

Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиотехнический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 267

ЭНЕРГЕТИКА РАССЕЯННЫХ УПРУГИХ ПОЛЕЙ,
ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ДИФРАКЦИИ ВОЛНЫ РЕЛЕЯ
НА ПОВЕРХНОСТНОМ ВОЗМУЩЕНИИ ПОЛУОГРАНИЧЕННОЙ СРЕДЫ

Ю.М. Заславский

Горький 1989

З а с л а в с к и й Ю. М.

ЭНЕРГЕТИКА РАССЕЯННЫХ УПРУГИХ ПОЛЕЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ДИФРАКЦИИ ВОЛНЫ РЭЛЕЯ НА ПОВЕРХНОСТНОМ ВОЗМУЩЕНИИ ПОЛУОГРАНИЧЕННОЙ СРЕДЫ. // Препринт № 267. - Горький: НИРФИ. - 1989. - 15 с.

УДК 534.232

В работе проведено теоретическое рассмотрение трансформации мощности при рассеянии акустической волны Рэлея на локальной поверхностной неоднородности твердого тела. Рассчитаны парциальные сечения рассеяния R-волны, характеризующие эффективность преобразования в объемные P, SV, SH и в R-волну, а также их взаимный энергобаланс. Показано, что трансформация энергии первичной волны в тот же и в другие типы волн имеет резко нарастающую с частотой зависимость.

В задачах рассеяния упругого излучения на локальной неоднородности в твердом теле, как и в вопросах возбуждения волн, значительный интерес представляют энергетические соотношения или балансы мощности различных типов колебаний, возникающих в результате трансформации первичного падающего поля /1/. Частный вопрос о выборе оптимального типа регистрируемых колебаний для ультразвуковой дефектоскопии или для контроля качества обработки поверхностей во многом базируется на учете в энергобалансе общего рассеянного поля вклада того или иного типа волн. Не исключено, что съём экспериментальных данных и последующая оценка энергобаланса рассеянных волн может лечь в основу диагностики инородных включений и приграничных дефектов тела. Известно, что приповерхностные неоднородности образуют целый класс, а акустические волны Рэлея часто являются наиболее предпочтительными для их диагностики. В связи с этим расчет парциальных сечений рассеяния рэлеевской волны на поверхностных вкраплениях приобретает определенный интерес, поскольку последние служат количественным показателем трансформации этой волны во всевозможные типы колебаний.

Далее будут рассмотрены те неоднородности, конфигурация которых характеризуется значительной горизонтальной протяженностью, вертикальной сплюснутостью и прижатостью к плоской границе полупространства, что позволяет использовать идеализированную расчетную модель. Эту модель представим в следующем виде. Плоская поверхность упругого полупространства внутри круга радиуса R_0 покрыта бесконечно тонким слоем инородного вещества, незначительно отличающегося по плотности от соответствующей величины в полупространстве, в

то время как упругие постоянные λ , μ предполагаются всюду одинаковыми. Данное предположение, очевидно, обужает класс реально существующих неоднородностей в твердых телах. Кроме того, известно, что неоднородность по плотности ρ , как и в константах упругости λ , μ , сводится к однотипному рассеивателю упругих волн, связанному с неоднородностью скоростей c_l и c_t /2/. Однако наличие ответственных за переизлучение дополнительных факторов, связанных с градиентом констант упругости, наряду с присутствием самих возмущенных их значений, приводит к необходимости учета как тех, так и других. Принятая выше за основу расчета модель, учитывающая только плотностную неоднородность, ввиду отсутствия среди переизлучателей - градиента плотности, позволяет рассмотреть задачу рассеяния рэлеевских волн в корректной постановке. Из бесконечности на данную неоднородность падает плоская волна Рэлея, причем в результате ее рассеяния возникают P, SV, SH и R - волны. Малость относительного приращения плотности $\delta\rho/\rho_0 \ll 1$, где ρ_0 - плотность вещества в полупространстве, а $\delta\rho$ - его вариация в области, занятой неоднородностью, обеспечивает возможность применения метода возмущений при решении задачи рассеяния /2/. Выбранный метод позволяет написать уравнение для первого и следующих приближений для искомого поля перемещений, применяемых в случае слабоконтрастной неоднородности. Координатную систему удобно выбрать так, чтобы вертикальная ось Z была направлена вглубь полупространства, а ось x - соориентирована нормально к фазовому фронту падающей волны. При таком выборе вектор поляризации волновых перемещений лежит в плоскости xZ.

