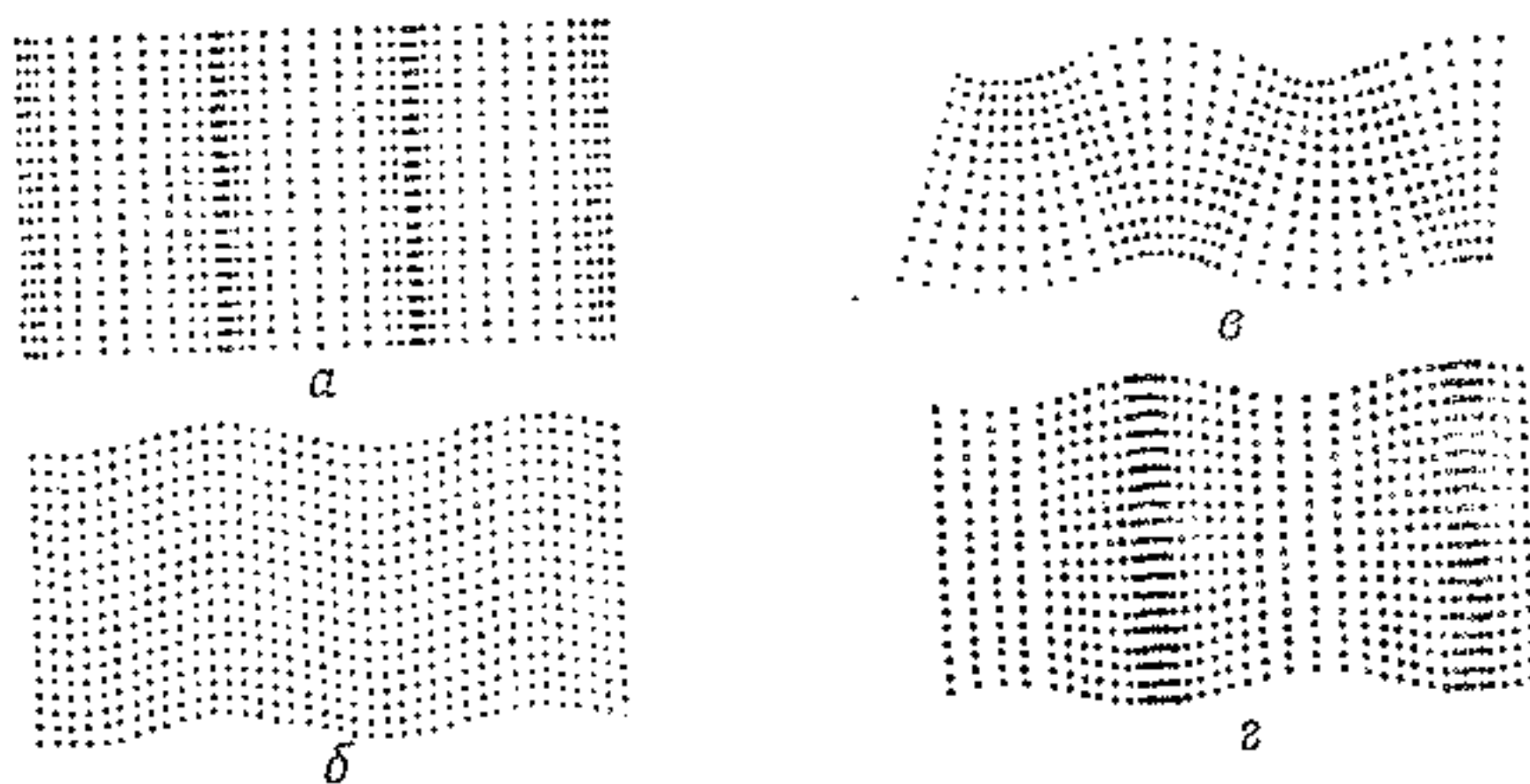
## Глава V

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УПРУГИХ И ФОТОУПРУГИХ ПОСТОЯННЫХ ПРИ ПОМОЩИ УЛЬТРАЗВУКА

### § 1. ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ УПРУГИХ ПОСТОЯННЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

