

УДК 534.2:550.34

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УПРУГИХ ВОЛН НА СФЕРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ МАЛЫХ ВОЛНОВЫХ РАЗМЕРОВ, КОЛЕБЛЮЩЕЙСЯ В ПОЛЕ РЭЛЕЕВСКОЙ ВОЛНЫ

© 2004 г. Ю.М. Заславский

Институт прикладной физики РАН
603950 Н. Новгород, ул. Ульянова, 46

E-mail: zaslav@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 14.01.03 г.

Рассмотрена задача рассеяния плоских высокочастотных продольных и поперечных волн, падающих на пустую сферическую полость, расположенную неглубоко под границей полупространства и колеблющуюся как целое в поле низкочастотной поверхностной волны Рэлея, причем вектор колебаний продольных, поперечных и поверхностных волн лежит в одной плоскости. Считаются выполненными условия малости радиуса полости относительно длины зондирующей волны и поверхностной волны накачки. Рассеянные волны сжатия и сдвига на комбинационных частотах $\omega \pm \Omega$ рассчитываются в дипольном приближении. Полученные выражения описывают качественные зависимости уровня сигналов комбинационных частот с выхода сейсмических приемников вертикальной и горизонтальной ориентации, перемещаемых по свободной границе упругого полупространства.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе излагаются результаты расчета характеристик упругих волн комбинационных частот, возникающих при параметрическом рассеянии первичных высокочастотных продольной (1-вариант) или поперечной (2-вариант) волны (P -, SV -волны), падающих на пустую сферическую полость, расположенную на некоторой глубине под свободной поверхностью упругого полупространства (см. рис. 1). При этом упругое полупространство возбуждается мощным низкочастотным вибратором, порождающим поверхностную рэлеевскую волну накачки низкой частоты Ω , бегущую вблизи свободной границы, которая вызывает колебания полости как целого. Кроме того, работа установленного на поверхности полупространства высокочастотного вибратора создает направленный пучок плоских продольных волн частоты ω , падающих на сферическую полость, которая для объемных волн также представляет собой малоразмерную неоднородность, т.е. неоднородность с линейным масштабом, заметно меньшим даже самой короткой длины высокочастотной поперечной волны, так что по условию задачи выполняются неравенства $2\pi c_R/\Omega \gg 2\pi c_{l,t}/\omega \gg a$. Рассматривается также случай, когда на некоторой глубине под поверхностью устанавливается высокочастотный вибратор, создающий зондирующий направленный пучок плоских поперечных волн частоты ω ,

перекрывающий глубину расположения неоднородности. Такая задача и в той, и в другой постановке представляет интерес для оценки параметров полезных сигналов, принимаемых совместно с линейно рассеянными, возникающими в процессе зондирования неоднородностей, расположенных, например, неглубоко под поверхностью земли. При этом полезными являются сигналы с комбинационными частотами, связанные с параметрическим рассеянием на колеблющейся неоднородности. В целом, данный анализ проводится для прогноза возможности решения самых разнообразных задач неразрушающего контроля и мониторинга сред и строительных конструкций,