Итак, необходимо решать неоднородное волновое уравнение для компонент рассеянного поля, правой частью которого является комбинация возмущения плотности, частоты и амплитуды колебаний в первичной волне:

$$\rho_0 \omega^2 \bar{u}_1 + (\lambda + \mu) \nabla (\nabla \bar{u}_1) + \mu \Delta \bar{u}_1 = -\delta\rho \omega^2 \bar{u}_0, \quad (I)$$

где \bar{u}_0 - амплитуда падающего поля, \bar{u}_1 - амплитуда рассеянного поля, ω - частота гармонического процесса.

Пространственное распределение избыточной массы на поверхности полупространства в соответствии с принятой моделью может быть описано

следующей зависимостью:

$$\rho = \rho_0 + \delta\rho, \quad \delta\rho = \begin{cases} \rho' \delta(z), & \sqrt{x^2 + y^2} \leq R_0 \\ 0, & \sqrt{x^2 + y^2} > R_0 \end{cases}; \quad (2)$$

где ρ' - величина, являющаяся константой и имеющая размерность $\text{кг}/\text{м}^2$, $\delta(z)$ - дельта-функция Дирака с аргументом z . Таким образом, силу - вой источник, фигурирующий в уравнении (I), носит поверхностный характер. Как известно из курса математической физики /3-5/, в случае действия источников на поверхность, ограничивающую некоторую выделенную область, решение неоднородного волнового уравнения (I) с нулевыми граничными условиями тождественно решению однородного уравнения с ненулевыми условиями, в которые формально пересчитываются источники. В результате, задачу рассеяния при сделанных предположениях удается свести к граничной задаче возбуждения волновой теории упругости. Эллиптичность поляризации колебаний частиц в волне Рэлея обуславливает необходимость задания одновременно двух компонент силового воздействия, находящихся в квадратурном соотношении по фазе и ориентированных по осям x и z . Следовательно, напряжения на границе $z = 0$, таковы:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xz} = -F_x = \rho' \omega^2 A e^{-i\omega t + i\alpha x} \\ \sigma_{zz} = -F_z = i\rho' \omega^2 B e^{-i\omega t + i\alpha x} \end{aligned} \right\} \sqrt{x^2 + y^2} \leq R_0, \quad (3)$$

$$\sigma_{xz} = \sigma_{zz} = 0, \quad \sqrt{x^2 + y^2} > R_0,$$

$\bar{u}_0 = (A \bar{x}_0 + iB \bar{z}_0) e^{-i\omega t + i\alpha x}$,
 где $\alpha = \frac{\omega}{c_R}$ - волновое число, а c_R - скорость распространения рэлеевской волны, \bar{x}_0, \bar{z}_0 - орты по осям x и z .