В то время как в жидкостях и газах возможен только один тип волн, а именно волны сжатия, т. е. чисто продольные колебания, в твердых телах, кроме того, могут распространяться еще поперечные и крутильные колебания, обуславливающие появление поперечных волн, или волн сдвига (фиг. 376, *a* и *б*). Причина этого явления

в пластине определенной толщины, бесконечно протяженной в двух других направлениях, по этим направлениям вместо поперечных волн могут распространяться волны изгиба; при этом частицы среды получают смещения, показанные на фиг. 376, *в*. Чисто поперечное движение совершают при этом только частицы, лежащие



Ф и г. 376. Типы волн в твердом теле.  
*a*—продольные волны, *б*—поперечные волны, *в*—изгибные волны, *г*—волны растяжения.

заключается в том, что в твердых телах, помимо чистого сжатия или разрежения, могут возникать и сдвиговые напряжения в результате деформаций сдвига; в обычных жидкостях и газах это невозможно, так как для них модуль сдвига равен нулю (см. также гл. IV, § 2, п. 7).

В жидкостях и газах приходится иметь дело лишь с объемной упругостью; в твердых же телах наряду с ней появляется упругость формы. Таким образом, в ограниченной среде характер возбужденных волн зависит еще и от формы тела, что часто очень усложняет картину. Например,

в средней плоскости; частицы, лежащие вне ее, испытывают также и продольные смещения. Чисто изгибные волны получаются только тогда, когда длина волны  $\lambda$  велика по сравнению с толщиной пластины  $d$ ; практически это условие можно считать выполненным уже при  $\lambda/d \approx 10$ .

При ограничении среды в двух измерениях получается тело, имеющее форму стержня, в котором звуковые волны распространяются в направлении его оси не в виде чистых продольных волн, а в виде волн растяжения (фиг. 376, *г*), связанных с изменением поперечных размеров

стержня. Вдоль стержня могут распространяться также крутильные колебания в виде так называемых крутильных волн. Кроме того, возможно возникновение продольных волн в радиальном направлении; явления связи между такими радиальными колебаниями и колебаниями в направлении оси стержня могут повести к весьма слож-

ной волновой картине (см. п. 3 настоящего параграфа). Кроме этих волн, на поверхности твердого тела могут возникать еще и так называемые поверхностные волны. Теоретически они впервые были рассмотрены Релеем и поэтому в литературе часто называются релеевскими. В табл. 67а дана сводка различных типов волн, возмож-

Таблица 67а

ТИПЫ ВОЛН И СКОРОСТИ ЗВУКА В ТВЕРДЫХ ИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

Форма волны	Среда		Определения и обозначения	Примечания
	неограниченная: $\lambda < \text{размеров тела}$	ограниченная: $\lambda \geq \text{размеров тела}$		
Чисто продольные волны (фиг. 376, а)	1. $c_l = \sqrt{dp/d\rho}$ 2. $c_l = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1-\sigma}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}}$ 3. $c_l = \sqrt{(\delta + 2\mu)/\rho}$	Не бывают	К 1: Пригодно также для жидкостей и газов К 2: $\sigma$ — коэффициент Пуассона поперечного сжатия: $0 < \sigma < 0.5$ К 3: $\delta, \mu$ — постоянные Ламе	
Чисто поперечные волны (фиг. 376, б)	4. $c_t = \sqrt{\mu/\rho}$ 5. $c_t = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1}{2(1+\sigma)}}$	Не бывают	К 4: $\mu$ — постоянная Ламе, т. е. модуль сдвига, кручения, среза К 5: $E/2\mu = 1 + \sigma$	
Волны растяжения (376, в)	Не бывают	6. $c_D = \sqrt{E/\rho}$ 7. $c_D = \sqrt{\frac{\mu(3\delta + 2\mu)}{(\delta + \mu)\rho}}$	К 6, 2, 5: $E$ — модуль Юнга. Среда в виде стержня	
Волны изгиба (фиг. 376, в)	Не бывают	8. $c_B = \frac{\pi r}{\lambda} \sqrt{E/\rho} = \sqrt{\pi r f} \sqrt{E/\rho}$ 9. $c_B = \frac{\pi d}{\lambda \sqrt{3}} \sqrt{\frac{E}{(1-\sigma^2)\rho}} = \sqrt{\pi d f} \sqrt{\frac{E}{3(1-\sigma^2)\rho}}$	К 8: Среда — бесконечно длинный стержень радиуса $r$ К 9: Среда — бесконечная пластина толщины $d$	Скорость изгибных волн зависит от длины волны (или от частоты)
Поверхностные волны	10. $c_0 = \frac{0,87 + 1,12\sigma}{1 + \sigma} \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$	Не бывают	Иначе называются релеевскими волнами	
Крутильные волны (см. п. 3 этого параграфа)	Не бывают	11. $c_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1}{2(1+\sigma)}}$	К 11: Среда — стержень или труба	
Продольные радиальные волны (см. п. 3 этого параграфа)	Не бывают	12. $j = \frac{x}{2\pi r} \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1-\sigma}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}}$	К 12: Среда — бесконечно длинный стержень радиуса $r$ Характеризуются не скоростью звука $c$ , а собственной частотой $f$	$x$ — корень уравнения $xJ_0(x) + \frac{2\sigma-1}{1-\sigma} J_1(x) = 0$ , где $J_0$ и $J_1$ — бесселевы функции нулевого и первого порядка