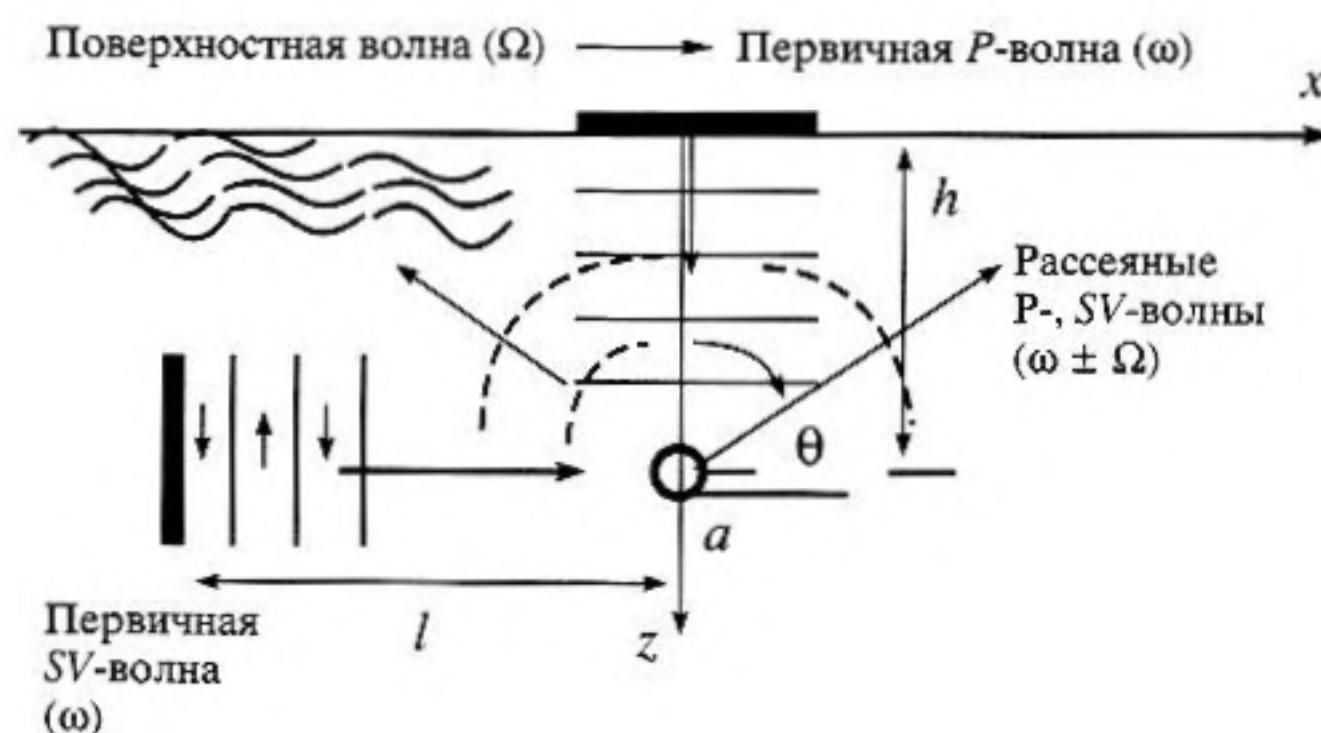


Рис. 1. Схема расчета параметрического рассеяния высокочастотных упругих волн на неоднородности.

дефектоскопии машиностроительных изделий и медицинской диагностики [1]. Укажем, например, на похожий эффект комбинационного рассеяния высокочастотных звуковых волн, вследствие которого возникают компоненты с доплеровским сдвигом частоты, позволяющие судить о наличии и свойствах пузырьков газа в струе жидкости [2]. Сюда же относится целый класс прикладных геофизических задач, таких как зондирование мало-глубинных подземных инженерных сооружений, в применении к которым он здесь и развивается. К настоящему времени эксперименты по сейсмическому зондированию неоднородностей в грунте выполняются во все более разнообразных постановках [3, 4], однако применение для этих целей параметрического рассеяния упругих волн требует специального рассмотрения.

РАСЧЕТ И ОЦЕНКИ

При рассмотрении данного вопроса считаем, что вдоль границы $z = 0$ по направлению оси x бежит поверхностная волна Рэлея низкой частоты (фактор $\exp(-i\Omega t)$ опущен), описываемая двумя компонентами смещения [5]:

$$U_x = \frac{A_0 e^{ik_R x}}{\sqrt{1 - \left(\frac{c_R}{c_l}\right)^2}} = \left\{ \exp\left[-\frac{\Omega z}{c_R} \sqrt{1 - \left(\frac{c_R}{c_l}\right)^2}\right] - \frac{2 \sqrt{1 - \left(\frac{c_R}{c_l}\right)^2} \sqrt{1 - \left(\frac{c_R}{c_t}\right)^2}}{2 - \left(\frac{c_R}{c_t}\right)^2} \exp\left[-\frac{\Omega z}{c_R} \sqrt{1 - \left(\frac{c_R}{c_t}\right)^2}\right] \right\}, \quad (1)$$

$$U_z = -iA_0 e^{ik_R x} \left\{ \exp\left[-\frac{\Omega z}{c_R} \sqrt{1 - \left(\frac{c_R}{c_l}\right)^2}\right] - \frac{2}{2 - \left(\frac{c_R}{c_t}\right)^2} \exp\left[-\frac{\Omega z}{c_R} \sqrt{1 - \left(\frac{c_R}{c_t}\right)^2}\right] \right\}, \quad (2)$$

где c_R , c_t , c_l – скорости поверхностной волны Рэлея, продольных и поперечных объемных волн, $k_R = \Omega/c_R$.

Предполагаем, что пустая полость колеблется точно так же как ее центр, приходящийся на некоторую точку среды, которая, в свою очередь, совершает колебания в невозмущенной неоднородностью рэлеевской волне. Основным услови-

ем, когда это возможно, должно быть неравенство $a \ll h \approx \lambda_R$, т.е. значительное превышение длинной поверхностной волны и глубиной залегания, примерно равными друг другу, радиуса полости [5].