Методика расчета поля упругих смещений в объеме и на поверхности среды изложена, например, в работе /6/ и основана на переходе к Фурье - Бесселевым трансформантам силового воздействия, скалярного и двух

векторных потенциалов, осуществляем по координатам поверхности x , y . В частности, Фурье-образы \mathfrak{X} и \mathfrak{z} составляющих эквивалентного силового вектора имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \Phi_x &= \frac{A\omega^2 M}{2\pi^2} \frac{J_1(R_0 \sqrt{x^2 - 2\alpha k \cos\psi + k^2})}{R_0 \sqrt{x^2 - 2\alpha k \cos\psi + k^2}}, \\ \Phi_z &= \frac{iB\omega^2 M}{2\pi^2} \frac{J_1(R_0 \sqrt{x^2 - 2\alpha k \cos\psi + k^2})}{R_0 \sqrt{x^2 - 2\alpha k \cos\psi + k^2}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $M = \rho' \pi R_0^2$ - общая избыточная масса или масса неоднородности, $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, k_x, k_y - переменные интегрирования в пространстве волновых векторов, $\cos^2\psi = k_x/k$, J_1 - функция Бесселя первого порядка.

Волновые перемещения в общем случае находятся в результате обратного Фурье-преобразования соответствующих трансформант. Выпишем, для примера, интегралы представляющие обобщенные выражения для смещений в радиальном и вертикальном направлениях:

$$\begin{aligned} u_x &= \frac{i}{\mu} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{2\alpha_t k_x^2 \Phi_x + k_x (\alpha_t^2 - k^2) \Phi_z}{D(k)} e^{i(k_x x + k_y y) + i\alpha_t z} dk_x dk_y \\ &+ \frac{i}{\mu} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha_t (\alpha_t^2 - k^2) k_x^2 \Phi_x - 2\alpha_t \alpha_t k_x^2 k_y \Phi_z}{k^2 D(k)} e^{i(k_x x + k_y y) + i\alpha_t z} dk_x dk_y, \quad (5) \\ u_y &= \frac{i}{\mu} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{2\alpha_t k_x k_y \Phi_x + k_y (\alpha_t^2 - k^2) \Phi_z}{D(k)} e^{i(k_x x + k_y y) + i\alpha_t z} dk_x dk_y \\ &+ \frac{i}{\mu} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha_t (\alpha_t^2 - k^2) k_x k_y \Phi_x - 2\alpha_t \alpha_t k_x^2 k_y \Phi_z}{k^2 D(k)} e^{i(k_x x + k_y y) + i\alpha_t z} dk_x dk_y, \\ u_z &= \frac{i}{\mu} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{2\alpha_t \alpha_t k_x \Phi_x + \alpha_t (\alpha_t^2 - k^2) \Phi_z}{D(k)} e^{i(k_x x + k_y y) + i\alpha_t z} dk_x dk_y \end{aligned}$$

$$-\frac{i}{\mu} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{k_x (\alpha_t^2 - k^2) \Phi_x - 2\alpha_t k^2 \Phi_z}{D(k)} e^{i(k_x x + k_y y) + i\alpha_t z} dk_x dk_y,$$

где $\alpha_l = \sqrt{k_l^2 - k^2}$, $\alpha_t = \sqrt{k_t^2 - k^2}$, $k_l = \frac{\omega}{c_l}$, $k_t = \frac{\omega}{c_t}$ - волновые вектора волн сжатия и сдвига, c_l, c_t - скорости соответствующих объемных волн, $D(k) = (2k^2 - k_t^2)^2 + 4k^2 \alpha_l \alpha_t$ - функция Рэлея. Вычисление рассеянной поверхностной волны производится путем взятия в подынтегральных выражениях (5) вычета в полюсе, отвечающем корню уравнения Рэлея. Так, для вертикальной компоненты смещений в волне Рэлея при $z = 0$ можно получить следующее соотношение:

$$u_z \Big|_{z=0} = - \frac{\omega^2 MA}{\mu} \frac{J_1(2\alpha R_0 \sin \frac{\varphi}{2})}{2\alpha R_0 \sin \frac{\varphi}{2}} \sqrt{\frac{2}{\pi \alpha r}} \frac{\alpha^4 e^{i(\alpha r - \pi/4)}}{D'(\alpha)} \times$$

$$\times \left[\left(2 - 2\sqrt{1 - \frac{C_R^2}{C_l^2}} \sqrt{1 - \frac{C_R^2}{C_t^2}} - \frac{C_R^2}{C_t^2} \right) \cos \varphi + \frac{B}{A} \sqrt{1 - \frac{C_R^2}{C_t^2}} \right],$$

где $D'(\alpha) \approx -3,9 \cdot \alpha^3$ - представляет собой производную по k функции Рэлея, взятую при $k = \alpha$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $x = r \cos \varphi$, $y = r \sin \varphi$.