ных в твердом теле, а также формул для скорости их распространения. Ниже будут подробнее рассмотрены отдельные случаи.

### 1. Бесконечно протяженная среда

Исследуемую среду можно считать бесконечно протяженной, если ее размеры очень велики по сравнению с длинами распространяющихся в ней упругих волн<sup>1)</sup>. Скорости распространения разных типов волн, могущих распространяться в твердом теле, различны и зависят от упругих постоянных среды. В наиболее простом случае изотропной среды ее упругие свойства характеризуются двумя постоянными; в анизотропных телах—кристаллах—число постоянных определяется кристаллографической системой. Упругие свойства правильного кристалла определяются тремя постоянными, кристалла тригональной или тетрагональной системы—шестью, кристалла моноклинной системы—тринадцатью и кристалла триклинной системы—двадцатью одной постоянной<sup>2)</sup>.

Упругие свойства изотропного тела могут быть описаны двумя упругими постоянными Ламе  $\delta$  и  $\mu$ <sup>3)</sup>. Постоянная  $\mu$  представляет собой модуль сдвига. В теории упругости<sup>4)</sup> показывается, что скорость распространения чистых продольных волн в бесконечно протяженной среде выражается формулой

$$c_l = \sqrt{\frac{\delta + 2\mu}{\rho}}, \quad (293)$$

<sup>1)</sup> Это условие недостаточно. В действительности понятие о неограниченной среде можно пользоваться даже при соблюдении этого условия лишь тогда, когда можно практически не считаться с волнами, отраженными от границ тела (например, в определенные моменты времени при импульсном излучении, или при наличии достаточного затухания в среде при непрерывном излучении).—Прим. ред.

<sup>2)</sup> В то время как в принимаемой здесь за основу теории упругости кристаллов Фохта и Борна предполагается, что силы, возникающие между атомами в кристалле при изменении межатомных расстояний, являются центральными, недавно Лаваль [J. Laval, C. R. Acad. Sci., Paris, 232, 1947 (1951)] связал эти силы с тензором смещений и получил для триклинной системы 45 упругих постоянных.

<sup>3)</sup> Обычно упругие постоянные Ламе обозначаются через  $\lambda$  и  $\mu$ . Однако, поскольку в настоящей книге  $\lambda$  обозначает длину волны звука, мы пользуемся здесь обозначением  $\delta$ .

<sup>4)</sup> См., например, Cl. Schaefer, Einführung in die theoretische Physik, Bd. I. 3 Aufl., Berlin, 1929. (См. перевод: К. Шефер, Введение в теоретическую физику, М.—Л., 1934; см. также Лейбензон, Краткий курс теории упругости, ОГИЗ, 1942.—Прим. ред.)

