

УДК 534.26

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА ДЕФЕКТЕ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ДЕФЕКТΟΣКОПИИ

Данилов В. Н., Ямщиков В. С.

Рассматривается отражение плоских продольной и поперечной (вертикальной SV и горизонтальной SH) волн в твердой среде от цилиндрической полости. Получены геометрические приближения коэффициентов рассеяния и исследован вклад поверхностных волн рэлеевского, продольного и поперечного (SV и SH) типов.

Применение в практике ультразвуковой дефектоскопии достаточно коротких импульсов позволяет измерять периметр сечения округлых неоднородностей по времени запаздывания сигналов, соответствующих поверхностным волнам, оббежавшим вокруг них [1]. Одной из разновидностей неоднородностей, для которой может быть проведен достаточно подробный анализ подобных волн, является цилиндрическая.

В работах [2–4] подробно исследованы волны рэлеевского типа, возникающие на выпуклых и вогнутых цилиндрических поверхностях, а в работах [4–6] — некоторые другие типы поверхностных волн свободной поверхности цилиндрического объема.

При этом оценки проводились для очень большой величины характерного параметра $\varepsilon_l = k_l b$, где k_l — волновое число продольной волны, b — радиус цилиндра, так что $\sqrt[3]{\varepsilon_l} \gg 1$, что почти на два порядка больше значений ε_l , представляющих интерес для ультразвуковой дефектоскопии [1].

Рассмотрим возбуждение поверхностных волн, которые могут использоваться для целей акустического контроля, применительно к неоднородности типа цилиндрической полости. Полагая, что источник находится в волновой зоне на расстоянии $r \gg b$ от оси полости, будем рассматривать лишь плоские волны.

Пусть плоская гармоническая волна смещения распространяется в отрицательном направлении вдоль оси OX системы координат с центром, лежащим на оси OZ цилиндра $U = U_{\text{пад } j} \exp[-i(k_j x + \omega t)]$, где $j = x, y$ или z ; $k_x = k_l$, $k_{y,z} = k_\tau$, k_τ — волновое число поперечной волны (под частотой ω подразумевается оптимальная рабочая частота, на которой достигается максимальная чувствительность преобразователя дефектоскопа [1]). Смещение $U_{\text{пад } x}$ характеризует падающую на цилиндр продольную волну (P), а $U_{\text{пад } y,z}$ — поперечную поляризованную соответственно вертикально (SV) и горизонтально (SH).

Учитывая отсутствие зависимости от координаты z , для отличных от нуля компонент смещений волн, рассеянных в направлении к излучателю (назад), в волновой зоне при $k_{l,\tau} r \rightarrow \infty$ получаем, что

$$U_{\text{отр } x} = U_{\text{пад } x} \sqrt{2\pi/k_l r} \exp[i(k_l r - \pi/4 - \omega t)] B^P,$$

$$U_{\text{отр } y} = U_{\text{пад } y} \sqrt{2\pi/k_\tau r} \exp[i(k_\tau r - \pi/4 - \omega t)] B^{SV},$$

$$U_{\text{отр } z} = -U_{\text{пад } z} \sqrt{2\pi/k_\tau r} \exp[i(k_\tau r - \pi/4 - \omega t)] B^{SH},$$

где B^P , B^{SV} , B^{SH} — коэффициенты рассеяния соответственных волн [7].

$$B^P = \frac{1}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_{0,n}) (-1)^n \frac{J_n(\varepsilon_l)}{H_n^{(1)}(\varepsilon_l)} \frac{V_{1n}}{V_n},$$

$$B^{SV} = \frac{1}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_{0,n}) (-1)^n \frac{J_n(\varepsilon_\tau)}{H_n^{(1)}(\varepsilon_\tau)} \frac{V_{2n}}{V_n}, \quad (1)$$

$$B^{SH} = -\frac{1}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_{0,n}) (-1)^n \frac{J_n'(\varepsilon_\tau)}{H_n^{(1)'}(\varepsilon_\tau)}.$$