Подстановка численных значений для $C_R, C_t, C_l, B/A$ в выражение (6) при условии $\lambda = \mu$ позволяет переписать данную формулу в более простом виде:

$$u_z \Big|_{z=0} = \frac{\omega^2 MA}{3,9\mu} \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi r}} \frac{J_1(2\alpha R_0 \sin \frac{\varphi}{2})}{2\alpha R_0 \sin \frac{\varphi}{2}} [0,488 \cos \varphi + 1,0516] e^{i(\alpha r - \frac{\pi}{4})} \quad (7)$$

Анализ формулы (7) показывает, что на низких частотах, где $\alpha R_0 \ll 1$, преобладает зависимость от азимутального угла φ , определяемая квадратной скобкой. В этом случае неоднородность, колеблясь в поле пер-

вичной R - волны, эквивалентна сосредоточенному источнику типа вращающаяся разбалансированная масса, а матрица рассеяния в азимутальной плоскости имеет некоторую вытянутость в направлении распространения исходной волны. По мере увеличения частоты, т.е. с ростом параметра χR_0 , первый множитель (форм-фактор) становится более острой функцией угла φ , чем второй, описывая нарастающую концентрацию переизлучаемой энергии в направлении первичной волны. Серия матриц, представленная на рис.1, демонстрирует эволюцию их частотной зависимости. Все более резкая неизотропность рассеяния R - волны объясняется несинхронностью действия вторичных источников или, иначе, взаимной фазовой задержкой колебаний материальных точек, расположенных на диаметрально противоположных участках круга вдоль по направлению распространения первичной волны.

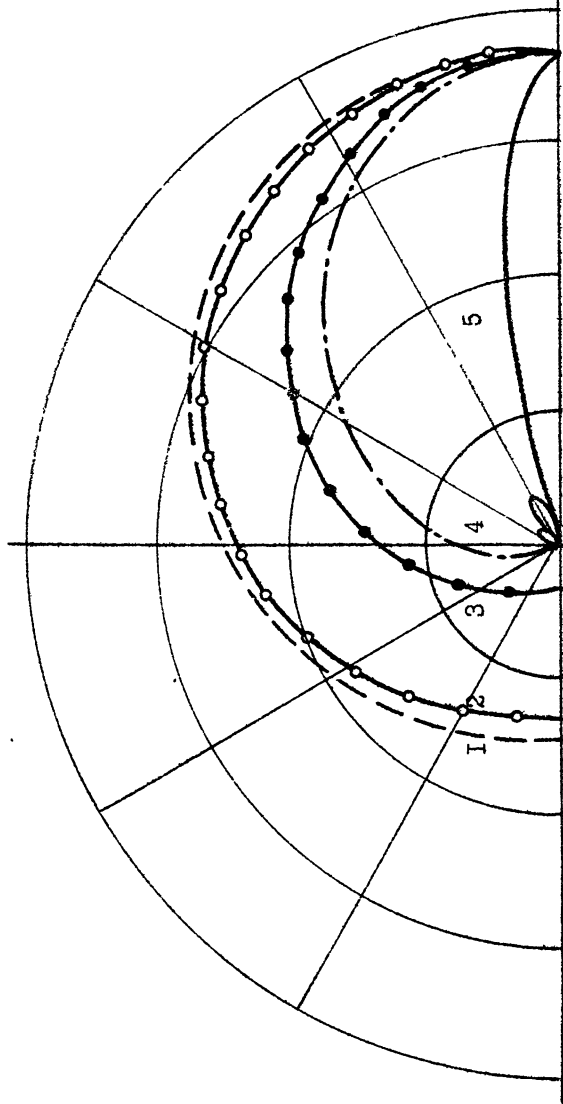
Аналогично рассмотренному выше могут быть проанализированы рассеяние P , SH и SV - объемные волны. Расчет указанных полей также основан на интегральных выражениях (5), но в этом случае при их вычислении следует пользоваться методом перевала.