Рассмотрим сначала первый вариант задачи. Исходным является предположение, что неоднородность в поле высокочастотной первичной продольной волны, излучаемой вибрирующим штампом на поверхности, колеблется и создает переменный дипольный момент, эквивалентный переменной силе, действующей на среду на высокой частоте ω [6], причем фаза этих колебаний модулируется колебаниями низкой частоты Ω . Вертикальная компонента рэлеевской волны создает переменную фазовую задержку, так что сила диполя запишется в виде:

$$\mathbf{F} \equiv \mathbf{z}^0 4\pi r c_t^2 a u_z^{P(\omega)} \times \exp\left(-i\omega t - i\frac{\omega}{c_l} U_z^{R(\Omega)}(h) \cos(\Omega t)\right), \quad (3)$$

где \mathbf{z}^0 – единичный орт в направлении вертикальной оси, $u_z^{P(\omega)}$ – z -компонента высокочастотной плоской волны сжатия в области неоднородности, пересекаемой прожекторным пучком, $U_z^{R(\Omega)}(h)$ – z -компонента низкочастотной поверхностной рэлеевской волны, вычисляемая по формуле (2) при $z = h$.

При написании выражения для \mathbf{F} предполагаются выполняющимися неравенство $c_l^2 \gg c_t^2$ и условие отсутствия заполнения полости, что дает возможность без существенного ограничения общности вывода представить его в форме (3). Такая запись с периодической зависимостью в показателе экспоненты допускает ее разложение в ряд по гармоникам частоты Ω [7]:

$$\exp(-i(\omega/c_l) U_z^{R(\Omega)} \cos(\Omega t)) = J_0((\omega/c_l) U_z^{R(\Omega)}) + 2 \sum_1^{\infty} (-1)^n J_{2n}((\omega/c_l) U_z^{R(\Omega)}) \cos 2n\Omega t - 2i \sum_0^{\infty} (-1)^n J_{2n+1}((\omega/c_l) U_z^{R(\Omega)}) \cos(2n+1)\Omega t,$$

коэффициентами которого являются функции Бесселя. Ограничиваясь первым членом разложения при условии $(\omega/c_l) U_z^{R(\Omega)} \ll 1$ и заменяя функцию $2J_1((\omega/c_l) U_z^{R(\Omega)})$ своим аргументом, получим формулу для первых гармоник в ряду сто-

КСОВЫХ И АНТИСТОКСОВЫХ КОМПОНЕНТ ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА:

$$F_{1z} = 2\pi r c_l^2 a \frac{\omega}{c_l} u_z^{P(\omega)} U_z^{R(\Omega)}(h) \times \quad (4)$$

$$\times (\exp - i(\omega + \Omega)t + \exp - i(\omega - \Omega)t).$$

Для всех последующих членов ряда F_{nz} , $n = 2, 3 \dots$ будет иметь место аналогичная запись. Рассеянные колеблющейся неоднородностью волны $P(\omega \pm \Omega)$, $S(\omega \pm \Omega)$ комбинационных частот не трудно далее рассчитать, используя полученное выражение (4) для силы диполя, как вторичные поля, переизлученные этим дипольным моментом.

В итоге может быть рассчитан уровень сейсмических сигналов, принятых на земной поверхности геофонами, имеющими вертикальную и горизонтальную ориентацию приема, что представляет практический интерес. Для простоты далее вычисляется только поле на оси x , лежащей в той же вертикальной плоскости, что и неоднородность (см. рис. 1). Чтобы отразить реальную ситуацию, будет необходимо учесть фактор затухания, ослабляющий первичную зондирующую волну, падающую на неоднородность, а также затухание рассеянных волн комбинационных частот, проходящих дистанцию от рассеивателя до точек приема на поверхности земли. Кроме того, рассеянные продольная и поперечная волны, подходя к свободной границе, будут испытывать взаимную трансформацию при отражении от нее, что также необходимо принять во внимание при оценке уровня результирующего сейсмического отклика, регистрируемого геофонами.

Продольная r – компонента волны сжатия, принимаемой на произвольном расстоянии r от дипольного источника, дается выражением:

$$u_r^P = \frac{F_{1z} \cos \theta}{4\pi r c_l^2} \exp \left\{ i \left[\frac{(\omega \pm \Omega)r}{c_l} - \frac{\Theta_l(\omega \pm \Omega)r}{2c_l} \right] \right\}, \quad (5)$$

где θ – полярный угол, отсчитываемый от оси диполя (ось z), Θ_l – декремент затухания продольных волн в грунте [8].

Аналогичная формула описывает поперечную θ – компоненту волны сдвига, возбуждаемой этим источником на том же расстоянии:

$$u_\theta^S = -\frac{F_{1z} \sin \theta}{4\pi r c_l^2} \exp \left\{ i \left[\frac{(\omega \pm \Omega)r}{c_l} - \frac{\Theta_l(\omega \pm \Omega)r}{2c_l} \right] \right\}, \quad (6)$$

где Θ_l – декремент затухания поперечной волны в грунте.