В формулах (1)

$$V_n = (\varepsilon_\tau^2/2 - n^2)^2 - n^2 + \varepsilon_\tau^2/2 (\varepsilon_\tau Q_n(\varepsilon_\tau) + \varepsilon_l Q_n(\varepsilon_l)) + \\ + (1 - n^2) \varepsilon_l \varepsilon_\tau Q_n(\varepsilon_l) Q_n(\varepsilon_\tau), \quad V_{1n} = (\varepsilon_\tau^2/2 - n^2)^2 - n^2 + \varepsilon_\tau^2/2 (\varepsilon_\tau Q_n(\varepsilon_\tau) + \\ + \varepsilon_l P_n(\varepsilon_l)) + (1 - n^2) \varepsilon_l \varepsilon_\tau P_n(\varepsilon_l) Q_n(\varepsilon_\tau), \quad (2)$$

$$Q_n(\varepsilon_{l,\tau}) = \frac{H_n^{(1)'}(\varepsilon_{l,\tau})}{H_n^{(1)}(\varepsilon_{l,\tau})}, \quad P_n(\varepsilon_{l,\tau}) = \frac{J_n'(\varepsilon_{l,\tau})}{J_n(\varepsilon_{l,\tau})}, \quad \delta_{0,n} = \begin{cases} 1, & n=0 \\ 0, & n \neq 0. \end{cases}$$

Коэффициенты V_{2n} из (1) получаются заменой в формуле для V_{1n} (2) $P_n(\varepsilon_l) \rightarrow Q_n(\varepsilon_l)$, $Q_n(\varepsilon_\tau) \rightarrow P_n(\varepsilon_\tau)$.

Для оценки сумм рядов (2) используем следующее преобразование Ватсона [8]:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n F_n = \int_{\Gamma} \exp(-iv\pi) F_v dv + i \int_{\Gamma} \frac{F_v}{\sin(\pi v)} dv, \quad (3)$$

где исходный контур интегрирования Γ — прямая, параллельная действительной оси и лежащая в области $\text{Im } v > 0$ комплексной плоскости v . Первый интеграл в формуле (3) оценивается методом перевала и позволяет определить коэффициент отражения в приближении геометрической акустики, при этом контур Γ деформируется в перевальный. Вторым интегралом учитывается вклад поверхностных волн, обтекающих неоднородность, при этом контур Γ смещается в направлении $\text{Im } v \rightarrow \infty$ и вычисляются вклады полюсов функции F_v . В приближении геометрической акустики в седловой точке $v_s = 0$, получаем с точностью до членов более высокого порядка малости выражения:

$$B_{\Gamma A}^P = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_l}{\pi}} \exp(-i(2\varepsilon_l - \pi/4)) \left(1 - i \frac{4\varepsilon_l}{\varepsilon_\tau^2} + i \frac{5}{16\varepsilon_l} + O(\varepsilon_l^{-2}) \right).$$

$$B_{\Gamma A}^{SV} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_\tau}{\pi}} \exp(-i(2\varepsilon_\tau - \pi/4)) \left(1 - i \frac{59}{16\varepsilon_\tau} + O(\varepsilon_\tau^{-2}) \right), \quad (4)$$

$$B_{\Gamma A}^{SH} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_\tau}{\pi}} \exp(-i(2\varepsilon_\tau - \pi/4)) \left(1 - i \frac{15}{16\varepsilon_\tau} + O(\varepsilon_\tau^{-2}) \right)$$

При $\varepsilon_{l,\tau} \rightarrow \infty$ значения всех коэффициентов (4) совпадают для одних и тех же параметров ε_l , ε_τ .

Чтобы оценить второй интеграл в формуле (3) для каждого из коэффициентов (1) рассмотрим полюса подынтегральных выражений, являющиеся корнями дисперсионных уравнений для коэффициентов B^P и B^{SV}

$$V_v = 0 \quad (5)$$

$$H_v^{(1)'}(\varepsilon_\tau) = 0 \quad (6)$$

для коэффициента B^{SH} .