где  $\rho$ —плотность, а скорость распространения чистых поперечных или сдвиговых волн—формулой

$$c_t = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}. \quad (294)$$

Для практических целей оказалось целесообразным ввести еще две постоянные: модуль Юнга  $E$  и коэффициент поперечного сжатия, или коэффициент Пуассона  $\sigma$ <sup>1)</sup>, которые определяются формулами:

$$E = \frac{\mu(3\delta + 2\mu)}{\delta + \mu}, \quad (295)$$

$$\sigma = \frac{\delta}{2(\delta + \mu)}. \quad (296)$$

Разумеется, три величины  $E$ ,  $\mu$  и  $\sigma$  не независимы; они связаны друг с другом соотношением

$$\frac{E}{2\mu} = 1 + \sigma. \quad (297)$$

При использовании этих соотношений формулы (293) и (294) принимают следующий вид:

$$c_l = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1-\sigma}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}} = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1}{1-\frac{2\sigma^2}{1-\sigma}}}, \quad (298)$$

$$c_t = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1}{2(1+\sigma)}}. \quad (299)$$

Чтобы  $c$  было выражено в см/сек,  $E$  и  $\mu$  должны быть выражены в дин/см<sup>2</sup>. Если  $E$  и  $\mu$  выражены, как это часто делается в технике, в кг/мм<sup>2</sup>, то для перевода в дин/см<sup>2</sup> достаточно умножить соответствующие величины на  $9,81 \cdot 10^7$ .

Как известно, модуль Юнга  $E$  связан с модулем всестороннего сжатия  $Q$  соотношением.

$$Q = \frac{E}{3(1-2\sigma)}. \quad (300)$$

<sup>1)</sup> Коэффициентом Пуассона  $\sigma$  называется отношение относительного уменьшения поперечного размера стержня к относительному увеличению его продольного размера при растяжении. Опыт показывает, что  $\sigma$  лежит между 0,2 и 0,5. Часто, особенно в технике, коэффициентом Пуассона называют обратную величину  $1/\sigma = m$ , т. е. отношение продольного удлинения к поперечному сжатию. Это легко может привести к ошибкам. При пользовании величиной  $m$  получаются следующие соотношения:  $G = Em/[2(m+1)]$ ,  $m = 2G/(E-2G)$ . Здесь вместо  $\mu$  модуль сдвига обозначен, как это часто делается в технике, через  $G$ .

Таким образом, формулы (298) и (299) можно также представить в виде

$$c_l = \sqrt{\frac{3Q(1-\sigma)}{\rho(1+\sigma)}} = \sqrt{\frac{Q + \frac{4}{3}\mu}{\rho}}, \quad (298a)$$

$$c_t = \sqrt{\frac{3Q(1-2\sigma)}{2\rho(1+\sigma)}}. \quad (299a)$$

Отсюда получаем

$$\frac{c_l}{c_t} = \sqrt{\frac{2(1-\sigma)}{1-2\sigma}}. \quad (301)$$

Для многих материалов  $\sigma$  приближенно равно  $1/4$  и, следовательно,  $c_l/c_t = \sqrt{3}$ .

Из формулы (301) получаем выражение

$$\sigma = \frac{2 - (c_l/c_t)^2}{2 - 2(c_l/c_t)^2}, \quad (301a)$$

позволяющее рассчитать коэффициент поперечного сжатия по отношению скоростей продольной и поперечной волн. Скорость распространения поверхностных, или релеевских, волн, распространяющихся вдоль граничной поверхности бесконечно протяженной среды, определяется формулой

$$c_0 = \frac{0,87 + 1,12\sigma}{1 + \sigma} \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1}{2(1+\sigma)}} = \frac{0,87 + 1,12\sigma}{1 + \sigma} \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}. \quad (302)$$

В первом приближении можно положить скорость  $c_0$  равной 0,9 скорости поперечных волн. Поверхностные волны в ультразвуковой области можно использовать для измерения констант материалов. Файрстон и Фредерик [606] приводят описание интерферометра, в котором используются релеевские волны.

При косом падении продольной или поперечной волны на границу, разделяющую два твердых тела или твердую и жидкую среды, имеет место следующая форма закона Снеллиуса:

$$\frac{\sin \alpha_l}{c_{II}} = \frac{\sin \beta_t}{c_{III}} = \frac{\sin \beta_l}{c_{III}}, \quad (303)$$

где  $\alpha_l$ —угол падения продольной волны,  $\beta_t$ —угол преломления поперечной волны,  $\beta_l$ —угол преломления продольной волны,  $c_{II}$  и  $c_{III}$ —скорости распространения продольных волн соответственно в средах I и II,  $c_{II}$  и  $c_{III}$ —скорости распространения поперечных волн соответственно в средах I и II. Кроме того, углы отражения  $\alpha'_l$  и  $\alpha'_t$  удовлетворяют соотношениям

$$\alpha_l = \alpha'_l \quad \frac{\sin \alpha_l}{c_{II}} = \frac{\sin \alpha'_l}{c_{II}}. \quad (304)$$

Как показано на фиг. 377, при падении продольной волны на границу двух твердых сред I и II и при условии  $c_{II} > c_I$  возникают две отраженные и две преломленные волны. Если среда I является жидкостью, то отраженная поперечная волна отсутствует.