В формулы (5), (6) следует подставить выражение (4) для силы диполя с учетом некоторого его ослабления за счет затухания зондирующей волны, идущей от высокочастотного источника

на поверхности к неоднородности, расположенной на глубине h . Взаимная $P \longleftrightarrow S$ волновая трансформация на свободной границе может быть учтена в предположении локально плоских волн, что позволяет применять обычные формулы акустического отражения на плоской границе твердое тело – вакуум [9].

Рассеянные осциллирующей сферой продольная и поперечная волны комбинационных частот могут быть представлены в следующей форме:

$$u_r^P(\omega \pm \Omega) = \frac{c_l^2 a \omega u_{z0}^{P(\omega)} U_z^{R(\Omega)}(h) \cos \theta}{2c_l^3 r} \times \quad (7)$$

$$\times \exp \left\{ -i(\omega \pm \Omega) \left(t - \frac{r}{c_l} \right) - \frac{\Theta_l}{2c_l} (\omega h + (\omega \pm \Omega)r) \right\},$$

$$u_\theta^S(\omega \pm \Omega) = -\frac{a \omega u_{z0}^{P(\omega)} U_z^{R(\Omega)}(h) \sin \theta}{2c_l r} \times \quad (8)$$

$$\times \exp \left\{ -i(\omega \pm \Omega) \left(t - \frac{r}{c_l} \right) - \frac{\Theta_l \omega h}{2c_l} - \frac{\Theta_l(\omega \pm \Omega)r}{2c_l} \right\},$$

причем здесь под величиной $u_{z0}^{P(\omega)}$ – понимается амплитуда зондирующей волны в непосредственной близости от вибрирующего штампа. В дальнейших расчетах используется следующая связь: $r = h/\cos \theta$.

Отклик на суммарный сейсмический сигнал с выхода геофонов горизонтальной и вертикальной (x, z) ориентации, размещенных на поверхности земли вдоль линии, идущей над неоднородностью и соединяющей высокочастотный источник сигнала и низкочастотный источник рэлеевской волны, можно выразить через амплитуды рассеянных волн и представить формулами:

$$U_x = \sin \theta \left[(1 + V_{ll}) e^{-i\Delta\phi} u_r^P(\omega \pm \Omega) + V_{ll} u_\theta^S(\omega \pm \Omega) \right] + \quad (9)$$

$$+ \cos \theta \left[(1 + V_{ll}) u_\theta^S(\omega \pm \Omega) + V_{ll} e^{-i\Delta\phi} u_r^P(\omega \pm \Omega) \right],$$

$$U_z = \cos \theta \left[(1 + V_{ll}) e^{-i\Delta\phi} u_r^P(\omega \pm \Omega) + V_{ll} u_\theta^S(\omega \pm \Omega) \right] -$$

$$- \sin \theta \left[(1 + V_{ll}) u_\theta^S(\omega \pm \Omega) + V_{ll} e^{-i\Delta\phi} u_r^P(\omega \pm \Omega) \right], \quad (10)$$

в которых для определения спектральных компонент откликов на комбинационных частотах учтен фазовый набег $\Delta\phi$, возникающий за счет различия во времени прихода в точку приема продольных и поперечных волн, а также эффекты отражения и трансформации на границе твердая среда–вакуум. При этом сигналы на выходе x -, z -датчиков определяются величиной упругих смещений в обеих волнах, вычисляемых с помощью

формул (7), (8). Фигурирующие в выражениях (9), (10) коэффициенты отражения и трансформации V_{ll} , V_{lt} , V_{tl} , V_{tt} , а также фазовый набег $\Delta\phi$, имеют следующий вид [9]:

$$V_{ll} = \frac{\frac{2c_t^3 \sin \theta \sin 2\theta}{c_l^3} \sqrt{1 - \frac{c_t^2 \sin^2 \theta}{c_l^2}} - 1 + \frac{4c_t^2 \sin^2 \theta}{c_l^2} \left(1 - \frac{c_t^2 \sin^2 \theta}{c_l^2}\right)}{\frac{2c_t^3 \sin \theta \sin 2\theta}{c_l^3} \sqrt{1 - \frac{c_t^2 \sin^2 \theta}{c_l^2}} + 1 - \frac{4c_t^2 \sin^2 \theta}{c_l^2} \left(1 - \frac{c_t^2 \sin^2 \theta}{c_l^2}\right)}, \quad (11)$$

$$V_{lt} = \frac{\sin 4\theta}{\cos^2 2\theta + 2 \sin \theta \sin 2\theta \sqrt{\frac{c_t^2}{c_l^2} - \sin^2 \theta}}, \quad (12)$$