Решение уравнения (5) для случая поверхностных волн типа рэлеевских на вогнутой цилиндрической поверхности рассмотрено в работах [2, 4]. В этом случае оно имеет вид $v_R = k_{RC} b$, где $k_{RC} = k_1 + ik_2$ — волновое число поверхностных волн, $k_1 = k_R(1 + \delta)$, k_R — волновое число волн Рэлея на плоской поверхности, $\delta \sim 1/(k_R b)$ — поправка, учитывающая кривизну,

k_2 — мнимая часть, возникающая вследствие излучения поверхностных волн в среду при распространении вдоль криволинейной границы. Значения δ и k_2 определяются при подстановке в формулу (5) асимптотических выражений Дебая для функций Ханкеля [8] и приведены в работе [2, 4] для $\epsilon_l > 10$. Корень v_R определяется в предположении, что $|v_R - \epsilon_{l,\tau}| > O(|v_R|^{1/3})$. Пусть v_P — корень уравнения (5) — находится в окрестности ϵ_l , причем $|v_P - \epsilon_l| \leq O(|v_P|^{1/3})$. Тогда

$$\begin{aligned} H_v^{(1)}(\epsilon_l) &\simeq \frac{2}{\pi} \exp(\mp i\pi/3) (6/\epsilon_l)^{1/3} A(q_P), \\ H_v^{(2)}(\epsilon_l) &\simeq -\frac{2}{\pi} \exp(\mp i2\pi/3) (6/\epsilon_l)^{2/3} A'(q_P), \end{aligned} \quad (7)$$

где $q_P = (v_P - \epsilon_l) (6/\epsilon_l)^{1/3} \exp(\mp i\pi/3)$, $A(q) = \int_0^\infty \cos(t^3 - qt) dt$ — интеграл Эйри,

применявшийся для аппроксимации функции Ханкеля в работе [8].

Для цилиндрических функций с аргументом ϵ_τ используем следующее приближение Дебая:

$$H_v^{(1)}(\epsilon_\tau) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sqrt[4]{\epsilon_\tau^2 - v^2}} \exp\left(\pm i\left(\sqrt{\epsilon_\tau^2 - v^2} - v \arccos \frac{v}{\epsilon_\tau} - \frac{\pi}{4}\right)\right). \quad (8)$$

$$H_v^{(2)}(\epsilon_\tau) \simeq (\pm i \sqrt{\epsilon_\tau^2 - v^2}/\epsilon_\tau + 0,5\epsilon_\tau/(v^2 - \epsilon_\tau^2)) H_v^{(1)}(\epsilon_\tau).$$

Подставляя выражения (7), (8) в формулу (5), получаем дисперсионное уравнение для поверхностно-продольных волн

$$\frac{A(q_P)}{A'(q_P)} = 2 \left(\frac{6}{\epsilon_l}\right)^{1/3} \exp(-i\pi/3) \frac{\epsilon_l(\epsilon_\tau^2 - iv_P^2 \sqrt{\epsilon_\tau^2 - v_P^2})}{(\epsilon_\tau^2 - 2v_P^2)^2 + 2i\epsilon_\tau^2 \sqrt{\epsilon_\tau^2 - v_P^2}}, \quad (9)$$

где $v_P = \epsilon_l + (\epsilon_l/6)^{1/3} q_P \exp(i\pi/3)$.

Определив отсюда параметр q_P , находим корень уравнения (5) $v_P = k_P b$, где k_P — волновое число поверхностной волны. Если $\epsilon_l \rightarrow \infty$, то уравнение (9) переходит в

$$A(q_P) = 0, \quad (10)$$

корни которого действительны и приближенно выражаются следующим образом [8]:

$$q_{Pn} = \frac{3}{4} \pi^{2/3} (4n-1)^{2/3}, \quad n=1, 2, \dots \quad (11)$$

Переход к формуле (10) возможен при $\sqrt[3]{\epsilon_l} \gg 1$. Если $\epsilon_\tau/\sqrt{2} - \epsilon_l \gg 1$, то, используя асимптотические представления $A(q)$, $A'(q)$, получаем следующее уравнение для нахождения приближенных значений параметра q_P :

$$\frac{\operatorname{ctg}(2(q_P/3)^{3/2} - \pi/4)}{\sqrt[3]{\frac{q_P}{3}}} = 4\epsilon_l \left(\frac{6}{\epsilon_l}\right)^{1/3} \frac{v_P^2 \sqrt{\epsilon_\tau^2 - v_P^2}}{(\epsilon_\tau^2 - 2v_P^2)^2} \exp(i\pi/6). \quad (12)$$

Из формул (9), (12) следует, что q_P — комплексная величина, $\arg(q_P) \rightarrow 0$ при $\epsilon_l \rightarrow \infty$, а модуль стремится к значениям (11) для соответственной гармоники n .