Поскольку основной нашей целью является исследование парциальных сечений рассеяния, поэтому далее подсчитаем мощность, уносимую каждым типом объемных волн, возникающих при трансформации падающей на неоднородность R - волны. При этом сначала с помощью выражений для поля смещений и напряжений в дальней зоне рассеяния вычисляется плотность потока энергии, которая затем суммируется по усеченной цилиндрической или полусферической поверхностям, что в итоге приводит к формулам для мощности, рассеянной в разные типы волн. Например, плотность потока энергии в волне Рэлея рассчитывается по формуле:

$$P_r = \left(-\frac{i\omega}{2} \right) (G_{zr}^* u_z + G_{rr}^* u_r), \quad (8)$$

где * -значек комплексного сопряжения.

Подстановка величин G_{zr} , G_{rr} , u_z и u_r в формулу (8) и последующее суммирование потока по цилиндрической поверхности приводит к интегралу по координатам φ и z :



Р и с. 1 Семейство индикатрисс рассеяния плоской волны разных частот на круговой поверхности неоднородности:

1 - $\alpha R_0 = 0,3$, 3 - $\alpha R_0 = 1,5$, 5 - $\alpha R_0 = 10$.

2 - $\alpha R_0 = 0,5$, 4 - $\alpha R_0 = 1,95$.

$$W^R = \frac{4\omega^6 M^2 A^2}{\pi \mu \epsilon_R [D(\alpha)]^2} \int_0^{2\pi} \frac{J_1^2(2\alpha R_0 \sin \frac{\varphi}{2})}{(2\alpha R_0 \sin \frac{\varphi}{2})^2} d\varphi \int_0^\infty \left\{ \alpha(4\alpha^2 - 4k_l^2 + k_t^2) \chi^2 e^{-2\gamma_l z} + \alpha(4\alpha^2 - 3k_t^2) \psi^2 e^{-2\gamma_t z} - (\gamma_l(4\alpha^2 - k_t^2) + \gamma_t(4\alpha^2 - 2k_l^2 + k_t^2)) \chi \psi e^{-(\gamma_l + \gamma_t)z} \right\} dz, \quad (9)$$

где $\gamma_l = \sqrt{\alpha^2 - k_l^2}$, $\gamma_t = \sqrt{\alpha^2 - k_t^2}$, а величины χ и ψ даются следующими ниже выражениями

$$\chi = \alpha \gamma_l \cos \varphi + \frac{B}{A} (\alpha^2 - k_t^2 / 2),$$

$$\psi = (\alpha^2 - \frac{k_t^2}{2}) \cos \varphi + \frac{B}{A} \alpha \gamma_l. \quad (10)$$

Подстановка всех численных параметров, соответствующих случаю $\lambda = \mu$, в результирующее выражение после интегрирования по z в формуле (9), позволяет его упростить, приведя к виду, удобному для численного расчета

$$W^R = \frac{4\omega^6 M^2 A^2}{23,153 \pi \rho c_t^2} \int_0^\pi \frac{J_1^2(2\alpha R_0 \sin \frac{\varphi}{2})}{(2\alpha R_0 \sin \frac{\varphi}{2})^2} [0,37 \cos^2 \varphi + 4,53 \cos \varphi + 2,45] d\varphi. \quad (11)$$