$$V_{tl} = \frac{2 \frac{c_t^2}{c_l^2} \sin 2\theta \left(1 - 2 \frac{c_t^2}{c_l^2} \sin^2 \theta\right)}{\left(1 - 2 \frac{c_t^2}{c_l^2} \sin^2 \theta\right)^2 + 2 \frac{c_t^2}{c_l^2} \sin 2\theta \sin \theta \sqrt{1 - \frac{c_t^2}{c_l^2} \sin^2 \theta}}, \quad (13)$$

$$V_{tt} = \frac{\cos^2 2\theta - 2 \sin 2\theta \sin \theta \sqrt{\frac{c_t^2}{c_l^2} - \sin^2 \theta}}{\cos^2 2\theta + 2 \sin 2\theta \sin \theta \sqrt{\frac{c_t^2}{c_l^2} - \sin^2 \theta}}, \quad (14)$$

$$\Delta\phi = \frac{\omega h}{\cos \theta} \left(\frac{1}{c_t} - \frac{1}{c_l}\right). \quad (15)$$

Результаты расчета уровня сигнала ($\omega \pm \Omega$ – спектральных компонент) с обоих геофонов, перемещаемых по отрезку прямой на оси длиной $10\lambda_R$ при глубине залегания неоднородности $\omega h/c_t = 4, 8, 12, 16, 20$, даются на рис. 2а, 2б, 2в, 2г, 2д. Вычисления выполнены с помощью пакета Mathcad 2001, в расчетах использованы соотношения $c_l/c_t = 1.73$, $\Theta_l = 0.03$, $\Theta_t = 0.06$, $\omega/\Omega = 10$. Нетрудно видеть, что с ростом глубины залегания неоднородности характерный максимум зависимости “уровень сейсмического отклика – дистанция до эпицентра неоднородности” смещается вправо, причем у x - и z -ориентированных геофонов их вид несколько различен, что следует учитывать при реализации методики поиска дефектов или мониторинге сред. При известных параметрах, таких как обе частоты ω , Ω и обе скорости распространения c_l , c_t , по местоположению максимума и других характерных изменений в графиках возможно определение глубины залегания h .

Анализ другого случая, в котором зондирующим полем является высокочастотный пучок

плоских поперечных волн, посылаемый вдоль свободной земной поверхности (см. рис. 1), проводится аналогично, причем естественно предположить, что источник волн сдвига может быть реализован в виде внедренного в среду вертикально ориентированного штампа, вибрирующего по касательной к рабочей поверхности и удаленного на некоторое расстояние l от центра пустой сферической полости, находящейся, как и ранее, на глубине h под свободной границей. В отличие от прежнего, здесь используются z -компонента высокочастотной сдвиговой волны и x -компонента низкочастотной рэлеевской волны для осуществления фазовой модуляции зондирующей сдвиговой волны. Сила диполя здесь дается в аналогичной форме:

$$\mathbf{F} = \mathbf{z}^0 4\pi r c_t^2 a u_z^{S(\omega)} \times \exp\left(-i\omega t - i\frac{\omega}{c_t} U_x^{R(\Omega)}(h) \cos \Omega t\right), \quad (16)$$