На фиг. 1 приведены зависимости $|q_P|$ и $\arg(q_P)$ первой гармоники ($n=1$) от ϵ_l , рассчитанные по формуле (12) для материала с $\epsilon_\tau/\epsilon_l = 2,09$ (латунь). Довольно быстрое изменение $|q_P|$ и $\arg(q_P) < 0$, наблюдаемое

до величины $\varepsilon_l = 100-150$, сменяется более медленным асимптотическим приближением к предельным значениям.

Предполагая, что корень уравнения (5) v_{SV} находится в окрестности ε_τ , $|v_{SV} - \varepsilon_\tau| \leq O(|v_{SV}|^{1/3})$ и подставляя в формулу (5) представления Дебая функций Ханкеля для $v > \varepsilon_l$ и выражения (7) с заменой $\varepsilon_l \rightarrow \varepsilon_\tau$, получаем дисперсионное уравнение поверхностно-поперечных волн вертикальной поляризации

$$\frac{A(q_{SV})}{A'(q_{SV})} = 2 \left(\frac{6}{\varepsilon_\tau} \right)^{1/3} \exp(-i\pi/3) \frac{\varepsilon_\tau (\varepsilon_\tau^2 + 2v_{SV}^2 \sqrt{v_{SV}^2 - \varepsilon_l^2})}{(\varepsilon_\tau^2 - 2v_{SV}^2)^2 - 2\varepsilon_\tau^2 \sqrt{v_{SV}^2 - \varepsilon_l^2}}. \quad (13)$$

Если $\sqrt[3]{\varepsilon_\tau} \gg 1$, то уравнение (13) переходит в уравнение (10) при $q_P \rightarrow q_{SV}$. Уравнение, аналогичное (13) для поверхностных волн с вертикальной поляризацией в случае выпуклой цилиндрической границы, рассмотрено в работе [5]. При $\varepsilon_\tau \rightarrow \infty$ уравнения для выпуклой и вогнутой границ совпадают, однако во втором случае волновое число SV волны $k_{SV} = v_{SV}/b$ — комплексное, тогда как в первом случае оно действительное ($k_{SV} = k_\tau - q_{SV}/b(\varepsilon_\tau/6)^{1/3}$).

Если $\varepsilon_\tau \gg 1$, то получаем следующее уравнение для приближенных значений q_{SV} :

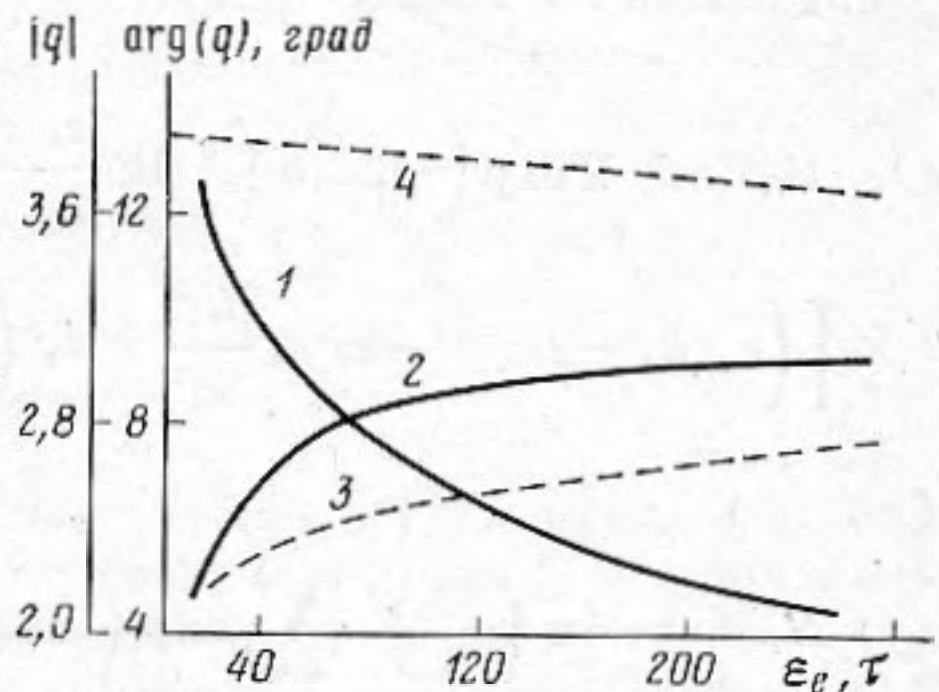
$$\frac{\text{ctg}(2(q_{SV}/3)^{1/3} - \pi/4)}{\sqrt[3]{\frac{q_{SV}}{3}}} = -4\varepsilon_\tau \left(\frac{6}{\varepsilon_\tau} \right)^{1/3} \frac{v_{SV}^2 \sqrt{v_{SV}^2 - \varepsilon_l^2}}{(\varepsilon_\tau^2 - 2v_{SV}^2)^2} \exp(-i\pi/3).$$