Увеличивая угол падения  $\alpha_l$  продольной волны начиная от  $0^\circ$ , приходим к первому критическому углу  $\alpha_{кр.1}$ , при котором угол преломления продольной волны  $\beta_l$  становится равным  $90^\circ$ . Падающая продольная волна при этом полностью отражается; в среде II возникает только поперечная волна. При дальнейшем увеличении  $\alpha_l$  будет, наконец, достигнут и второй критический угол  $\alpha_{кр.2}$ , при котором угол преломления поперечной волны  $\beta_t$  становится равным  $90^\circ$ . При этом угле поперечная волна также испытывает полное отражение. Для  $\alpha_l > \alpha_{кр.2}$  в среде II отсутствует как продольная, так и поперечная волна и волновая энергия не может переходить из среды I в среду II. При угле падения, лежащем между  $\alpha_{кр.1}$  и  $\alpha_{кр.2}$ , в среде II распространяется только поперечная волна. Значения критических углов могут быть рассчитаны по формуле (303); для этого достаточно положить  $\sin \beta_l = 1$  или  $\sin \beta_t = 1$ . Например, при переходе волны из воды в железо критические углы равны  $\alpha_{кр.1} = 14^\circ 40'$  и  $\alpha_{кр.2} = 26^\circ 20'$ .

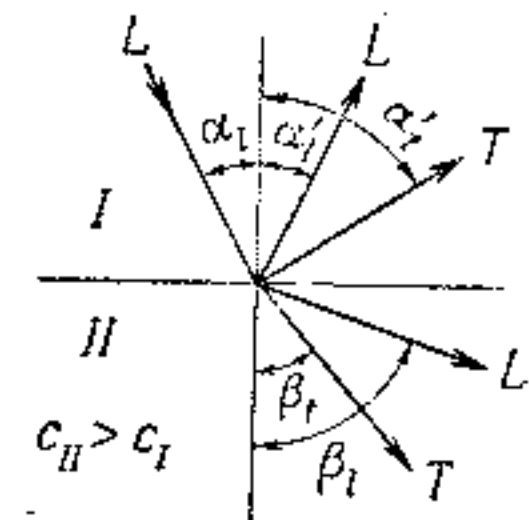
При переходе продольной или поперечной волны из среды с большей скоростью распространения в среду с меньшей скоростью всегда возникают оба типа волн в виде отраженных и преломленных лучей. Только в том случае, если среда II является жидкостью, в ней возникает одна продольная преломленная волна. На фиг. 378 даны графики зависимости от угла падения долей энергии отраженной и преломленной волн при переходе продольной волны из железа в ксилол и из пластмассы декорит в ксилол. Здесь введены обозначения:

$$M_L^2 = \frac{\text{Доля энергии в отраженной продольной волне}}{\text{Доля энергии в падающей продольной волне}},$$

$$M_T^2 = \frac{\text{Доля энергии в отраженной поперечной волне}}{\text{Доля энергии в падающей продольной волне}},$$

$$M_P^2 = \frac{\text{Доля энергии в прошедшей продольной волне}}{\text{Доля энергии в падающей продольной волне}}.$$