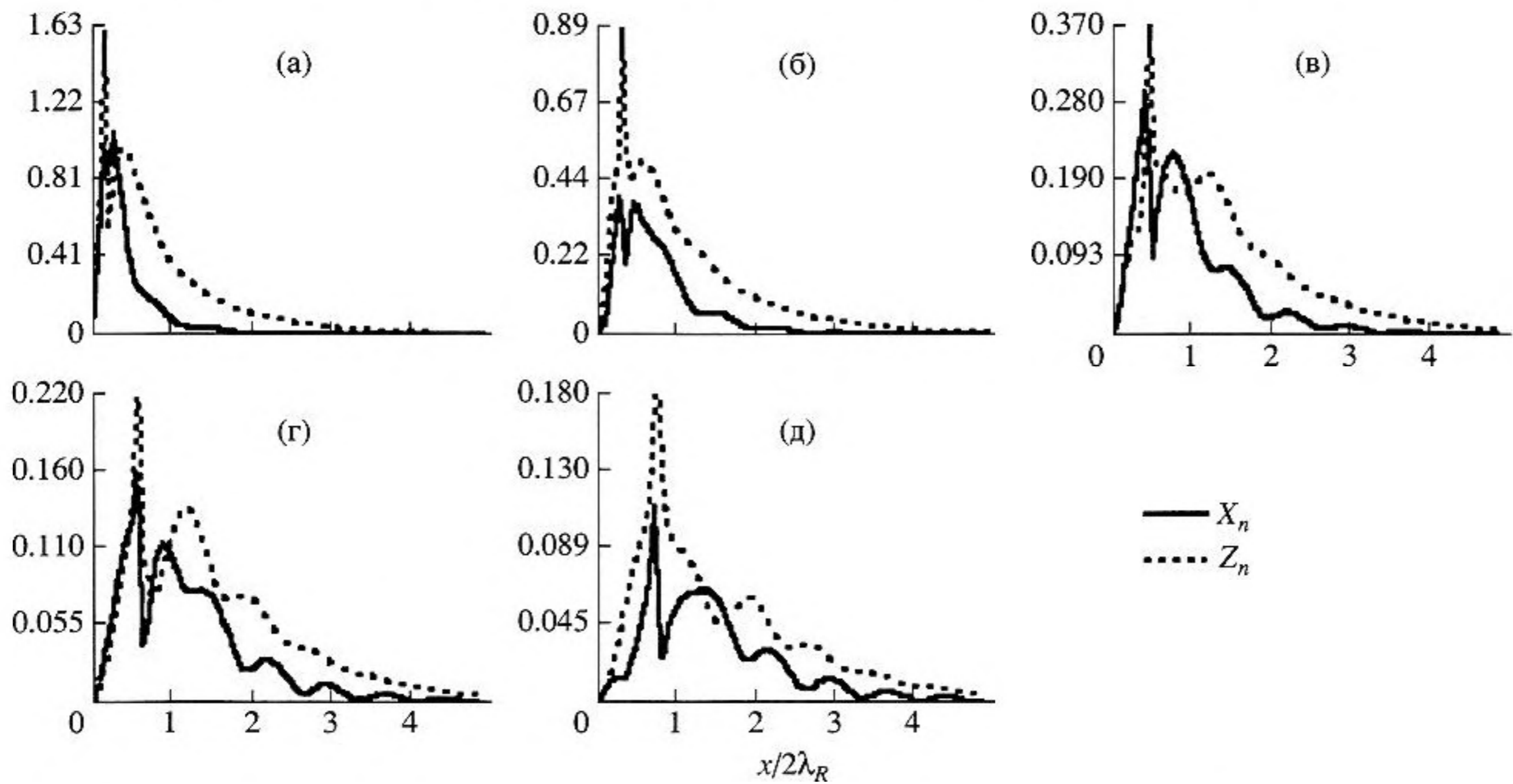


Рис. 2. Зависимость амплитуды сигнала (в относительных безразмерных единицах) с выхода датчиков x -, z -поляризации от расстояния вдоль оси x . Сплошные линии – выход датчика с x -поляризацией, пунктирные линии – выход z -поляризованного датчика. Первый вариант зондирования. (а – $h = 0.2\lambda_R/\pi$, б – $h = 0.4\lambda_R/\pi$, в – $h = 0.6\lambda_R/\pi$, г – $h = 0.8\lambda_R/\pi$, д – $h = \lambda_R/\pi$).

где $U_x^{R(\Omega)}(h)$ – x -компонента рэлеевской волны при $z = h$ (см. формулу (1)), а величины комбинационных (стоксовой и антистоксовой) первых гармоник следующие:

$$F_{1z} = 2\pi r c_t a \omega u_z^{S(\omega)} U_x^{R(\Omega)}(h) \times \exp(-i(\omega + \Omega)t + \exp -i(\omega - \Omega)t). \quad (17)$$

Рассеянные продольная и поперечная волны комбинационных частот в рассматриваемом случае представляются аналогично формулам (7) и (8):

$$u_r^P(\omega \pm \Omega) = \frac{c_t a \omega u_{z0}^{S(\omega)} U_x^{R(\Omega)}(h) \cos \theta}{2c_t^2 r} \times \exp \left\{ -i(\omega \pm \Omega) \left(t - \frac{r}{c_l} \right) - \frac{\Theta_l \omega l}{2c_t} - \frac{\Theta_l (\omega \pm \Omega) r}{2c_l} \right\}, \quad (18)$$

$$u_\theta^S(\omega \pm \Omega) = \frac{a \omega u_{z0}^{S(\omega)} U_x^{R(\Omega)}(h) \sin \theta}{2c_t r} \times \exp \left\{ -i(\omega \pm \Omega) \left(t - \frac{r}{c_l} \right) - \frac{\Theta_l (\omega l + (\omega \pm \Omega) r)}{2c_t} \right\}. \quad (19)$$

Далее с помощью тех же соотношений (9), (10), в которые теперь следует подставить выражения (18), (19) для $u_r^P(\omega \pm \Omega)$, $u_\theta^S(\omega \pm \Omega)$, можно