Зависимости $|q_{SV1}|$ и $\arg(q_{SV1})$ от ε_τ приведены на фиг. 1. В этом случае $\arg(q) > 0$ и уменьшается с ростом ε_τ весьма медленно, увеличение $|q|$ происходит также значительно медленнее, чем для P волн. При $\varepsilon_\tau \rightarrow \infty$ $\arg(q_{SV1}) \rightarrow 0$, а $|q_{SV1}| \rightarrow q_1$, где q_1 — первый корень уравнения $A(q_{SV}) = 0$.

Используя выражение (7), из формулы (6) получаем следующее дисперсионное уравнение поверхностно-поперечных волн горизонтальной поляризации: $A'(q_{SH}) = 0$, решениями которого являются нули производной интеграла Эйри [8]. Для волн SH на выпуклой границе дисперсионное уравнение имеет такой же вид [4, 5].

Вычисляя вторые интегралы в формуле (3), полученные при преобразовании рядов (1), по теории вычетов с использованием формул (7) — (9), (13) приходим к следующим соотношениям для вкладов поверхностных волн в коэффициенты рассеяния в случаях: падающей P волны

$$B_R^P = -2 \exp\left(-2k_1 b \left(\text{Arth} \frac{p_1}{k_1} - \frac{p_1}{k_1}\right)\right) \sum_{m=0}^{\infty} \exp(i\pi v_R (1+2m)) \varepsilon_\tau \times \\ \times \left[\left(\varepsilon_\tau (k_\tau^2 - 2k_1^2)^2 - k_\tau^3 p_1 \frac{k_1^2}{s_1^2} + k_\tau^3 \left(p_1 - s_1 + \frac{k_\tau^3}{2s_1^2 \varepsilon_\tau} \right) \right) \frac{1}{k_\tau D_R} + O(\varepsilon_l^{-1}) \right]. \\ B_P^P = -\pi/3 \sqrt[3]{\varepsilon_l/6} \sum_P \left[((k_\tau^2 - 2k_P^2)^2 \varepsilon_\tau + i2k_\tau^3 s_P) / D_P + O(\varepsilon_l^{-1}) \right] \times \\ \times \frac{1}{(A'(q_P))^2} \sum_{m=0}^{\infty} \exp(i\pi v_P (1+2m) + i\pi/3). \quad (14)$$



Фиг. 1. Зависимости модулей и аргументов первых корней дисперсионных уравнений поверхностных P волн от ε_l и SV волн от ε_τ : 1 — $-\arg(q_{P1})$, 2 — $|q_{P1}|$, 3 — $|q_{SV1}|$, 4 — $\arg(q_{SV1})$

$$B_{SV}^P = -16 \sum_{SV} \exp \left(-2k_{SV} b \left(\text{Arth} \frac{p_{SV}}{k_{SV}} - \frac{p_{SV}}{k_{SV}} \right) \right) \times \\ \times \left[\left(\frac{(k_\tau^2 - 2k_{SV}^2)^2 \varepsilon_\tau}{(k_\tau^2 - 2k_{SV}^2)^2 \varepsilon_\tau - 2k_\tau^3 p_{SV}} \right) \frac{k_{SV}^2 k_\tau p_{SV} \varepsilon_\tau}{D_{SV}} + O(\varepsilon_\tau^{-1}) \right] \times \\ \times \frac{1}{A'(q_{SV})} \sum_{m=0}^{\infty} \exp(i\pi \nu_{SV} (1+2m)),$$