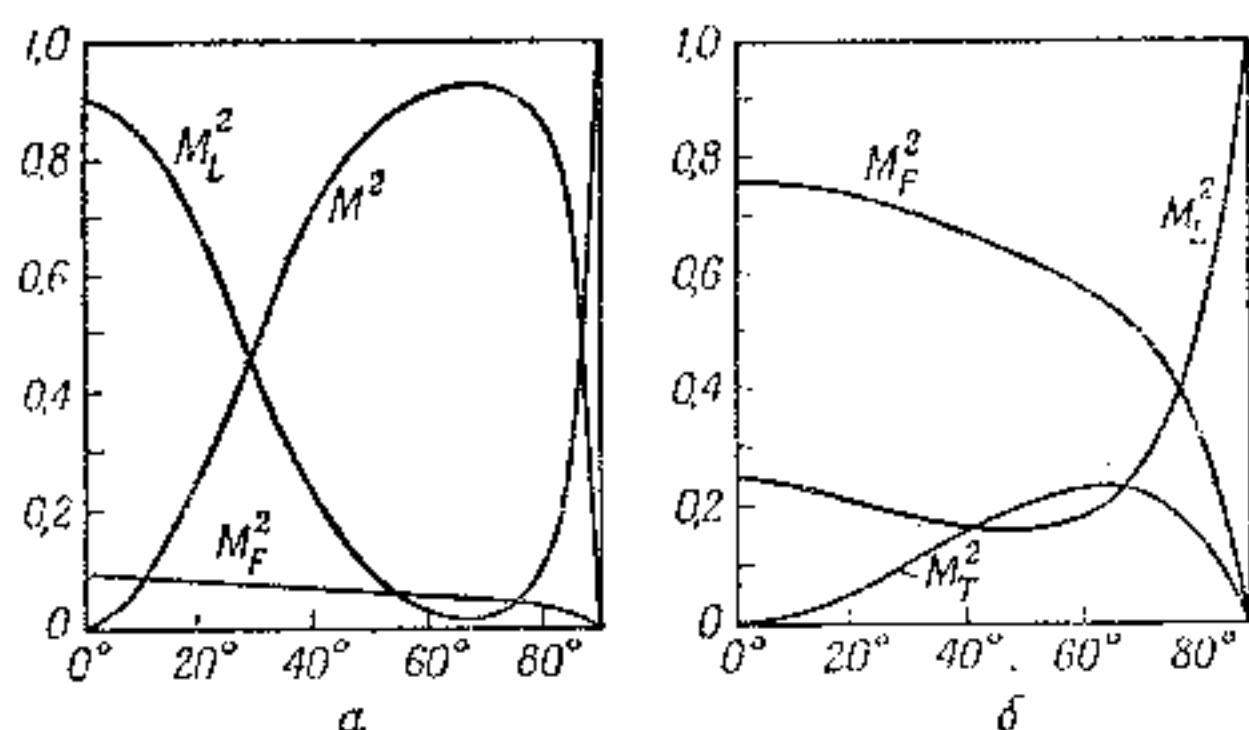
При этом  $1 - M_L^2 = M_T^2 + M_P^2$ .



Фиг. 377. Отражение и преломление продольной волны на границе двух сред.



Согласно фиг. 378, при угле падения, равном, например,  $60^\circ$ , при переходе продольной волны из железа в ксилол около 90% энергии продольной волны отражается в виде поперечной волны; на границе декорит—ксилол возбуждение поперечной волны максимально также при угле падения  $60^\circ$ <sup>1)</sup>.



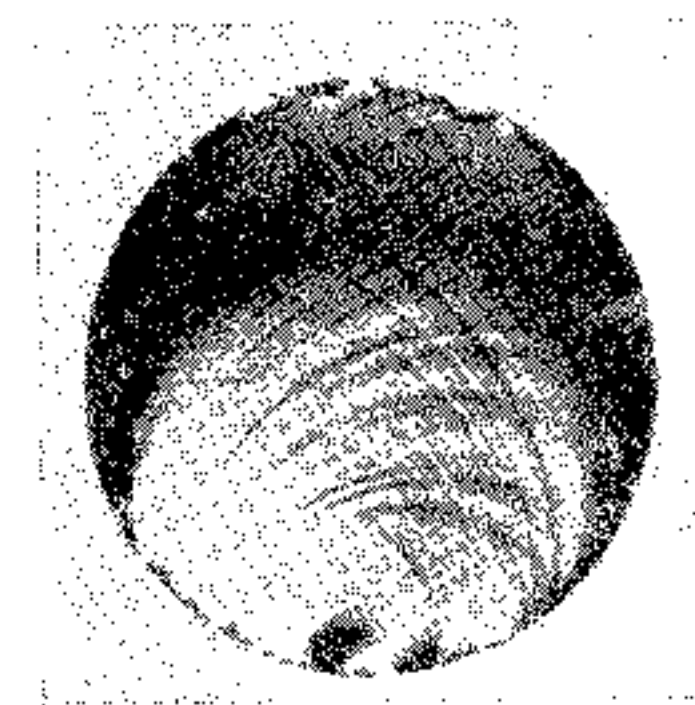
Ф и г. 378. Отражение и преломление продольной волны на границе двух сред.  
а—железо, б—декорит.