получить количественные значения отклика на суммарный сейсмический сигнал с выхода геофонов горизонтальной и вертикальной (x , z) ориентации, т.е. U_x , U_z . Результаты аналогичных вычислений уровня сигнала ($\omega \pm \Omega$ – спектральной компоненты) с выхода обоих геофонов при тех же, как и в прежнем случае, значениях параметров и при $l = h$ показали, что в процессе постепенного погружения неоднородности под поверхность на глубине $h\Omega/c_R = 1.2$ наблюдается минимум уровня сигнала с выхода геофонов обеих ориентаций, что объясняется переходом через нуль x -компоненты колебаний низкочастотной поверхностной волны для частиц среды, находящихся на этой глубине ($h \approx 0.2\lambda_R$). Наличие минимума уровня иллюстрируют рис. 3а, 3б, 3в. Для предыдущего варианта зондирования с ростом глубины залегания неоднородности характерен более монотонный спад уровня. Это может служить дополнительным признаком наличия неоднородности, а также показателем глубины ее залегания. Однако, регистрируемые в этом варианте зондирования амплитуды сигналов на порядок ниже, чем в первом из рассмотренных, поэтому второй, вероятно, может рассматриваться, как дополнительный, уточняющий вариант.

В заключение заметим, что оценка соотношения сигналов, рассеянных неоднородностью линейно и параметрически, показывает превышение первых в $\omega U^{R(\Omega)}/c_{l,t}$ раз, которое для мягких

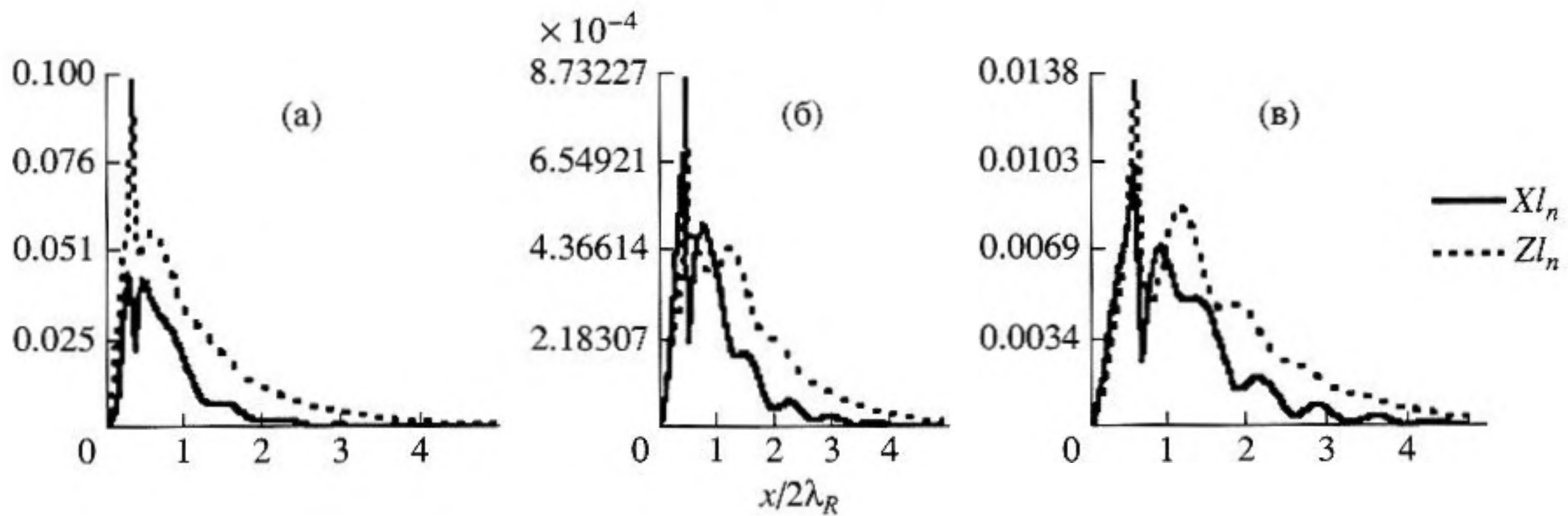


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала (в относительных безразмерных единицах) с выхода датчиков x -, z -поляризации от расстояния вдоль оси x . Сплошные линии – выход датчика с x -поляризацией, пунктирные линии – выход z -поляризованного датчика. Второй вариант зондирования. (а – $h = 0.4\lambda_R/\pi$, б – $h = 0.6\lambda_R/\pi$, в – $h = 0.8\lambda_R/\pi$).