где $D_R = 4k_1 \varepsilon_\tau (2k_1^2 - k_\tau^2) + k_1^3 k_\tau / p_1 (k_1^2 / p_1 + k_\tau^2 / s_1) / s_1 - k_\tau^3 k_1 (1/p_1 + 1/s_1) -$
 $- 4k_1 p_1 s_1 \varepsilon_\tau - 2k_1^3 (p_1 / s_1 + s_1 / p_1) \varepsilon_\tau - 2k_1 k_\tau (k_1^4 s_1 / p_1^4 + k_\tau^4 p_1 / s_1^4).$

$$D_P = (k_\tau^2 - 2k_P^2)^2 \varepsilon_\tau + i2k_\tau^3 s_P + i4k_1 k_\tau k_P (2s_P - k_P^2 / s_P) + 2\sqrt[3]{\varepsilon_l / 6} D_g(q_P) k_\tau \exp(i\pi/3) \times \\ \times (4k_P (2k_P^2 - k_\tau^2) - ik_\tau^3 k_P / (s_P \varepsilon_\tau) + (k_\tau^3 / \varepsilon_\tau - 2ik_P^2 s_P) q_P \sqrt[3]{4\varepsilon_l / 3} \exp(-i2\pi/3)). \quad (15)$$

$$D_{SV} = (k_\tau^2 - 2k_{SV}^2)^2 \varepsilon_\tau - 2k_\tau^3 p_{SV} - 4k_\tau^2 k_{SV} (2p_{SV} + k_{SV}^2 / p_{SV}) + 2\sqrt[3]{\varepsilon_l / 6} D_g(q_{SV}) \times \\ \times k_\tau \exp(i\pi/3) (4k_{SV} (2k_{SV}^2 - k_\tau^2) - k_\tau^3 k_{SV} / (p_{SV} \varepsilon_\tau) + (k_\tau^3 / \varepsilon_\tau + 2k_{SV}^2 p_{SV}) q_{SV} \times \\ \times \sqrt[3]{4\varepsilon_l / 3} \exp(-i2\pi/3)). \quad D_g(q) = A(q) / A'(q), \quad p_1 = \sqrt{k_1^2 - k_i^2}, \quad s_P = \sqrt{k_\tau^2 - k_P^2}, \\ p_{SV} = \sqrt{k_{SV}^2 - k_i^2}, \quad s_1 = \sqrt{k_1^2 - k_\tau^2}.$$

падающей SV волны

$$B_R^{SV} = -2 \exp \left(-2k_1 b \left(\text{Arth} \frac{s_1}{k_1} - \frac{s_1}{k_1} \right) \right) \sum_{m=0}^{\infty} \exp(i\pi \nu_R (1+2m)) \varepsilon_\tau \times \\ \times \left[\left(\varepsilon_\tau (k_\tau^2 - 2k_1^2)^2 - k_\tau^3 p_1 \frac{k_1^2}{s_1^2} + k_\tau^3 \left(s_1 - p_1 - \frac{k_\tau^3}{2s_1^2 \varepsilon_\tau} \right) \right) \frac{1}{k_\tau D_R} + O(\varepsilon_l^{-1}) \right], \quad (16)$$

$$B_P^{SV} = -4\pi \left(\frac{\varepsilon_l}{6} \right)^{2/3} \sum_P \exp \left(i2k_\tau b \left(\frac{k_P}{k_\tau} \arccos \frac{k_P}{k_\tau} - \frac{s_P}{k_\tau} \right) \right) \frac{1}{A'(q_P)} \times \\ \times \left[\left(\frac{\varepsilon_\tau^2 k_P^2 (k_\tau^2 - 2k_P^2)^2 + k_\tau^6}{k_\tau^3 - 2\varepsilon_\tau i k_P^2 s_P} \right) \frac{1}{D_P} + O(\varepsilon_l^{-1}) \right] \sum_{m=0}^{\infty} \exp \left(i\pi \nu_P (1+2m) + \frac{i\pi}{6} \right),$$