Особый случай проникновения звуковой волны в среду, в которой скорость звука, а также волновое сопротивление меняются непрерывно, был разобран теоретически Хеллером [2994].

В твердых телах до настоящего времени не удавалось обнаружить дисперсию звука. Однако изучение скорости распространения излома стекол позволило Смекалу [1948] установить, что имеющиеся в твердых телах местные нарушения структуры при достаточной однородности среды могут привести к возникновению хорошо выраженных областей дисперсии ультразвуковых волн. Для неорганических стекол эти области соответствуют пока технически недостижимым частотам порядка  $10^{11}$  гц. При достаточной равномерности распределения нарушений структуры большое поглощение, возникающее в случае резонанса, обуславливает непроницаемость среды для волн высокой частоты. Поскольку вблизи участков нарушения структуры упругие напряжения особенно велики, при изломе эти места излучают ультразвуковые волны с частотой порядка  $10^{10}$  гц. Эти ультразвуковые волны обгоняют распространяющийся фронт излома, что обуславливает отклонение нормали фронта и появление борозд

на поверхности излома (Валлнер [2112]). Так, на зеркально гладких участках поверхности излома, образующихся при разрыве стеклянных стержней, появляются два пересекающихся семейства линий (фиг. 379), обмер которых позволяет судить как о скорости распространения звука, так и о скорости распространения излома. Оказалось, что большая часть линий соответствует ультразвуковым волнам с частотой не менее  $10^{10}$  гц, распространяющимся с обычной скоростью поперечных волн (Смекал [1949, 1950, 4115]). Согласно Керкгофу [4794, 4795], метод Смекала—Валлнера может быть дополнен воздействием на бегущий излом дополнительной поперечной ультразвуковой волны ( $f \sim 10$  мгц). Тогда на поверхности разрыва, кроме основного семейства «линий Валлнера», о которых говорилось выше, образуется вторая система более слабых линий, пересекающих первые, которые могут служить «маркировочными». По этим линиям можно определить скорость излома и в тех случаях, когда естественная поверхность излома не позволяет сделать какие-либо заключения.

Соотношения (293)—(299) позволяют определять упругие постоянные изотропного вещества по измерениям скоростей распространения обоих видов упругих волн  $c_1$  и  $c_2$ . Наиболее известен



Ф и г. 379. Поверхность излома стеклянного стержня с двумя системами линий излома.

следующий метод: в длинных стержнях возбуждаются трением продольные или поперечные колебания; далее, акустическим методом или при помощи пылевых фигур Кундта определяется частота  $f$ , зная которую и найдя длину упругой волны  $\lambda$  по формуле  $\lambda = 2l/z$ , где  $l$ —длина стержня, можно вычислить упругие постоянные  $E$ ,  $\nu$  и  $\sigma$ . Порядковый номер колебания стержня  $z$  определяется по узлам колебаний, обнаруживаемым, например, при посыпании стержня порошком ликоподия (см. фиг. 147).

<sup>1)</sup> Представление указанных энергетических соотношений в виде формул см., например, в работе С. Г. Кнотт, *Phil. Mag.*, 48, 64 (1899), а в особенности А. Схох, *Schallreflexion, Schallbrechung und Schallbeugung, Ergebn. exakt. Naturwiss.*, 23, 127. (1950).