На этом этапе целесообразно заметить, что погонная мощность в падающей волне Рэлея определяется формулой

$$W_0^R \approx 3 A^2 \rho c_t^2 \omega \quad (12)$$

Взяв отношение W^R к W_0^R по формулам (11) и (12) и отнормировав его на радиус круга R_0 , получим безразмерное парциальное сечение рассеяния σ^R :

$$\sigma^R = \frac{M^2(\alpha R_0)^5}{76365\rho^2 R_0^6} \int_0^\pi \frac{J_1^2(2\alpha R_0 \sin \frac{\varphi}{2})}{(2\alpha R_0 \sin \frac{\varphi}{2})^2} [0,37 \cos^2 \varphi + 4,53 \cos \varphi + 2,45] d\varphi. \quad (I3)$$

Зависимость σ^R - сечения рассеяния с трансформацией R - волны в R - волну от безразмерного параметра αR_0 . Представлена на рис. 2 (кривая I). Ее начальный участок, как видно из формулы (I3), характеризуется пятой степенью частоты. В дальнейшем показатель степени уменьшается, поскольку зависимость от αR_0 интегрального множителя носит спадающий характер.

Следующими из рассеянных полей рассмотрены S - волны, причем SV и SH - по отдельности. Сечение рассеяния R - волны с трансформацией в SV - волну, как функция параметра αR_0 , может быть представлена в таком виде:

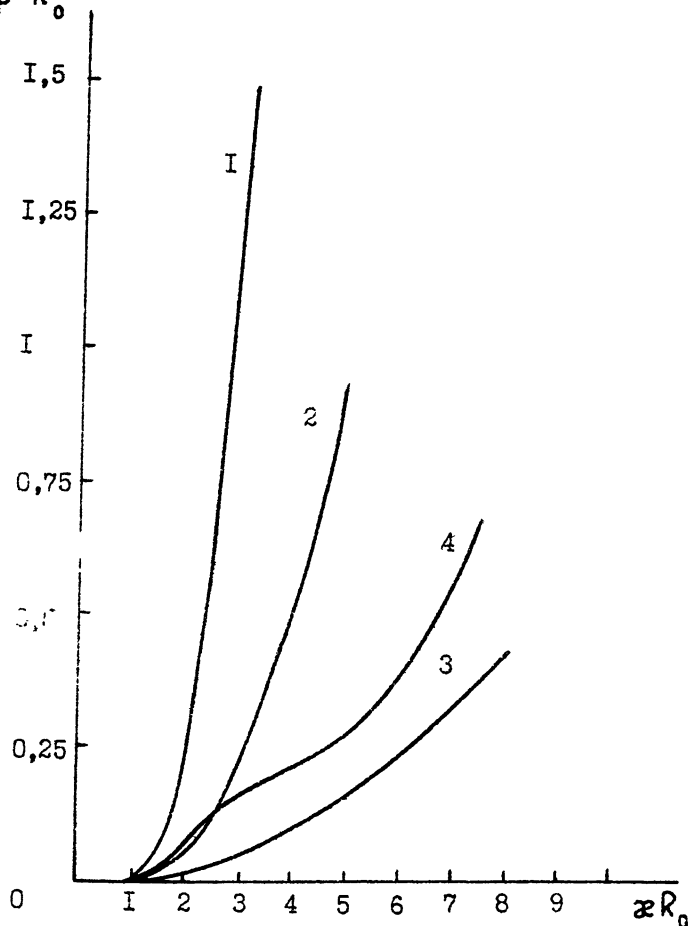
$$\sigma^{SV} = \frac{M^2(\alpha R_0)^5}{22,54\rho^2 R_0^6} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \frac{0,25 \cos^2 \varphi (1 - 2 \sin^2 \theta)^2 + 2,155 \sin^2 \theta |0,33 - \sin^2 \theta|}{(1 - 2 \sin^2 \theta)^4 + 16 \sin^4 \theta \cos^2 \theta |0,33 - \sin^2 \theta|} \times$$

$$\times \cos^2 \theta \sin \theta \frac{J_1^2(\alpha R_0 \sqrt{1 - 1,84 \sin \theta \cos \varphi + 3,38 \sin^2 \theta})}{(\alpha R_0)^2 (1 - 1,84 \sin \theta \cos \varphi + 3,38 \sin^2 \theta)} d\theta, \quad (I4)$$