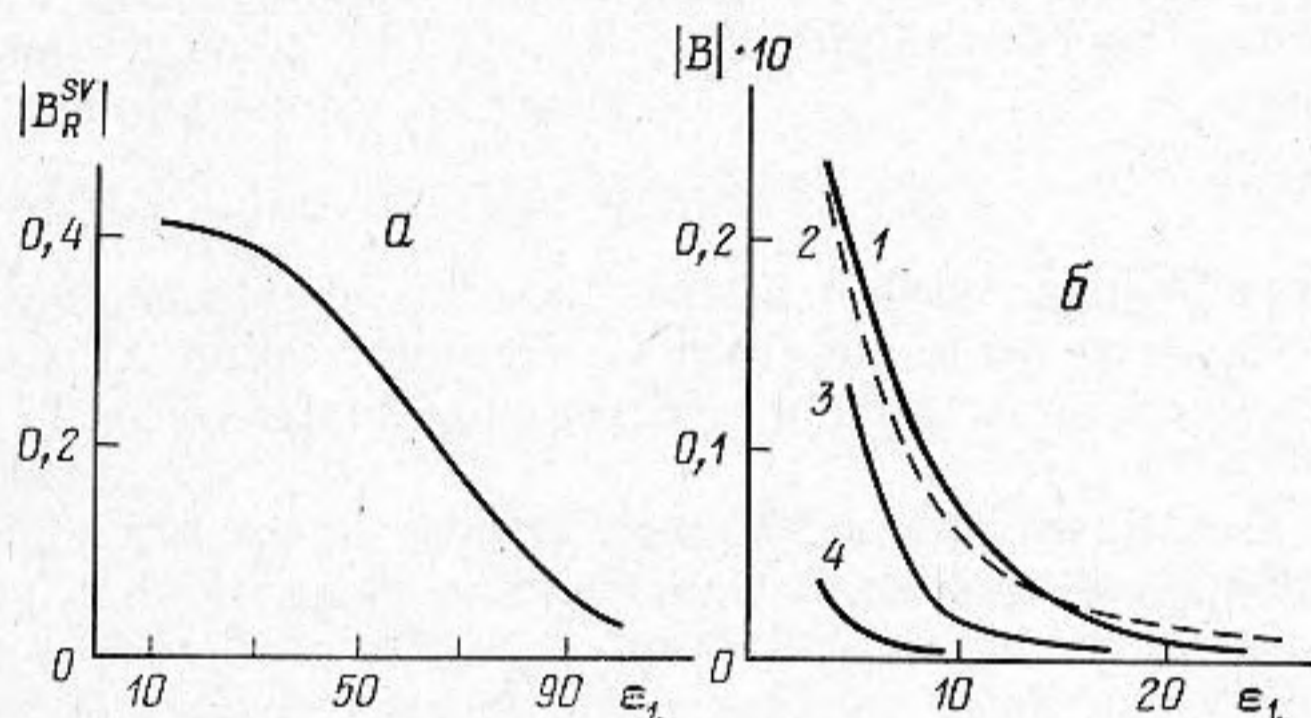
$$B_{SV}^{SV} = -\pi/3 \sqrt[3]{\varepsilon_l / 6} \sum_{SV} [((k_\tau^2 - 2k_{SV}^2)^2 \varepsilon_\tau - 2k_\tau^3 p_{SV}) / D_{SV} + O(\varepsilon_\tau^{-1})] \times \\ \times 1 / (A'(q_{SV}))^2 \sum_{m=0}^{\infty} \exp(i\pi \nu_{SV} (1+2m) + i\pi/3).$$

падающей SH волны

$$B_{SH}^{SH} = 2\pi \sqrt[3]{\varepsilon_l / 6} \sum_{SH} k_\tau / [(k_\tau + k_{SH}) q_{SH} (A(q_{SH}))^2] \times \\ \times \sum_{m=0}^{\infty} \exp(i\pi \nu_{SH} (1+2m) + i\pi/3). \quad (17)$$

В формулах (14), (16), (17) индекс m означает число полных оборотов поверхностных волн вокруг цилиндрической полости. Нижний индекс у коэффициентов B в этих формулах указывает тип поверхностной волны, обеспечивающей появление рассеянной, причем для волн P , SV , SH проводится суммирование по различным гармоникам.