грунтов $c_l \sim 300$ м/с, $c_t \sim 170$ м/с, $U^{R(\Omega)} \sim 10$ мкм, $\omega \sim 2\pi 300$ с⁻¹, $\Omega \sim 2\pi(20-30)$ с⁻¹) составляет 70...80 дБ, а в случае жестких – будет еще большим, поскольку амплитуда поверхностных волн в них окажется существенно меньшей при тех же воздействиях источника накачки. Это показывает, какой высокой чувствительностью должна обладать система, позволяющая реализовать прием параметрически рассеянных упругих волн даже в наиболее благоприятных геофизических условиях. Важно также отметить, что рассмотренный случай, в котором неоднородностью является пустая сферическая полость малых волновых размеров, методически наиболее прост для расчета и анализа. Однако можно полагать, что если в эксперименте возникнут условия, незначительно нарушающие сформулированные ограничительные рамки или реализуется заполнение полости материалом, несколько отличающимся по плотности и жесткости от вмещающей среды, то ожидаемый уровень параметрически рассеянного сигнала будет иметь лишь некоторые количественные отличия, по-видимому, в меньшую сторону от представленного здесь результата. Данное замечание, тем не менее, указывает на достаточно широкие возможности и область практического применения настоящей работы. Касаясь, наконец, практической стороны проблемы, также заметим, что именно параметрическое рассеяние может рассматриваться как эффективное средство борьбы с помехами зондированию, вызванными обратным рассеянием первичной волны на многочисленных границах раздела в приповерхностной слоистой структуре верхней части разреза, поскольку колебания границ и локальных неоднородностей в поле поверхностной волны существенно различны.

ВЫВОДЫ

В работе дан качественный анализ параметрического рассеяния высокочастотных продольных и поперечных волн на полой сфере малых волновых размеров, расположенной на небольшой глубине под земной поверхностью и колеблющейся под действием низкочастотной рэлеевской поверхностной волны. Получены формулы для оценки уровня и углового распределения параметрически рассеянных волн сжатия и сдвига на комбинационных частотах. Результаты расчета продемонстрированы графиками. Совокупность полученных графиков относится к набору значений глубины при заданной частоте накачки, но допускает переход к набору частот накачки при заданной глубине залегания неоднородности. Для практического применения второе является более важным, причем изменение частоты накачки может быть заложено в основу конкретных методик и алгоритмов, реализуемых при построении поисковых систем. Показано, что выделение сейсмического отклика на комбинационных гармониках в принципе позволяет осуществлять поиск и определение глубины залегания полостей малых размеров в грунте в результате регистрации параметрически рассеянных волн и последующего сравнения их уровней. При этом на практике должна использоваться совокупность данных, получаемых путем съема и обработки сейсмических сигналов с геофонов вертикальной и горизонтальной ориентации, дискретно перемещаемых вдоль поверхности. Аппаратура регистрации должна обладать чувствительностью, способной выделять сигналы по уровню на 70–80 дБ более низкие, чем возникающие за счет линейного акустического рассеяния малыми неоднородностями.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-17089).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yamakoshi Y., Sato J., Sato T. Ultrasonic imaging of internal vibration of soft tissue under forced vibration // IEEE Transactions on ultrasonics, ferroelectrics and frequency control. 1990 (March). V. 37. № 2. P. 45–53.
2. Диденкулов И.Н., Кустов Л.М., Мартьянов А.И., Прончатов-Рубцов Н.В. Задачи дистанционной акустической диагностики газовых пузырьков в воде // Труды Нижегородской акустической научной сессии Н. Новгород, 2002. С. 300–306.
3. Авербах В.С., Артельный В.В., Боголюбов Б.Н., Заславский Ю.М., Кукушкин В.Д., Марьшев А.В., Постоевко Ю.К., Таланов В.И. Сейсмоакустическое зондирование искусственных неоднородностей в грунте // Акуст. журн. 2001. 47. № 4. С. 437–441.
4. Авербах В.С., Боголюбов Б.Н., Долинин Д.В., Заславский Ю.М., Марьшев А.П., Постоевко Ю.К., Таланов В.И. Применение мобильного сейсмоакустического комплекса для изучения геологической структуры и поиска неоднородностей на глубинах до 100 м // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 6. С. 732–735.
5. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 287 с.
6. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 487 с.
7. Справочник по специальным функциям. Под ред. М. Абрамовица, И. Стигана. М.: Наука, 1979. С.
8. Сейсморазведка. Справочник // Под ред. И. И. Гурвича, В.П. Номоконова 1973. 450 с.
9. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 412 с.

Parametric Scattering of High-Frequency Elastic Waves by a Small Spherical Cavity Oscillating Under the Action of a Rayleigh Wave

Yu. M. Zaslavskii

Scattering of high-frequency transverse and longitudinal plane waves incident on a spherical cavity located at a small depth under the surface of a half-space is considered. The cavity oscillates as a whole in the field of a low-frequency Rayleigh surface wave, the oscillation vectors of the longitudinal, transverse, and surface waves being coplanar. The cavity radius is assumed to be small compared to the wavelengths of the sounding wave and the pumping surface wave. The scattered compression and shear waves at the combination frequencies $\omega \pm \Omega$ are calculated in the dipole approximation. Expressions obtained describe the qualitative behavior of the combination-frequency signal levels produced at the outputs of horizontally and vertically oriented geophones moving over the free surface of the elastic half-space.