Этот так называемый динамический метод, к которому мы еще вернемся в дальнейшем, позволяет определить адиабатические упругие постоянные, тогда как общеизвестный статический метод растяжения, изгиба или кручения дает изотермические упругие постоянные материала. Уже при средних, а в особенности при высоких частотах процесс можно считать адиабатическим. Изотермический  $E_{из.}$  и адиабатический  $E_{ад.}$  модули упругости связаны соотношением

$$\frac{E_{из.}}{E_{ад.}} = 1 - \frac{\alpha^2 T E_{из.}}{J \rho c_p}, \quad (305)$$

или в другой форме

$$\frac{E_{ад.} - E_{из.}}{E_{ад.}} = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\alpha^2 T E_{из.}}{J \rho c_p}, \quad (305a)$$

где  $\alpha$  — линейный коэффициент расширения,  $T$  — абсолютная температура,  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении, а  $J$  — механический эквивалент тепла, равный  $4,186 \cdot 10^7$  эрг/кал. Последнее соотношение соответствует соотношению (175). Разность между  $E_{ад.}$  и  $E_{из.}$  вообще не превышает 0,5%.

Согласно Зинеру<sup>1)</sup>, величина  $\Delta E/E$  может быть определена из наблюдения изгибных колебаний стержня по логарифмическому декременту затухания согласно формуле

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2}{\pi} \eta_{\max.}$$

Здесь  $\eta_{\max.}$  — максимальный декремент затухания, измеренный в функции от частоты. Бенневитц и Ротгер [229] приходят к тому же результату другим путем. Соответствующие опыты с алюминием были выполнены Бардуччи [2382, 2383].

Шефер и Бергман [1830—1835] разработали метод определения упругих постоянных прозрачных веществ при помощи дифракции света на ультразвуке. Большим преимуществом такого метода является использование одного и того же образца исследуемого материала для определения всех его упругих постоянных, причем для анизотропных веществ полученные таким образом величины представляют собой замкнутую систему постоянных, чего до сих пор нельзя было достигнуть никаким другим методом.

В конце первой части этой книги (гл. III, § 4, п. 4), рассматривая явление дифракции света на ультразвуке, мы уже установили, что при взаимном пересечении систем звуковых волн

образуется пространственная решетка упругих волн, при просвечивании которой видимым светом появляется сложная дифракционная картина. При этом рассматривался только случай наложения систем звуковых волн в жидкости; теперь предстоит рассмотреть аналогичные явления для случая прозрачного твердого тела.

Представим себе стеклянный куб, в котором возбуждены три ультразвуковые волны в направлениях, перпендикулярных к трем его граням, для чего, например, к граням куба приклеены одинаковые пьезокварцевые пластинки, возбуждаемые на собственной частоте упругих колебаний куба. При таком выборе частоты в кубе возникают стоячие ультразвуковые волны, пересекющиеся под прямым углом. Оказывается, однако, что для достижения желательного результата нет нужды в таком сравнительно сложном методе возбуждения волн. Достаточно приклеить кварц (или притереть его на масле) к одной из граней куба или, еще проще, установить куб на горизонтально расположенной пьезокварцевой пластинке. При этом в результате поперечного сжатия в кубе возбуждаются интенсивные упругие собственные колебания также и в направлениях, параллельных поверхности кварца. Поскольку пьезокварцевая пластинка может быть возбуждена на очень большом числе гармоник (см. гл. II, § 5, п. 2), всегда можно подобрать одну или несколько гармоник, для которых получается особенно сильный резонанс куба.

При отображении обычным методом изображения освещенного отверстия диафрагмы сквозь колеблющийся куб на экран получаются чрезвычайно характерные дифракционные фигуры. Для изотропных веществ форма этих фигур зависит исключительно от упругих постоянных колеблющегося тела, а для неизотропных — еще и от направления светового пучка. Получающиеся дифракционные фигуры, однако, совершенно не зависят от формы колеблющегося тела: безразлично, будет ли это куб, прямоугольный параллелепипед, цилиндр или призма. Это объясняется тем, что длина звуковых волн, определяющих дифракцию, имеет величину порядка 0,1—0,01 мм и, следовательно, ничтожно мала по сравнению с размерами колеблющегося тела. Поэтому граничными условиями здесь можно пренебречь и считать рассматриваемое тело бесконечно протяженным.

На фиг. 380 приведена дифракционная картина, полученная при просвечивании колеблющегося стеклянного куба монохроматическим светом. Полученная фигура представляет собой

<sup>1)</sup> C. Zener, Internal friction in solids, Phys. Rev. (2), 52, 230 (1937); 53, 90, 100, 582 (1938).