Численные оценки показывают, что величины B_R^P и B_{SV}^P пренебрежимо малы. Так, при $\epsilon_l=10$, $k_r/k_l=2,09$, $m=0 - |B_{R,SV}^P| < 10^{-9}$. Зависимости модулей остальных коэффициентов при $m=0$ для первых гармоник (в случае волн P , SV , SH) приведены на фиг. 2. Наибольшая величина коэффициента рассеяния отвечает случаю возбуждения поверхностной рэлеевской волны падающей поперечной вертикально поляризованной (фиг. 2, а). Поверхностная волна этого типа относительно слабо затухает при распространении вдоль вогнутой границы, например для $\epsilon_l=20 - \text{Im } \nu_R = k_2 b \approx 0,31$, т. е. отношение модулей B_R^{SV} для волн, совершивших m и $m+1$ полный оборот, примерно равно 0,14, поэтому могут регистрироваться отраженные волны, созданные поверхностной, обогнувшей полость несколько раз, при этом $\text{Im } \nu_R \rightarrow 0$, если $\epsilon_l \rightarrow \infty$.



Фиг. 2. Зависимости модулей коэффициентов рассеяния от параметра ϵ_l : а — $|B_R^{SV}|$, б — 1 — $|B_P^P|$, 2 — $|B_{SH}^{SH}|$, 3 — $|B_P^{SV}|$, 4 — $|B_{SV}^{SV}|$

Коэффициенты B_P^P , B_P^{SV} , B_{SH}^{SH} , B_{SV}^{SV} — (14) — (17) (фиг. 2, б) более чем на порядок меньше, чем B_R^{SV} , что связано с гораздо большим затуханием волн P , SV , SH при распространении вдоль вогнутой цилиндрической границы. Так, для первой гармоники при $\epsilon_l=10 - \text{Im } \nu_P=1,83$, $\text{Im } \nu_{SV}=3,01$, $\text{Im } \nu_{SH}=1,93$, что приводит к практически полному затуханию уже при $m=1$, при этом величина $\text{Im } \nu_{P,SV,SH}$ возрастает с увеличением номера n гармоники. Первые три коэффициента имеют сравнимые величины, а B_{SV}^{SV} — заметно меньшую. При уменьшении ϵ_l значения этих коэффициентов быстро растут и при $\epsilon_l \approx 1-2$ могут достигать величин, сравнимых с поправочными членами оценок в приближении геометрической акустики [8]. При этом из-за необходимости учета в разложениях цилиндрических функций в дисперсионных уравнениях и формулах смещений большого числа членов применение рассмотренного асимптотического подхода весьма ограничено. При уменьшении ϵ_l до величин, когда диаметр цилиндра незначительно превышает или меньше длины волны, дифференцированное рассмотрение отраженных волн теряет смысл.

Поскольку относительное различие в скоростях распространения поверхностных SV и R волн весьма незначительно (при $\epsilon_l=20 - (c_{SV}-c_R)/c_r \approx 0,04$), а $|B_R^{SV}| > 10^3 |B_{SV}^{SV}|$, то для акустической дефектоскопии на SV волнах представляет интерес волна с коэффициентом рассеяния B_R^{SV} . Кроме того, может регистрироваться волна, создаваемая поверхностно-продольной. В случаях P и SH падающих волн для определения характерных размеров неоднородностей могут использоваться соответственно P и SH поверхностные волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ермолов И. Н.* Теория и практика ультразвукового контроля. М.: Машиностроение, 1981. 240 с.
2. *Викторов И. А.* Волны типа рэлеевских на цилиндрических поверхностях.— Акуст. журн., 1958, т. 4, № 2, с. 131–136.
3. *Викторов И. А.* Типы звуковых поверхностных волн в твердых телах (обзор) — Акуст. журн., 1979, т. 25, № 1, с. 1–17.
4. *Викторов И. А.* Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 288 с.
5. *Бреховских Л. М.* О поверхностных волнах в твердом теле, удерживаемых кривизной границы.— Акуст. журн. 1967, т. 13, № 4, с. 541–555.
6. *Викторов И. А.* Поверхностные волны на цилиндрических поверхностях кристаллов.— Акуст. журн., 1974, т. 20, № 2, с. 199–206.
7. *Гузь А. Н., Кубенко В. Д., Черевко М. А.* Дифракция упругих волн. Киев: Наук. думка, 1978. 308 с.
8. *Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К.* Теория дифракции. М.: Мир, 1964. 333 с.

Московский горный институт

Поступила в редакцию
11.IV.1983