где θ и φ - угол места и азимут. Подынтегральное выражение в формуле (I4) описывает пространственно-угловое распределение потока энергии, однако, ввиду сильной изменчивости от параметра αR_0 , его вид здесь не рассматривается. Кривая 2 на рис. 2 изображает аналогичную предыдущей зависимость от αR_0 вычисленного по формуле (I4) сечения рассеяния в SV - волну. Из сравнения кривых I и 2 рис. 2 видно, что рассеянная в SV - волну общая мощность всегда уступает мощности, уносимой тем же типом, что и у падающего поля.

Трансформация в SH - волну происходит ввиду наличия горизонтально поляризованных периодических смещений неоднородности, колеблющейся в первичной волне. Соответствующее сечение рассеяния R - волны выражается следующим образом:

$$\frac{\sigma^R, \sigma^{SV}, \sigma^{SH}, \sigma^P}{M^2/\rho^2 R_0^6}$$



Р и с. 2 Парциальные сечения рассеяния R - волны с преобразованием в различные типы упругих колебаний:

- 1 - σ^R - трансформация в рассеянную R - волну,
- 2 - σ^{SV} - трансформация в рассеянную SV - волну,
- 3 - σ^{SH} - трансформация в рассеянную SH - волну,
- 4 - σ^P - трансформация в рассеянную P - волну.

$$\sigma_{SH} = \frac{M^2(\alpha R_0)^5}{90,164 \rho^2 R_0^6} \int_0^{2\pi} \sin^2 \varphi d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin \theta \frac{J_1^2(\alpha R_0 \sqrt{1-1,84 \sin \theta \cos \varphi + 3,38 \sin^2 \theta})}{(\alpha R_0)^2 (1-1,84 \sin \theta \cos \varphi + 3,38 \sin^2 \theta)} d\theta \quad (15)$$

График зависимости σ_{SH} от αR_0 дается кривой 3 на рис.2. Рассеянный тип - наименее энергонесущий из исследованных рассеянных полей. Вместе с тем, ему должно придаваться важное значение при практическом использовании потому, что среди объемных волн - она единственная, имеющая отличное от нуля значение вблизи свободной поверхности и отличающаяся поляризацией. Эта волна рассеивается преимущественно в направлении по перпендикуляру к волновому вектору исходной волны.

Последними из исследованных были рассеянные Р - волны, которые, как и первые два типа волн, генерируются и вертикальной, и горизонтальной компонентами переменного силового воздействия на среду со стороны неоднородности. В рассматриваемом случае формула для подсчета σ^P имеет следующий вид:

$$\sigma^P = \frac{M^2(\alpha R_0)^5}{52,056 \rho^2 R_0^6} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \frac{(3-2 \sin^2 \theta)^2 2,155 + 4 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi (3-\sin^2 \theta)}{((3-2 \sin^2 \theta)^2 + 4 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi)^2} \times \\ \times \cos^2 \theta \sin \theta \frac{J_1^2(\alpha R_0 \sqrt{1-1,06 \cos \varphi \sin \theta + 0,28 \sin^2 \theta})}{(\alpha R_0)^2 (1-1,06 \cos \varphi \sin \theta + 0,28 \sin^2 \theta)} d\theta \quad (16)$$

Численный расчет, как и в первых трех случаях, позволил построить график частотной зависимости σ^P , который представлен на рис.2 кривой 4. Здесь можно отметить некоторую особенность всех нанесенных кривых, характерную для их начального участка, которую трудно установить при выбранном масштабе графиков на рис.2. Вычисление показывает, что взаимный энергетический баланс рассеянных полей на самых низких частотах, где неоднородность является материальной частицей, сосредоточенной в точке поверхности, характеризуется следующим процентным соотношением: на Р - волну приходится 41% рассеянной мощ-

ности, на P - волну - 26%, в SV - волну уходит 20%, в SH - 13%. Представленное распределение может оказаться полезным для оценки роли каждой из переизлученных волн. Рассматривая дальнейший ход кривой ζ^P от xR_0 можно видеть качественное его отличие от аналогичных зависимостей у сдвиговых и поверхностных волн. Кривая 4 испытывает заметный подъем в области $xR_0 \approx 3$. При этом на диаметре круга (неоднородности) укладывается чуть меньше длины волны падающего излучения и почти полволны колебаний P - типа. Характерный подъем, по-видимому, объясняется тем, что вблизи указанной области частот частицы неоднородности переизлучают почти в фазе только P - волны, остальные типы волн излучаются с меньшей сфазированностью колебаний частиц. Наконец, отметим, что ни на одной из представленных зависимостей не обнаруживается тенденция выхода к асимптотическому значению. Последнее, вероятно, связано со спецификой рассматриваемого вида неоднородности, поскольку выход на асимптотику типичен, например, для случая рассеяния объемных волн на неоднородностях, локализованных в объеме среды /7/.

На основе представленных индикатрисс и частотных зависимостей парциальных сечений рассеяния можно сделать некоторые заключения.

Наиболее интенсивными из рассеянных являются R - волны. Регистрация рассеянных R - волн на различных частотах под разными направлениями может найти практическое применение при акустической дефектоскопии поверхностей твердых материалов для определения средних линейных размеров области, занятой подповерхностными инородными включениями.

Выделенный прием рассеянных P , а также SH - волн и последующее сравнение уносимой ими мощности как функции частоты на интервале характерного подъема для продольных волн также можно использовать при оценке размера рассеивающей неоднородности, расположенной вблизи поверхности твердого тела.

Автор благодарит А.В.Разина за полезное обсуждение результатов работы и Н.В.Бухалову за помощь при проведении численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гушин В.В., Докучаев В.П., Заславский Ю.М., Кошкина И.Д. О распределении мощности между различными типами излучаемых волн в полубезграничной среде. - В кн.: Исследование Земли невзрывными сейсмическими источниками. - М.: Наука, 1981, С.113-118.
2. Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология. Теория и методы, т.1, 2. - М.: Мир, 1983. - 880 с.
3. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. - М.: Наука, 1972. - 735 с.
4. Купрадзе В.Д. Методы потенциала в теории упругости. - М.: Физматгиз, 1963. - 472 с.
5. Новацкий В. Теория упругости. - М.: Мир, 1975. - 872 с.
6. Докучаев В.П., Разин А.В. Возбуждение упругих волн в твердом полупространстве поверхностными источниками. //Препринт №2244. - Горький: НИРФИ, 1987. - 33 с.
7. Морз Ф. Колебания и звук. - М. - Л.: ГИТТЛ, 1949. - 496 с.

Дата поступления
статьи 24 ноября
1988 года

Заславский Юрий Михайлович

ЭНЕРГЕТИКА РАССЕЯННЫХ УПРУГИХ ПОЛЕЙ,
ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ДИФРАКЦИИ ВОЛНЫ РЕЛЕЯ
НА ПОВЕРХНОСТНОМ ВОЗМУЩЕНИИ ПОЛУОГРАНИЧЕННОЙ СРЕДЫ

Подписано в печать 31.01. 89 г. Мц 00622 . Формат 60x84/16

Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 0,98 усл. п. л.

Заказ 4813. Тираж 100. Бесплатно

Отпечатано на ротапринте НИРФИ